

Том 101, Номер 2

ISSN 0004-6299

Февраль 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 2, 2024

Павел Петрович Паренаго и его имя в науке

И. В. Кузнецова, М. Е. Прохоров 66

Профили и некоторые динамические параметры слоисто-неоднородной эллиптической галактики

С. А. Гасанов 77

Неразрешенные двойные системы с белыми карликами в рассеянных звездных скоплениях

В. О. Михневич, А. Ф. Селезнев 92

Вращение линии апсид в затменной системе V1059 Ser

В. С. Козырева, Ф. Б. Хамракулов, О. А. Бурхонов, А. И. Богомазов, Б. Л. Сатовский 101

Исследование быстрой переменности карликовой новой SS Cyg при разных уровнях блеска

Т. С. Хрузина, И. Б. Волошина, В. Г. Метлов 111

Распределение холодных пятен на поверхности красного карлика V647 Her

Н. И. Бондарь, К. А. Антонюк, Н. В. Пить, И. Ю. Алексеев 137

Тонкая частотная структура межзвездных мерцаний радиоизлучения пульсара B1133+16 на частоте 111 МГц

М. В. Попов, Т. В. Смирнова 144

Адиабатный спектр радиоизлучения облаков плазмы, выбрасываемых Солнцем во время солнечных вспышек, и неоднородности спектра радиоизлучения облаков

А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских 159

Прогнозирование геомагнитных бурь, связанных с межпланетными корональными выбросами массы

Д. Г. Родькин, В. А. Слемзин 165

Линейная поляризация линии гелия D₃ ускоренными протонами в хромосфере Солнца

М. Б. Шапочкин, С. А. Богачев 174

Поляриметрический мониторинг астероидов примитивных типов вблизи перигелия с целью обнаружения их сублимационно-пылевой активности

В. В. Бусарев, Н. Н. Киселёв, М. П. Щербина, Н. В. Карпов, А. П. Горшков 183

Статистические характеристики осажденного водяного пара, оптической толщи и облачности в северной части Евразии

В. Б. Хайкин, А. Ю. Шиховцев, А. П. Миронов 195

ПАВЕЛ ПЕТРОВИЧ ПАРЕНАГО И ЕГО ИМЯ В НАУКЕ

© 2024 г. И. В. Кузнецова¹, М. Е. Прохоров¹

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 14.08.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

Приведена краткая биография одного из основателей звездной астрономии как науки — Павла Петровича Паренаго. Рассмотрен вопрос о том, какие научные феномены и объекты в астрономии носят его имя.

Ключевые слова: звездная астрономия, потенциал Паренаго, план Паренаго, формула Паренаго, каталог переменных звезд, парадоксы Паренаго

DOI: 10.31857/S0004629924020019 **EDN:** KTVSAE

1. ВВЕДЕНИЕ

Весной 2023 г. в Волгоградском университете прошла очередная международная конференция по звездной астрономии, на которой собрались представители нескольких стран постсоветского пространства, занимающиеся этой наукой. Но сам термин “звездная астрономия” возник сравнительно недавно, всего лишь в прошлом веке, и у него есть автор — Павел Петрович Паренаго, один из тех, кто основал звездную астрономию как науку в СССР. Его имя до сих пор фигурирует в таких астрономических терминах как зависимость, формула, соотношение, функция, план, несколько парадоксов. Хотя этот ученый прожил недолгую по общепринятым меркам жизнь, всего 54 года, он успел сделать поразительно много, оставил после себя не только научные труды, до сих пор актуальные, но и школу звездной астрономии, сооснователем которой он стал вместе со своим другом и соавтором Борисом Васильевичем Кукаркиным. Именем ученого были названы астероид, кратер на Луне и даже пароход.

2. О ПАВЛЕ ПЕТРОВИЧЕ ПАРЕНАГО

Павел Паренаго родился 7 (20) марта 1906 г. в семье врача-хирурга и земского доктора Петра Павловича Паренаго (1879–1947) и его супруги Марии Григорьевны Толстопят (1884–1951) в Екатеринодаре (ныне Краснодар). Фамилия “Паренаго” кажется необычной для русского слуха. Сам Павел Петрович объяснял происхождение своей фамилии тем, что один из его предков имел прозвище “Пареный”, или на старинный манер “Пареной”. Дальше появившийся сын стал уже чьим сыном? — Паренаго. А затем удареение сместилось к концу

фамилии. Оказалось, что это недалеко от истины. Паренаго — древний, но мелкий дворянский род, имеющий даже свой герб. Предки фамилии Паренаго “служили Российскому Престолу дворянские службы и жалованы были от Государей в 7123/1615 и других годах поместьями. Все сие доказывается справкою Вотчинного Департамента и копиею с определения Воронежского Дворянского Депутатского Собрания, о внесении рода Пареного в родословную книгу в 6-ю часть, древнего дворянства” [1]. Правда, прямого родства Павла Петровича с представителями Воронежской линии этой фамилии историки не обнаружили.

В 1912 г. семья земского врача Петра Павловича Паренаго переехала в Москву, и в 1915 г. девятилетний сын доктора пошел в частную школу — гимназию Флерова, плата за обучение в которой была немаленькой, и сама школа была довольно известной. Основная программа была 8-летней. С 1-го класса вводились: русский и немецкий языки, история, география, арифметика и природоведение, со 2-го класса — французский язык. В 4-м классе вместо арифметики появляется алгебра и геометрия, а в 6-м — физика. Выпускные испытания позволяли поступить в университет или другие высшие учебные заведения.

Учиться было интересно, от учебы Павел получал удовольствие и учился хорошо. В гимназии Павел Петрович заинтересовался астрономией и химией. Сам он вспоминает, что первому способствовало прочтение в 1916 г. популярной в то время книги Германа Клейна “Астрономические вечера”. Это издание содержало исторические очерки, соединенные с биографиями выдающихся астрономов,

и, что особенно важно, в надлежащих местах были вставлены разъяснения основных понятий, к тому же книга была прекрасно иллюстрирована.

С 1919 г. Павел начал наблюдения с помощью бинокля и подзорной трубы. Все свои наблюдения он тщательно протоколировал и считал их очень ценными для науки [2].

Уже в самых первых своих наблюдениях будущий ученый проявил склонность к тщательнейшей их систематизации. Именно это качество вкупе с огромной работоспособностью, неутомимостью и любовью к науке способствовало успеху в выбранном виде деятельности. Кроме того, в 1920 г., в ночь с 22 на 23 августа, была открыта Новая Лебедя. Новые звезды (лат. nova) — это звезды, светимость которых внезапно увеличивается примерно в 10^3 – 10^6 раз (в среднем на 12 звездных величин). Возможно, это явление тоже сдвинуло выбор молодого ученого в пользу астрономии, а не химии. В первые годы советской власти в школе начались преобразования, которые нелучшим образом отражались на учебном процессе. И, закончив шестой класс, в 1921 г. Павел перестает ходить в школу. Вместо этого он начинает посещать лекции в университете в качестве вольнослушателя и включается в работу Московского общества любителей астрономии (МОЛА).

В те годы после Октябрьской революции в Москве продолжало существовать общество любителей астрономии, основанное в 1908 г., хотя его деятельность по сравнению с дореволюционным временем значительно сократилась — многим пришлось по разным причинам покинуть Москву. До 1920 г. в составе МОЛА была только одна секция — по теоретическим вопросам астрономии и астрофизики. В июне 1920 г. была образована еще одна секция — популярной астрономии. В 1921 г. Б.А. Воронцов-Вельяминов, тогда уже студент МГУ, создал в МОЛА Коллектив наблюдателей “Колнаб”, в который вошли П.П. Паренаго, В.В. Федынский, С.К. Всехсвятский, А.П. Моисеев, Г.Г. Тюрк¹. Первое собрание Коллектива наблюдателей состоялось 5 января 1922 г. с участием председателя МОЛА профессора С.Н. Блажко, была выработана программа наблюдений переменных звезд [4].

Коллектив наблюдателей — любительская научная организация — собирался с помощью целеустремленных и рационально организованных наблюдений получать скромными средствами ценные

в научном отношении результаты по наблюдениям Солнца, планет, переменных звезд, метеоров. Молодому астроному пришлось по душе изучение переменных звезд — популярное в то время направление, где любительские исследования не менее ценны, чем профессиональные. Этот интерес прошел через всю многообразную научную деятельность ученого красной нитью. Исследованиями переменных звезд Павел Петрович продолжал заниматься всю жизнь, перемежая их изучение с другими научными исследованиями, накапливая при этом огромную базу данных по переменным. Им были получены несколько очень интересных результатов, касающихся переменных звезд. Начав систематические визуальные наблюдения переменных звезд в 1921–1922 гг. (тогда большую их часть он производил с шестикратным призматическим биноклем), он возвращается к переменным на каждом новом витке своей научной карьеры. Результаты первых наблюдений были опубликованы в “Бюллетене общества любителей астрономии”, а позднее в немецком журнале “Astronomische Nachrichten” и в основанном Борисом Кукаркиным в 1928 г. бюллетене “Переменные звезды”.

Осенью 1922 г. Павел Паренаго, сдав экзамены за курс школы и вступительные испытания в университет, поступает на физико-математический и на химический факультеты Московского университета. Впоследствии учебу на химическом факультете пришлось оставить, такая нагрузка оказалась чрезмерной. Первой работой Павла Петровича в 1925 г. была должность конторщика на фабрике Красный Октябрь, где его отец работал врачом. С фабрики юноша уволился по собственному желанию через год, указав причиной увольнения “желание работать по специальности”.

В том же 1925 г. начинается его полноценная научно-исследовательская работа. В декабре 1925 г. Павел Петрович становится научным сотрудником ГАФИ (Государственного астрофизического института), располагавшемся в Трубниковском переулке. В 1927 г. он стал еще и научным сотрудником в Астрономо-геодезическом научно-исследовательском институте (АГНИИ) при МГУ, располагавшемся на территории Краснопресненской обсерватории МГУ. В самой обсерватории Паренаго с 1929 г., задолго до окончания университета, много занимается фотографированием неба на фотопластинки с помощью экваториальной камеры. С 1927 по 1931 гг. П.П. Паренаго производит несколько десятков тысяч оценок блеска почти тысячи плохо исследованных или вовсе не исследованных переменных звезд.

¹ Все перечисленные лица, включая Б.А. Воронцова-Вельяминова, затем стали руководителями отделов Колнаба. Паренаго стал руководителем отдела переменных звезд.

В 1931 г. в Москве организуется Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга путем объединения Московской обсерватории МГУ, АГНИИ МГУ и ГАФИ. Павел Петрович автоматически становится одним из первых сотрудников ГАИШ. Директор вновь созданного института А.А. Канцеев вскоре приглашает туда работать Б.В. Кукаркина (1932), затем Н.Ф. Флорю (1935). Активно участвовать в изучении переменных звезд начинают М.С. Зверев и П.Г. Куликовский. В Москве образуется сильный коллектив исследователей переменных звезд.

Сразу после окончания университета с 1929 по 1931 гг. Паренаго летние месяцы проводит в командировках в Симеизе. Здесь он ставит себе задачу “быть аспирантом у самого себя” [2]. Он участвует во всех возможных исследованиях, изучает самые разные методы наблюдений, проводит экскурсии, а вечерами “проглатывает” огромное количество научных журналов, начиная с 1900 г., из богатой научной библиотеки — так он “отдыхает”. А еще в Симеизе он работает с архивом фотопластинок, изучает переменные звезды по фотонегативам. По-видимому, именно тогда он понял, что только своих личных наблюдений звезд для серьезного, глубокого астрономического исследования совершенно недостаточно, необходимо привлекать материал и других наблюдателей. Так формируется научный стиль Павла Петровича Паренаго. Заметим, что в нашей стране именно он был пионером в деле массового использования фотографического материала для изучения переменных звезд. В дальнейшем использование богатых “стеклянных библиотек” астрономических обсерваторий СССР получило широкое распространение, и до сих пор этот метод исследования не потерял своей актуальности.

Научная и педагогическая карьера Павла Петровича в университете складывается благополучно. В 1932 г. Паренаго становится старшим научным сотрудником ГАИШ МГУ. Уже тогда звучная фамилия “Паренаго” становится известной в астрономическом мире. В 1932 г. в ГАИШ и Астросовете АН СССР по “плану Паренаго” была создана “Центральная комиссия по изучению переменных звезд”, объединяющая все исследования переменных, ведущиеся в СССР. С начала 1930-х годов начались обобщающие исследования отдельных типов переменных звезд.

В 1934 г. он совместно с Б.В. Кукаркиным показал, что переменные типа U Близнецов являются звездами-карликами [4]. Учеными была обнаружена линейная зависимость между средней амплитудой

вспышек карликовых новых и логарифмом среднего интервала времени между вспышками (зависимость Кукаркина-Паренаго). Оказалось, что на эту прямую ложатся и обе известные в то время повторные новые: Т Компаса и RS Змееносца. Далее учеными было сделано не вполне корректное по сегодняшним меркам, но удивительно удачное предсказание [5]. Паренаго и Кукаркин рискнули применить найденную зависимость к Новой Т Северной Короны, которая тогда не считалась повторной, ведь у нее наблюдалась только одна вспышка в 1866 г. Амплитуда вспышки составляла 8.3^m , что заметно меньше амплитуд Новых звезд и как раз больше соответствует Повторным Новым. Результатом стало предсказание ее вспышки через 60–100 лет после предыдущей, т.е. с 1926 по 1966 гг. К тому моменту часть этого интервала уже прошла, звезду следовало немедленно начать регулярно наблюдать! К огромной радости ученых, звезда действительно вспыхнула в 1946 г. согласно их предсказанию.

Одно из важнейших направлений деятельности Паренаго — создание каталогов (в первую очередь — карточных). Когда в конце 1920-х Павел Петрович много занимался фотографированием неба, ему пришла идея собрать все известные сведения обо всех известных звездах. И вот уже с начала 1930-х годов Паренаго и некоторые из первых его помощников начали собирать сведения о звездах — об их блеске, собственных движениях, параллаксах, лучевых скоростях. Были оформлены карточки на несколько десятков тысяч звезд. По этому богатому, точному и проверенному материалу была построена самая точная для того времени диаграмма Герцшпрунга-Рассела. С ее помощью Павел Петрович подтвердил существование последовательности субкарликов, идущей параллельно главной последовательности ниже ее, открытой в 1938 г. Дж.П. Койпером, и показал, что эти звезды принадлежат к сферической подсистеме нашей Галактики.

В 1939 г. было начато изучение пространственных скоростей звезд. Для этого необходимо знать расстояния до звезд (параллаксы), их собственные движения и лучевые скорости — знание этого набора параметров позволяет определить пространственную скорость звезды, еще важно учесть влияние межзвездного поглощения света. Работа была очень трудоемкой, длилась долго, в ней участвовали ученики Паренаго. К 1946 г. были составлены сводные карточные каталоги 25 000 параллаксов, 12 000 лучевых скоростей звезд. Непосредственное участие в работе принимали ученики Павла Петровича М.И. Уранова, Н.М. Артюхина, Т.С. Мешкова. При

этом Павел Петрович со своим дотошным характером, заботясь о надежности используемых данных, сам уточнял многие из результатов, проводил заново определения масс отдельных двойных звезд, оценивал их периоды, средние значения параллакс и т.д. Из первоначальных 12 000 карточек жесткие требования ученого на однородность данных и надежность характеристик прошли только 3000. Этот массив данных был разделен на группы по спектральным классам, для каждой группы определялись основные кинематические параметры: скорость центроида Солнца и его пекулярная скорость, а также дисперсии скоростей звезд группы относительно центроида.

Оказалось, что все кинематические параметры примерно совпадают между собой для звезд ранних (B–F) и поздних (G–M) спектральных классов, а между ними испытывают скачок [6]. Этот эффект впоследствии получил название “эффекта Паренаго” (в зарубежной литературе его называют “разрыв Паренаго” — *Parenago's discontinuity*).

В 1930-х годах, когда обнаружилось, что в Галактике существует поглощение света, вызывающее ослабление блеска звезд и изменение их цветов, одной из важнейших проблем стала проблема учета этого эффекта. Первые работы Паренаго по межзвездному поглощению относятся к середине 1930-х. В 1940 г. Павел Петрович предположил, что поглощающая материя распределена вблизи плоскости Галактики по барометрическому закону аналогично звездам — их плотность экспоненциально убывает при удалении от плоскости Галактики. Формула Паренаго для поглощения стала очень популярной. Эта формула позволяет определять поглощение света в зависимости от галактической широты объекта и расстояния до него. Паренаго также установил значения параметров, входящих в эту формулу: величину поглощения в галактической плоскости и параметра распределения поглощающей материи. Было показано, что поглощение света происходит в небольших темных туманностях, оценены их число и размеры. Величина поглощения на килопарсек оказалась существенно больше, чем принималась ранее. Уже после Великой Отечественной войны в 1945 г. Павлом Петровичем была построена первая карта распределения межзвездного поглощения по небу.

Заметим, что с появлением нового направления в исследованиях Павел Петрович уделял прежним меньше времени и внимания, передавая их своим ученикам и сотрудникам, предлагая каждому из них то, что им было действительно интересно. Но в любой момент перед Паренаго всегда стоял целый ряд

научных задач — несколько остро интересных ему лично и несколько других, план исследования которых на обозримое время был ему хорошо понятен. Для работы в таком стиле необходимы особые качества: огромная работоспособность, склонность к методичности и систематичности, а также умение вовлечь и заинтересовать учеников, организовать их деятельность для получения действительно хороших результатов.

Педагогическая деятельность Паренаго была не менее насыщенная, чем научная. Начал он ее не в университете, а в Московском институте стали, где преподавал математику. В 1934 г. Павел Петрович начинает преподавать в МГУ как доцент — он читает в университете курс звездной астрономии. В 1935 г. Павлу Петровичу без защиты диссертации присвоена докторская степень. Стремясь иметь возможность больше времени уделять работе в библиотеке, Павел Петрович в 1936 г. даже переехал в Обсерваторию на Пресне. О целесообразности этого переезда упоминается в протоколе одного из заседаний дирекции института. С 1938 г. он профессор университета. В том же году вышел в свет его Курс звездной астрономии. Это был первый университетский учебник не только у нас, но и в мире (он дважды переиздавался). В нем Павел Петрович широко описывал звездную астрономию, показав, что она не сводится к одной лишь звездной статистике. Этот раздел он раскрыл как граничащий с астрометрией, астрофизикой и небесной механикой и в тесной связи с изучением переменных звезд. Сам ученый, подводя итоги своей деятельности в 1953 г., самым главным достижением посчитал то, что он добился чтения курса звездной астрономии во всех университетах с астрономической специальностью.

Где-то в 1936 г. П.П. Паренаго и Б.В. Кукаркин задумываются о создании новой кафедры звездной астрономии. Но создание кафедры — процесс длительный, и только в сентябре 1940 г. состоялось первое ее заседание. Заведующим кафедрой становится П.П. Паренаго, а его друг, соратник и соавтор Б.В. Кукаркин — доцентом на ней. С 1940 г. Павел Петрович, изучив по первоисточникам звездную динамику, начал читать этот раздел звездной астрономии как факультативный курс, а затем включил его в свой учебник. Наряду с курсом звездной астрономии Павел Петрович читал и другие курсы. Он был широко эрудированным специалистом, обладающим к тому же феноменальной памятью. В ГАИШ еще долго помнили, что он знал координаты всех ярких звезд и помнил наизусть трехзначную таблицу логарифмов, у него всегда можно было

без промедления получить нужную ссылку или справку. Павел Петрович вел упражнения по сферической астрономии, а после смерти проф. С.А. Казакова читал и сам курс (с 1936 по 1941 гг.), подготовил переиздание учебника сферической астрономии С.А. Казакова. Также вел курсы теории вероятности и математической обработки наблюдений.

В конце 1930-х годов перед советскими учеными — исследователями переменных звезд возникла необходимость иметь центр, в котором бы хранилась информация обо всех особенностях переменных звезд. Было очень важно не зависеть в этом отношении от издававшихся за границей справочников и каталогов. П.П. Паренаго был одним из активнейших организаторов такого центра в СССР. В сентябре 1940 г. он совместно с Б.В. Кукаркиным начал грандиозную работу по составлению карточки, в которой должны были найти полное отражение все когда-либо производившиеся исследования всех переменных звезд. Работа была действительно очень трудоемкой, но “Кукаренаго” (было такое шутовское название рабочего тандема Паренаго-Кукаркин) продвигали ее очень интенсивно.

Нападение фашистской Германии на нашу страну прервало эту важную научную деятельность ученых. В начале Великой Отечественной войны в 1941 г. Павел Петрович был призван в армию и служил в качестве специалиста по авиационной метеорологии. Демобилизовали Павла Петровича весной 1944 г. в звании военного инженер-капитана 3 ранга, с должности начальника 3 отдела первого управления Главного управления гидрометеослужбы Красной Армии [7]. Тогда фронт уже приближался к рубежам нашей Родины, и многих ученых стали отзывать. Активная и разносторонняя научная и педагогическая деятельность П.П. Паренаго продолжилась. После Великой Отечественной войны отдел, занимавшийся газовыми туманностями и звездными движениями, стал называться отделом изучения Галактики, его руководителем стал Павел Петрович Паренаго.

К 1946 г. прерванная войной грандиозная работа по каталогизации переменных звезд была закончена, и Академия наук СССР уполномочила своих представителей на первом послевоенном заседании Исполнительного комитета Международного астрономического союза (МАС) выступить с предложением передать СССР ведение работ по составлению и изданию каталогов переменных звезд². Это предло-

жение было принято³, и к лету 1948 г. (к очередному съезду МАС) было уже составлено и выпущено в свет первое советское издание Общего каталога переменных звезд (ОКПЗ). Это однотомное издание содержало сведения о 10 930 переменных звездах.

В дальнейшем ежегодно публиковались дополнения к этому каталогу, за 1949–1958 гг. было издано девять таких дополнений. В 1951 г. был опубликован Каталог звезд, заподозренных в переменности (8134 звезды). П.П. Паренаго, несмотря на загруженность другими работами, всегда уделял составлению этих каталогов большое внимание.

В 1958 г. вышло второе издание ОКПЗ. Оно было двухтомным и содержало уже 14 708 звезд. Это было последнее издание ОКПЗ при жизни П.П. Паренаго. После его кончины были изданы еще три печатных издания ОКПЗ (последнее — пятитомное), а сегодня каталог стал электронным.

Еще одним направлением исследований П.П. Паренаго было изучение структуры нашей Галактики. Вероятно, заняться этим позволило создание в 1930-х годах карточных каталогов. Причем это были не только звездные подсчеты, проводившиеся и до него, но и работы по определению гравитационного потенциала Галактики и распределения массы в ней. Первая работа о зависимости скорости вращения Галактики от расстояния до галактического центра была опубликована в Астрономическом журнале совместно с К.Ф. Огородниковым в 1935 г. [8]. В 1939 г. Паренаго первым в мире вычислил орбиту Солнца в Галактике в простейших предположениях, что вся масса Галактики в ее центре, а Солнце движется по кеплеровскому эллипсу [9]. Апогалаксий — максимальное расстояние от центра Галактики — составлял $Q = 14.2$ кпк, большая полуось орбиты $a = 10.9$ кпк, перигалаксий — $q = 7.6$ кпк.

В 1952 г. Паренаго рассчитал орбиту Солнца в галактическом потенциале Паренаго [10]. Эта орбита не лежит в плоскости Галактики, скорость Солнца имеет небольшой перпендикулярный к ней компонент.

Помимо этого, Паренаго в 1945 г. первым рассмотрел колебания звезд, в том числе и Солнца, поперек диска Галактики [11].

Продолжением этих работ стали исследования гравитационного потенциала Галактики [10, 12]. В этой задаче Павел Петрович рассматривал нашу Галактику как звездную систему с осевой и зеркальной (относительно плоскости Галактики) симмет-

² До войны этой деятельностью занимались астрономы Германии.

³ Ведение работ было поручено ГАИШ МГУ и Астросовету АН СССР (ныне ИНАСАН — Институт астрономии РАН).

рией, находящуюся в статистическом равновесии. В этом случае распределение звезд выражается через шесть постоянных — интегралов движения, но в явном виде для рассматриваемого осесимметричного случая можно найти только два из них. Уравнения, описывающие эту систему, решаются аналитически ([13], §61) (потенциал Галактики Паренаго) и хорошо описывают кривую вращения в окрестностях Солнца. Но на достаточном удалении от центра Галактики в этой модели возникают отрицательные плотности. Это один из парадоксов Паренаго, на который его автор особого внимания не обращал. Сегодня эта проблема решена.

Еще один парадокс, который связывают с именем Паренаго, состоял в том, что в модели Галактики Оорта масса ядра достигала 60% массы Галактики. В 1948 г. Паренаго указал на сходство нашей Галактики и туманности Андромеды и первым усомнился в такой большой массе ядра Млечного Пути. Парадокс решен в [14].

Частным, но очень важным и интересным открытием, сделанным П.П. Паренаго совместно с А.Г. Масевич и опубликованным в 1950 г., был парадокс Алголя [15], который чаще всего и называют парадоксом Паренаго. Согласно теории, более массивные звезды эволюционируют быстрее. Поэтому в двойной системе, в которой компоненты образовались одновременно, более массивная звезда должна находиться на более поздней стадии своего развития. Однако в двойной системе Алголя менее массивный компонент Алголь В уже покинул главную последовательность, а более массивный Алголь А все еще находится на ней, то есть все наоборот. Объяснение парадоксу в 1955 г. дал американский астроном Дж. Кроуфорд — состояние двойной объясняется перетеканием вещества, произошедшим ранее между ее компонентами.

После войны, когда Павел Петрович был окружен большим коллективом единомышленников, он стал ставить перед собой более масштабные задачи и проблемы. Одной из таких проблем было развитие представлений о звездных подсистемах Галактики, ей он занимался вместе с Б.В. Кукаркиным. Идея состояла в том, что в галактиках существуют два типа звездного населения, различающихся по химическому составу, пространственному распределению и скоростям, по положению на диаграмме Герцшпрунга-Рассела и другим параметрам. Население I содержит звезды разных возрастов, в том числе и молодые, богатые тяжелыми элементами. К населению I относятся звезды галактического диска, в том числе Солнце. В звездах населения II содержание

тяжелых элементов на несколько порядков ниже. Это старые звезды, с возрастом более 10 млрд лет. В спиральных галактиках население II составляют звезды гало и шаровые скопления. Звездные населения были открыты Вальтером Бааде [16] в 1944 г. Эту статью Бааде из номера *Astrophysical Journal*, попавшего в СССР с северным конвоем, Паренаго поспешил перевести на русский язык сразу, как только она оказалась у него в руках. Работа была опубликована в первом выпуске *Астрономического журнала*, вышедшем после Победы.

Титаническим трудом было исследование туманности Ориона. Еще во время войны в 1944 г. П.П. Паренаго начинал работу по всестороннему изучению Большой туманности Ориона, в том числе и нескольких сотен входящих в нее переменных звезд. Он проводит комплексное исследование, в котором используются методы и астрометрии, и фотометрии, и звездной динамики, и приемы исследования переменных звезд.

Его капитальное исследование области в 9 квадратных градусов вокруг туманности Ориона объемом почти 550 стр. вышло в свет в 1954 г. [17]. В нем содержится полная информация обо всех переменных звездах в этой области неба. Оказалось, что переменные звезды в туманности Ориона являются неправильными переменными (т.е. непериодическими), и по предложению П.П. Паренаго их стали относить к типу RW Возничего⁴. Было показано, что туманность Ориона является очень молодым образованием, а обилие переменных звезд этого типа в какой-либо части неба свидетельствует о наличии там молодых звездных ассоциаций. Это нашло подтверждение в дальнейших работах П.Н. Холопова, М. Уокера и др.

Опубликованное в 1954 г. исследование области туманности Ориона показало полный успех комплексного применения различных методов. Оно подтолкнуло П.П. Паренаго на разработку плана исследования и других интересных участков неба. Еще в 1952 г. на 10-й Всесоюзной астрометрической конференции П.П. Паренаго предлагает исследовать собственные движения в областях Млечного Пути с галактическими долготами $l = 60^\circ$ и $l = 150^\circ$, где мы смотрим соответственно вдоль и перпендикулярно к спиральным рукавам Галактики и где можно получить важные результаты о звездных движениях без измерения лучевых скоростей. В 1955 г. на пленуме комиссии по звездной астрономии

⁴ Сегодня такие звезды чаще называют переменными типа Т Тельца, по другому их прототипу, чуть позже открытому и исследованному академиком В.А. Амбарцумяном.

П.П. Паренаго выдвигает свой план комплексного изучения избранных областей Млечного Пути [18], который получил название плана Паренаго. Он предложил выбрать пять наиболее интересных участков, в которых находятся темные и светлые туманности, звездные скопления и ассоциации. Некоторые из участков важны с точки зрения анализа собственных движений. Согласно этому плану, необходимо исследовать свыше 40 000 звезд до 13^m, получить для них величины, спектры, показатели цвета и т.д. Естественно, что такой план не может выполнить одно учреждение. П.П. Паренаго призвал обсерватории нашей страны и зарубежные обсерватории принять участие в этой работе. План был принят и ряд обсерваторий включился в его выполнение.

Видно, как программа широкого исследования неба, сначала нацеленная только на переменные звезды и обсуждаемая только на конференциях переменщиков ([19], с. 215), к пятидесятым годам существенно расширилась. По плану Паренаго вблизи плоскости галактики были выделены 5 областей, разделенные затем на 176 площадок, которые должны были интенсивно изучаться нашими обсерваториями. В отличие от равномерно распределенных по небу площадок Каптейна и областей с эмиссионными туманностями в плане Шайна, в плане Паренаго проводилось изучение областей с темными туманностями. Программы Паренаго (и Г.А. Шайна) обладали замечательным свойством — они способствовали объединению больших коллективов ученых вокруг фундаментальных проблем астрономии и делали возможным на сравнительно небольших телескопах получить важные научные результаты.

Таким образом, в 1955 г. Паренаго начал еще более грандиозное исследование области, в которой находится туманность Ориона, охватывающей теперь 345 квадратных градусов. Однако он успел только определить по снимкам Абастуманской обсерватории спектральные классы 2800 звезд и составить каталог и карты 10 000 звезд в этой области.

Были и работы, которые нельзя отнести целиком к одному из перечисленных выше направлений. К ним относятся исследования кинематики переменных звезд. Паренаго подробно изучает кинематику долгопериодических и короткопериодических цефеид и переменных звезд некоторых других типов. Он обобщает многие результаты, полученные Б.В. Кукаркиным в 1943–1947 гг. на основе изучения пространственного распределения переменных звезд. Для осуществления этих исследований П.П. Паренаго проделал огромную работу по тщательной проверке, ревизии и новому определению

собственных движений и пространственных скоростей цефеид. Было показано, что большинство долгопериодических цефеид обладают “спокойной кинематикой”, т.е. небольшой дисперсией и орбитами, близкими к круговым, большинство же короткопериодических цефеид оказались обращающимися по сильно эллиптическим орбитам.

В конце 1957 г. П.П. Паренаго предпринимает новую работу по изучению структуры диаграммы спектр-светимость. В чем-то эта работа перекликается с его предвоенными исследованиями (см. выше). Полученные результаты стали основой его доклада на симпозиуме по диаграмме Герцшпрунга-Рассела, состоявшемся на X съезде Международного астрономического союза в Москве летом 1958 г. После Второй мировой войны началось широкое применение фотоэлектрической фотометрии для построения диаграмм цвет-светимость, в которых вместо спектрального класса используется показатель цвета. Ему удалось построить диаграмму спектр-светимость почти исключительно на основе наиболее точных фотоэлектрических цветов близких звезд, для которых имелось много измерений. Диаграмма была построена по 870 звездам с надежно известными расстояниями.

Особенностью этой работы было исследование связи кинематики звезд с их положением на диаграмме. Его результаты позволяют подтвердить или отвергнуть предсказываемую теорией общность эволюции тех или иных объектов.

Многочисленные работы по изучению строения разных подсистем и их кинематики, изучение субкарликов, планетарных туманностей, белых карликов, звездных скоплений, переменных звезд типа RR Лиры, долгопериодических переменных, цефеид и других типов звезд позволяло Павлу Петровичу постоянно улучшать суммарную картину наших представлений о структуре Галактики, причем он привлекал и радиоастрономические данные. П.П. Паренаго настойчиво искал связи физических свойств звезд с их распределением в пространстве и движениями в Галактике.

Хотим обратить внимание, что в списке трудов П.П. Паренаго [20], содержащем 225 названий, публикаций с соавторами — только 32⁵. Это чрезвычайно мало по современным меркам. При этом во многих статьях встречаются упоминания, что этот расчет выполнен такой-то сотрудницей ГАИШ, а эти данные подобраны другой сотрудницей. Полный

⁵ В 16 из них соавтором или одним из соавторов был Б.В. Кукаркин.

список научных и наиболее крупных популярных работ П.П. Паренаго насчитывает около 250 названий. А.С. Шаров, ученик П.П. Паренаго, к 75-летию со дня его рождения сделал попытку охарактеризовать научное творчество Паренаго с наукометрической точки зрения. Оказалось, что в 1958 и 1959 гг. Паренаго был самым цитируемым автором в СССР, и даже в 1965 г. находился на третьем месте. Среди отечественных ученых, уже ушедших из жизни, П.П. Паренаго по цитируемости опережал всех. Это исследование Шарова еще раз показывает, что П.П. Паренаго оказал огромное влияние на своих учеников, создал подлинную научную школу, его подходы до сих пор важны.

Его коллеги вспоминали: “В личной жизни Павел Петрович Паренаго был живым и общительным человеком, неизменно доброжелательным к людям, добрым и отзывчивым товарищем, всегда готовым помочь каждому словом и делом. Активный участник всех общественных начинаний коллектива Института им. П.К. Штернберга, Павел Петрович неоднократно выступал на институтских вечерах самодеятельности. Он не замыкался в рамки одной только науки, а хорошо знал историю, философию, интересовался литературой, искусством” [2]. Общение с ним всегда было интересным и поучительным. Его натура совмещала глубину серьезного ученого-исследователя и мальчишество, и даже порой озорство. Интересное наблюдение, которое по воспоминаниям Д.Я. Мартынова приведено в книге В.Г. Шамаева [21]: “Павел Петрович очень не любил стандартные фразы и стремился выражать свои мысли по возможности более оригинально. Это породило стремление коллекционировать всякого рода неудачные выражения и склонность к игре слов, их переименованию (например “корок сопеек”) и каламбурам (“мне снится Коперник счастливый”). Все это хранилось в объемистой записной книжке, которую он любил почитать, как только собиралось подходящее общество”.

Наука — это всегда соревнование, в котором вопросы приоритета очень важны. Павел Петрович не раз помогал начинающим, еще не состоявшимся ученым сделать свои первые шаги. Так, однажды Паренаго увидел присланную в “Астрономический журнал” статью Д.Е. Щеголева, содержащую решение о вращении Галактики. Павел Петрович знал, что Ф.А. Цицин (тогда еще студент) получил такое же решение гораздо раньше и настоятельно посоветовал ему срочно опубликовать заметку в “Астрономическом циркуляре” о приоритете [22]. Такая забота о студентах, своих сотрудниках, внимательное

отношение к окружающим очень характерны для Павла Петровича Паренаго, как его коротко называли ученики “ПэПэПэ”.

К Павлу Петровичу стремились попасть в аспирантуру. Из 19 учившихся у него аспирантов 13 стали успешными учеными-астрономами. Несколько сотрудников под его руководством защитили кандидатские диссертации. Приезжали к нему для консультаций и из других городов. Однажды сам отправлявшийся в командировку Паренаго предложил гостю проехать с ним некоторое расстояние от Москвы до ближайшей станции, а обсудив все по этой дороге, обратной электричкой вернуться в Москву. Его знали везде: и в Грузии, и в Латвии, и в Эстонии, и в Казахстане. Уже в пятидесятые годы Паренаго дважды был агитатором студенческой группы — так тогда называли кураторов. В своих записях против фамилии каждого студента он делал пометки “высокий брюнет с усами”, “маленький мальчик со странным взглядом”, важны были и оценки, полученные по предметам, о чем тоже были записи. Все характеристики были доброжелательными и с юмором, а в некоторых была пометка “сдружились”. Один из патриархов астрономии и геофизики Н.Н. Парийский, дольше всех знавший Павла Петровича, отзывался о самой характерной черте Паренаго: “Он был удивительно систематичен”, что соответствовало действительности. Страсть все представить числом, графиком, списком, каталогом у него была, и это объяснимо: всегда иметь для работы под рукой материал в удобной форме. Этим же объясняется и то, что он без промедления обрабатывал наблюдения. Когда он работал над областью в Орионе, составляя карточный каталог многих тысяч звезд, даже звоня по телефону, набрав номер, пока его соединяли с абонентом, он успевал на карточке вычислить координаты очередной звезды, перевести координаты из экваториальных в галактические и обратно [23]. Про свою авторучку “вечное перо”, которое он никогда не терял, в отличие от остальных, он говорил: “Она либо на пальцах, либо в кармане”. Его трудолюбие не поддавалось описанию. Уезжая в отпуск, он радовался, что теперь будет совершенно свободен и сможет работать по восемь часов в день над задачами, а дальше шло перечисление. Встречи с ППП и милыми членами его семейства всегда были приятны. Великолепная отзывчивость, интерес и доброжелательность лично к тебе, фанатичная преданность астрономии — таков профессор ППП [24]. Учениками и продолжателями П.П. Паренаго в звездной динамике стали известнейшие в дальнейшем московские астрономы П.Н. Холопов, Е.Д. Павловская,

Д.К. Каримова, Н.Е. Курочкин, А.С. Шаров, Ф.А. Цицин, Ю.Н. Ефремов. Дипломницей П.П. Паренаго была главный научный сотрудник Института физики Земли, доктор физико-математических наук. Е.Л. Рускол. Учеником Паренаго является и Я.Э. Эйнасто, эстонский астроном, которому принадлежит приоритет в выдвижении ряда важнейших идей в области динамики и строения галактик. Вот как характеризует Ю.Н. Ефремов — один из учеников Паренаго — Школу звездной астрономии и ее приоритет в некоторых вопросах: “Это была в подлинном смысле слова научная школа, традиции которой живы и по сей день — комплексный, всесторонний подход, учитывающий и пространственно-кинематические, и физические характеристики звезд, особое внимание к шкале расстояний, к изучению цефеид”. Отметим, что Паренаго был первым, кто объяснил изменчивость периодов цефеид ничтожно малыми изменениями их температур и радиусов. Как и многие другие ученики, Ю.Н. Ефремов обязан своей судьбой в астрономии именно Павлу Петровичу. Однажды тот сам разыскал Юрия Ефремова, тогда студента 3-го курса, удивившись наблюдениям цефеиды SZ Кассиопеи, сделанными Юрой еще в 9-м классе, которые хранились в картотеке. Павел Петрович сказал, что никогда еще не видел таких быстрых изменений периода и что их надо срочно опубликовать. Несмотря на то, что Юрий уже выбрал себе темой курсовой работы фотографирование Луны на солнечном башенном телескопе на цветную пленку у Ю.Н. Липского, научная “гравитация” Паренаго перетянула.

Весной 1956 г. научная общественность столицы отмечала 50-летний юбилей Павла Петровича. В актовом зале ГАИШ по этому поводу прошло торжественное заседание. В адрес юбиляра было произнесено немало теплых слов. В заключение выступил он сам. Кратко рассказав о своей научной деятельности, Паренаго сделал небольшую паузу и сказал:

— Всем тем, чего мне удалось достичь в науке, я обязан...

Присутствующие ожидали, что за этим последуют традиционные для того времени слова — “родной Коммунистической партии и Советскому правительству”. Однако неожиданно для всех Павел Петрович сказал:

— ...я обязан товарищам и моей жене, Ангелине Ивановне, которая вот уже 29 лет является верной моей спутницей.

Без сомнений Павел Петрович Паренаго был выдающимся человеком. В 1949 г. Академия Наук СССР оценила его научный вклад. За работы по

изучению Галактики ему первому была присуждена премия имени Ф.А. Бредихина.

В научно-организационной и общественной работе Павел Петрович взял на себя огромное количество обязанностей. Достаточно указать, что много лет он был наиболее активным членом редколлегии Астрономического журнала, в послевоенный период состоял, кроме того, членом президиума Астросовета, членом редколлегии бюллетеня “Переменные звезды”, “Бюллетеня Всесоюзного астрономо-геодезического общества”, “Вестника МГУ”, членом экспертной комиссии Высшей аттестационной комиссии Министерства высшего образования, председателем Ученого совета Планетария и в 1947–1952 гг. — председателем совета Московского отделения Всесоюзного астрономо-геодезического общества (МОВАГО). В члены МОВАГО (тогда еще Московского общества любителей астрономии) он вступил в 1922 г. и вместе с Б.А. Воронцовым-Вельяминовым и Г.Г. Тюрком тогда же организовал Коллектив наблюдателей, в котором ряд лет заведовал Отделом переменных звезд, привлекая к этой работе многих любителей.

Он был и активным популяризатором науки, читал популярные лекции, писал книги и статьи. Ему принадлежит вышедшая в 1936 г. книга “Астрономические обсерватории”. Вместе с Б.В. Кукаркиным он издал книгу “Переменные звезды и способы их наблюдений” (издания 1938 и 1947 гг.), до сих пор не утратившую своей актуальности. Книга “Мир звезд” в популярной форме знакомила читателей с новейшими данными и методами науки, издавалась в 1951 и 1957 гг. Многие популярные брошюры Павла Петровича вышли на иностранных языках. Курс звездной астрономии в 1953 г. был переведен на китайский язык.

П.П. Паренаго в пятидесятых годах участвовал в ряде научных совещаний, конференций и съездов за рубежом, представляя на них отечественную звездную астрономию. Он побывал в Польше, Венгрии, Швеции, Голландии и Франции. Конечно, Павел Петрович вел и обширную научную переписку с учеными разных стран.

Даже в 1958 и 1959 гг., будучи уже серьезно больным, он в меру своих сил продолжал работу и был одним из организаторов симпозиума по уточнению диаграммы Гершпрунга–Рассела, проводившегося на X съезде Международного Астрономического Союза в Москве в 1958 г. Павел Петрович выступил на съезде с докладом и председательствовал на заседаниях этого симпозиума.

Свидетельством признания научных заслуг Павла Петровича Паренаго на мировом уровне являются слова проф. О. Струве (США), произнесенные в начале его вступительного доклада “Наблюдательные данные, имеющие интерес для исследования звездной эволюции” на симпозиуме в г. Льеже летом 1959 г.: “...Книги и статьи проф. Паренаго показывают, что он является “интегратором” научных знаний *par excellence*...” — т.е. в высшей степени.

Умер П.П. Паренаго 5 января 1960 г. До самого конца он продолжал интересоваться наукой, жизнью института, кафедры и постройкой южной станции ГАИШ в Крыму, к строительству которой он был причастен на самых первых этапах ее обсуждения.

Павел Петрович имел Государственные награды за свой труд: орден Ленина (1951), медаль “За доблестный труд в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.” (1946).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение вернемся к вопросу, сформулированному в заглавии статьи, — где в астрономии осталось имя Павла Петровича Паренаго.

Имена ученых остаются в науке редко. Наверное, это удел классиков. Законы Ньютона, Гука и Кеплера — это навсегда. И названия физических единиц — А, В, Па, Ом, Вт — тоже навсегда, но уже в сокращенном виде. И сегодня появляются новые имена в науке, коллеги присваивают их новым открытым законам, соотношениям, теоремам, признавая заслуги авторов. Но обычно сегодня имена приходят ненадолго — соотношения и формулы уточняются, теоремы обобщаются — в результате приходят другие имена или названия.

В этом смысле Павлу Петровичу Паренаго чрезвычайно повезло (если здесь применимо это слово) — в каждой области звездной астрономии осталось его имя.

— Первый *план Паренаго* по исследованию переменных звезд был сформулирован еще в 1932 г., потом, в 1955 г., он перерос в грандиозный *план Паренаго* по исследованию пяти выделенных областей Галактики.

— *Барометрическая формула Паренаго*, выражающая экспоненциальную зависимость плотности звезд и вещества в диске Галактики от высоты, впервые была применена им при исследовании межзвездного поглощения.

— *Соотношение Кукаркина—Паренаго* — статистическая зависимость между амплитудой вспышки и интервалом между вспышками у карликовых но-

вых позволила ученым предсказать вторую вспышку звезды Т Северной Короны в 1946 г.

— *Плато Паренаго, разрыв и скачок Паренаго* — различия кинематических характеристик общих движений звезд в Галактике для звезд ранних и поздних спектральных классов. Эта зависимость до сих пор вызывает интерес и исследуется уже с привлечением млн и млрд звезд, измеренных в экспериментах Hipparcos и Gaia.

— *Потенциал Паренаго* — аналитическое выражение для гравитационного потенциала Галактики, полученное как решение стационарных уравнений звездной динамики.

— *Функция Камма—Паренаго* — математическое выражение

$$f(R, R_0) \equiv \omega - \omega_0 = \frac{\Delta V_r}{R_0 \sin l \cos b},$$

до сих пор применяемое при описании кинематики звезд в Галактике.

— *Теорема Фесенкова—Паренаго* — обобщение теоремы Фесенкова об определении сжатия эллипсоида Галактики по звездным подсчетам на случай произвольного слоистого распределения плотности.

— *Парадоксы Паренаго* — три, и все они сегодня разрешены. *Парадокс № 1* — парадокс Алголя (решен в 1955 г.). *Парадокс № 2* — отрицательные плотности звезд на больших расстояниях от центра Галактики в модели гравитационного потенциала Паренаго. *Парадокс № 3* — очень большой (до 60%) массе ядра Галактики в модели Оорта противоречило сходство Млечного Пути с туманностью Андромеды и заставляло усомниться в такой величине массы ядра.

Имя *Parenago* было присвоено астероиду 2484 — ничего особенного, “именные” астероиды имеют многие современные астрономы.

Такое же имя *Parenago* присвоено кратеру на обратной стороне Луны. Это гораздо более редкий случай. Согласно правилам МАС, кратеры получают название в честь умерших выдающихся ученых, инженеров и исследователей, внесших значительный вклад в своей области, есть исключения. Большинство новых имен были присвоены в 1970-е годы, после получения изображений обратной стороны Луны.

В 1975 г. в Советском Союзе был спущен на воду пароход “Павел Паренаго”⁶. Судно было построено

⁶ Рефрижераторные суда проекта В-437, кроме имени Павла Паренаго, носили имена и других выдающихся ученых: Николая Коперника, Михайло Ломоносова, Павла Штернберга, Василия Фесенкова, Федора Бредихина, Василия

на верфи “Stocznia Gdanska im. Lenina”, Гданьск, Польша. Корабль использовался Латвийским морским пароходством и был на ходу до 2003 г.

Имя Паренаго живет в науке и сейчас. Его сын Олег Павлович Паренаго стал известным химиком, его внучка Ольга Олеговна Паренаго работает в МГУ, она кандидат химических наук.

Школа звездной астрономии, не носящая официально имени Павла Петровича Паренаго, но основанная им, продолжает жить, трудиться и вдохновляться его именем, его работами и памятью о своем Учителе до сих пор. Хочется вспомнить две строфы из Маяковского: “...чтобы, умирая, воплотиться в пароходы, в строчки и в другие долгие дела” [25].

Всех, кто учился у него или работал вместе с ним, удивляли и вдохновляли его человеческие качества и неутомимая работоспособность. Любовь к науке, широкая эрудиция, системность во всех видах деятельности и вместе с тем поразительная скромность отличали этого замечательного астронома и ученого.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гербовое дело Паренаго Департамента Герольдии Правительствующего Сената по Воронежской губ. 1857 г. (РГИА, ф. 1343, оп. 27, д. 876).
2. Б.А. Воронцов-Вельяминов, Историко-астрон. иссл. 7, 335 (1961).
3. Б.А. Воронцов-Вельяминов, Мирозведение 21(1–2), 98 (1932).
4. P. Parenago, and B. Kukarkin, Переменные звезды, 4, 249 (1934).
5. P. Parenago, and B. Kukarkin, Переменные звезды, 4, 251 (1934).
6. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 27, 150 (1950).
7. Память народа. URL: <https://pamyat-naroda.ru/heroes/person-hero91496061/>
8. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 12, 37 (1935).
9. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 16, 18 (1939).
10. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 29, 245 (1952).
11. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 22, 90 (1945).
12. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 27, 329 (1950).
13. П.П. Паренаго, Курс звездной астрономии. (М.: ГИТТЛ, 1956).
14. А.М. Микуша, Ф.А. Цицин, Астрон. журн. 34, 45 (1957).
15. П.П. Паренаго, А.Г. Масевич, Труды ГАИШ 20, 81 (1951).
16. W. Baade, Astrophys. J. 100, 121 (1944).
17. П.П. Паренаго, Труды ГАИШ 25, 1 (1954).
18. П.П. Паренаго, Астрон. журн. 33, 749 (1956).
19. Д.Я. Мартынов, Полвека у телескопа: Казанский период (1922–1954) (М.: МГУ, с. 215–438, 2012).
20. Н.Б. Лаврова, Историко-астрон. иссл. 7, 385 (1961).
21. В.Г. Шамаев, ГАИШ МГУ, Астрономическое отделение. Все это было... (М.: Астр-косминформ, 2023).
22. Ф.А. Цицин, Труды ГАИШ 67(1), 46 (1999).
23. Е.Б. Костякова, Труды ГАИШ 67(1), 37 (1999).
24. О.Д. Докучаева, Труды ГАИШ 67(1), 34 (1999).
25. В. Маяковский, Товарищу Нетте — пароходу и человеку (1926).

Струве, Аристарха Белопольского, Академиков Хохлова и Артоболевского, изобретателей Ивана Кулибина и Ивана Ползунова.

PAVEL PETROVICH PARENAGO AND HIS NAME IN SCIENCE

I. V. Kuznetsova^a, M. E. Prokhorov^a

^a*Sternberg Astronomical Institute of M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

A brief biography of one of the founders of Stellar Astronomy as a science, Pavel Petrovich Parenago, is given. The question of which scientific phenomena and objects in astronomy bear his name is considered.

Keywords: stellar astronomy, Parenago potential, Parenago plan, Parenago formula, catalog of variable stars, Parenago paradoxes

ПРОФИЛИ И НЕКОТОРЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ

© 2024 г. С. А. Гасанов¹

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

E-mail: gasanov@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 30.03.2023 г.

После доработки 23.11.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

Рассмотрены несколько новых моделей слоисто-неоднородной эллиптической галактики (ЭГ), имеющей форму либо трехосного эллипсоида, либо сжатого или вытянутого сфероида, и состоящей из барионной массы (БМ) и темной материи (ТМ) с разными законами распределения плотности — профилями. На основе этих моделей определены некоторые ключевые динамические параметры ЭГ: гравитационная (потенциальная) энергия и кинетическая энергия вращения, суммарная поверхностная яркость, полная светимость, а также дисперсия скоростей в зависимости от расстояния до центра ЭГ. Установлены соотношения между важными динамическими параметрами галактики: “масса—размеры”, “масса—дисперсия скоростей”, “размер—дисперсия скоростей—светимость” (поверхностная яркость). Исследованы эволюционные сценарии образования ЭГ согласно этим моделям.

Полученные результаты применены к шестидесяти модельным ЭГ с параметрами, точно совпадающими с реально существующими, и приведены в виде таблиц.

Ключевые слова: эллиптические галактики, сценарии образования, фундаментальные параметры, соотношения между параметрами галактик

DOI: 10.31857/S0004629924020027 EDN: KTMGGG

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] на основе созданных новых моделей слоисто-неоднородной эллиптической галактики (ЭГ) определены полная гравитационная (потенциальная) энергия и кинетическая энергия вращения эллиптической галактики (ЭГ), ее дисперсия скоростей в зависимости от расстояния. При этом считается, что ЭГ состоит из барионной массы (БМ) и темной материи (ТМ), имеющих разные законы распределения плотности — профили. Для получения точных результатов во всех моделях потенциалы в ряд не разлагаются, а берутся их точные выражения.

Задача о пространственном движении пассивно-гравитирующего тела (ПГТ) в гравитационном поле слоисто-неоднородной ЭГ рассмотрена в работе [2]. Определена область возможности движения ПГТ в силу найденного аналога интеграла Якоби и построены поверхности нулевой скорости. Найдены стационарные решения — точки либрации — и установлена их устойчивость в смысле Ляпунова.

В настоящей работе рассмотрены три новые модели слоисто-неоднородной ЭГ. Модель I: ЭГ представляет собой неоднородный трехосный эллипсоид с полуосями $a > b > c$; модель II: ЭГ — неоднородный

сжатый сфероид ($a = b > c$), и модель III: ЭГ — неоднородный вытянутый сфероид ($a > b = c$). В каждой модели рассматриваются два варианта: (а) и (б). Согласно варианту (а), ЭГ состоит только из БМ с профилем $\rho(m)$, а согласно варианту (б), она состоит из БМ и ТМ с профилями $\rho_1(m)$ и $\rho_2(m)$ соответственно. Если рассматривается вариант (а), то в качестве профиля $\rho(m)$ БМ берется либо “астрофизический закон” распределения плотности — “астрофизический” профиль [1], либо аналог профиля NFW [1], либо аналог профиля Хернквиста [1]. Если же рассматривается вариант (б), то в качестве $\rho_1(m)$ берется тот же “астрофизический” профиль, а в качестве $\rho_2(m)$ для ТМ — один из аналогов профилей NFW и Хернквиста. Оригиналы последних профилей, рассмотренных в работах NFW [3] и Хернквиста [4], предназначены для сферически симметричных галактик. Для применения этих профилей к ЭГ мы внесли соответствующие изменения, полученные профили были названы аналогами профилей [1].

На основе этих моделей определены гравитационная (потенциальная) энергия и кинетическая энергия вращения, суммарная поверхностная яркость и полная светимость галактик в зависимости от профиля плотности, а также дисперсии скоростей

в зависимости от расстояния до центра галактики. Определены значения эффективного радиуса и параметра семейства гомотетических эллипсоидов, центральной и эффективной поверхностной яркости в зависимости от профиля плотности модельной галактики. Кроме того, установлены соотношения между важными динамическими параметрами галактики и исследованы эволюционные сценарии образования ЭГ согласно этим моделям.

2. ФОРМУЛЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ

В этом разделе приведем формулы вычисления потенциальной энергии и кинетической энергии вращения ЭГ в соответствии с вариантом (б) модели I. Этот вариант носит более общий характер, так как рассматриваемые выше варианты (а) и (б) моделей II и III, а также вариант (а) модели I являются практически его частными случаями. Исходя из этих соображений, положим, что эллиптическая галактика (ЭГ) представляет собой трехосный слоисто-неоднородный эллипсоид с полуосями a , b и c , состоящий из барионной массы (БМ) и темной материи (ТМ). Под слоисто-неоднородным эллипсоидом подразумевается эллипсоид с гомотетическим (эллипсоидальным) законом распределения плотности — профилем. Положим, что $\rho_1(m)$ и $\rho_2(m)$ — законы распределения плотности БМ и ТМ данного эллипсоида соответственно. Эти профили являются функциями только параметра m семейства эллипсоидальных поверхностей,

$$m^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2}, \quad a > b > c, \quad 0 \leq m \leq 1. \quad (1)$$

Здесь значение $m=0$ соответствует центру ЭГ, а $m=1$ — эллипсоидальной поверхности, которой ограничена ЭГ.

Полная гравитационная (потенциальная) энергия $W(m=1)$ и кинетическая энергия вращения $T(m=1)$ слоисто-неоднородного эллипсоида с полуосями a , b , c , плотностью $\rho(m)$ и массой $M(m)$ в случае изотропного давления определяются общей формулой [5]:

$$\begin{aligned} W(m=1) &= -2A_0 J_0 \Psi(1), \\ T(m=1) &= A_0 J_1 \Psi(1), \\ A_0 &= \frac{\pi G a b c}{2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\Psi(m) = \int_0^{m^2} \rho(u) M(u) du^2, \quad (3)$$

$$M(m) = 4\pi a b c \int_0^m u^2 \rho(u) du, \quad k=1, 2,$$

$$J_0 = \int_0^\infty \frac{du}{\Delta(u)} = \frac{2}{\sqrt{a^2 - c^2}} F(\varphi_0, n), \quad J_1 = J_0 - 3c^2 K_0, \quad (4)$$

$$K_0 = \int_0^\infty \frac{du}{(c^2 + u)\Delta(u)} = \frac{2}{b^2 - c^2} \left[-\frac{E(\varphi_0, n)}{\sqrt{a^2 - c^2}} + \frac{b}{ac} \right]. \quad (5)$$

Здесь $F(\varphi_0, n)$, $E(\varphi_0, n)$ — неполные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода. Кроме того, аргумент φ_0 и модуль n этих интегралов, а также функция $\Delta(u)$ равны

$$\begin{aligned} \sin \varphi_0 &= \frac{\sqrt{a^2 - c^2}}{a}, \\ n &= \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Delta(u) = \sqrt{(a^2 + u)(b^2 + u)(c^2 + u)}.$$

Теперь применим формулу (2) к слоисто-неоднородному промежуточному эллипсоиду, состоящему из барионной массы с профилем $\rho_1(m)$, массой $M_1(m)$ и темной материи с профилем $\rho_2(m)$, массой $M_2(m)$. Для этого в указанной формуле вместо профиля $\rho(m)$ и массы $M(m)$ следует пользоваться общим профилем и общей массой, т. е. положить

$$\begin{aligned} \rho(m) &= \rho_1(m) + \rho_2(m), \\ M(m) &= M_1(m) + M_2(m). \end{aligned} \quad (7)$$

При этом массы $M_1(m)$ и $M_2(m)$ определяются по формуле (3) заменой профиля $\rho(m)$ на соответствующий, а полная масса — на массу, получаемую при $m=1$. Кроме того, формулу (2) в этом случае можно переписать в виде

$$\begin{aligned} W(m=1) &= -2A_0 J_0 \Psi(1), \\ T(m=1) &= A_0 J_1 \Psi(1), \\ \Psi(m) &= \sum_{n=1}^4 \Psi_n(m), \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_1(m) &= \int_0^{m^2} \rho_1(u) M_1(u) du^2, \\ \Psi_2(m) &= \int_0^{m^2} \rho_1(u) M_2(u) du^2, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}\psi_3(m) &= \int_0^{m^2} \rho_2(u) M_1(u) du^2, \\ \psi_4(m) &= \int_0^{m^2} \rho_2(u) M_2(u) du^2.\end{aligned}\quad (10)$$

3. ВЫРАЖЕНИЕ ЭНЕРГИЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОФИЛЕЙ БАРИОННОЙ МАССЫ И ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

В этом разделе вычислим полные потенциальную энергию $W(m=1)$ и кинетическую энергию вращения $T(m=1)$ слоисто-неоднородной эллиптической галактики в зависимости от конкретных профилей $\rho_1(m)$ и $\rho_2(m)$, а также от ее формы в соответствии с моделями I, II и III. Согласно этим моделям, будем рассматривать следующие формы ЭГ: 1) трехосный эллипсоид ($a > b > c$); 2) сжатый сфероид ($a = b > c$) и 3) вытянутый сфероид ($a > b = c$). Очевидно, что трехосный эллипсоид представляет собой более сложную и общую форму, чем другие. Поэтому его следует рассмотреть более подробно; случаи 2) и 3) являются частными случаями первого.

3.1 Модель I: ЭГ слоисто-неоднородный трехосный эллипсоид ($a > b > c$)

В качестве профиля для барионной массы (БМ) эллиптической галактики как слоисто-неоднородного трехосного эллипсоида возьмем профиль $\rho_1(m)$, связанный с профилем поверхностной яркостью, открытый Хабблом [5, 6]:

$$\rho_1(m) = \frac{\rho_0}{w^3}, \quad w = \sqrt{1 + \beta m^2}, \quad (11)$$

где m определяется равенством (1), ρ_0 — плотность в центре эллиптической галактики, а параметр $\beta \gg 1$ для каждой ЭГ выбирается отдельно и находится выравниванием данных фотометрии [7]. Профиль $\rho_1(m)$ определяется из интегрального уравнения Абея, при известном, например, из наблюдения, профиле $I_1(m)$. По этой причине $\rho_1(m)$ будем считать “астрофизическим законом” распределения плотности [1, 5].

Масса $M_1(m)$ промежуточного эллипсоида, состоящего из БМ с профилем $\rho_1(m)$, вычисляется по формуле (3) и равна

$$\begin{aligned}M_1(m) &= \frac{4\pi\rho_0 abc}{\beta\sqrt{\beta}} \left[\ln \varphi_1(m) - \frac{\sqrt{w^2 - 1}}{w} \right], \\ \varphi_1(m) &= w + \sqrt{w^2 - 1},\end{aligned}\quad (12)$$

причем $m=1$ соответствует полной массе ЭГ с БМ, т.е. $M_1 = M(m=1)$, а w определен выше.

В случае (а) модели I, т. е. ЭГ состоит только из БМ, имеем

$$\begin{aligned}\psi_2(m) &= \psi_3(m) = \psi_4(m) \equiv 0, \\ \Psi(m) &\equiv \psi_1(m) = 4\pi\rho_0^2 abc f_1(m),\end{aligned}\quad (13)$$

где

$$\begin{aligned}f_1(m) &= \frac{1}{\beta^2\sqrt{\beta}} \left[\arctg \sqrt{w^2 - 1} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2 \ln \varphi_1(m)}{w} + \frac{\sqrt{w^2 - 1}}{w^2} \right].\end{aligned}\quad (14)$$

Тогда, подставив выражение (13) функции $\Psi(m)$ в формулу (8) для полной потенциальной энергии $W(m=1)$ и кинетической энергии вращения $T(m=1)$ такой галактики, получим

$$\begin{aligned}W(m=1) &= -2W_0 J_0 \rho_0^2 f_1(1), \\ T(m=1) &= W_0 J_1 \rho_0^2 f_1(1), \\ W_0 &= 2\pi^2 G a^2 b^2 c^2,\end{aligned}\quad (15)$$

где коэффициенты J_0, J_1 определяются равенством (4), а функция $f_1(m)$ — равенством (14). Следовательно, отношение

$$t = \frac{T(m=1)}{|W(m=1)|} = \frac{J_1}{2J_0} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3c^2 K_0}{J_0} \right) \quad (16)$$

не зависит от распределения массы неоднородного эллипсоида, а зависит только от его формы или размеров.

Согласно варианту (б) модели I, положим, что ЭГ состоит из БМ и ТМ, причем профиль БМ $\rho_1(m)$ определяется равенством (11). В качестве профиля ТМ будем рассматривать один из аналогов профилей NFW, Хернквиста, приведенные в [1].

Сначала рассмотрим аналог профиля NFW:

$$\rho_2(m) = \frac{K}{g^2(g-1)}, \quad g = 1 + \mu m, \quad \mu = \frac{\sqrt[3]{abc}}{r_s}, \quad (17)$$

где r_s — радиус-шкала ЭГ, а K — нормализующий коэффициент, имеющий размерность плотности в массах Солнца на кубический парсек.

Масса промежуточного эллипсоида $M_2(m)$ при этом будет равна

$$M_2(m) = 4\pi K r_s^3 \left(\ln g - \frac{g-1}{g} \right).$$

Далее, вычислив функции $\psi_k(m)$, $k=2, 3, 4$ с учетом выражения $\psi_1(m)$ для энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} W(m=1) &= -2W_0 J_0 \Phi_1(1), \\ T(m=1) &= W_0 J_1 \Phi_1(1), \end{aligned} \quad (18)$$

где коэффициенты J_0 , J_1 и W_0 приведены выше, а функция $\Phi_1(m)$ равна

$$\begin{aligned} \Phi_1(m) &= \rho_0^2 N_1(m) + 2K\rho_0 N_2(m) + K^2 N_3(m), \\ N_1(m) &\equiv f_1(m). \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь функция $f_1(m)$ определяется равенством (14), а

$$N_2(m) = \frac{1}{\beta \mu^3 w} \left[\frac{g-1}{g} - \frac{\mu w}{\sqrt{\beta} g} \ln \Phi_1(m) + \frac{\mu w}{2\sqrt{\beta + \mu^2}} \ln \frac{\Phi_2(m)}{\Phi_2(0)} - \ln g \right], \quad (20)$$

$$N_3(m) = \frac{1}{\mu^5} \left(1 - \frac{1}{g^2} - \frac{\ln g^2}{g} \right), \quad (21)$$

причем функция $\Phi_1(m)$ определена выше равенством (12), а

$$\begin{aligned} \Phi_2(m) &= \frac{w\sqrt{\mu^2 + \beta} + \beta m - \mu}{w\sqrt{\mu^2 + \beta} - \beta m + \mu}, \\ \Phi_2(0) &= \Phi_2(m=0). \end{aligned} \quad (22)$$

Согласно аналогу профиля Хернквиста, имеем

$$\begin{aligned} \rho_2(m) &= \frac{M}{2\pi \bar{a}^3} \frac{1}{\bar{g}^3 (\bar{g} - 1)}, \\ M_2(m) &= \frac{M(\bar{g} - 1)^2}{\bar{g}^2}, \\ \bar{g} &= 1 + \bar{\mu} m, \quad \bar{\mu} = \frac{\sqrt[3]{abc}}{\bar{a}}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь M — полная масса галактики, а $\bar{a}$ — шкала масштабирования галактики.

Аналогично вычисляем энергии

$$\begin{aligned} W(m=1) &= -2W_0 J_0 \Phi_2(1), \\ T(m=1) &= W_0 J_1 \Phi_2(1), \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_2(m) &= \rho_0^2 H_1(m) + 2M\rho_0 H_2(m) + M^2 H_3(m), \\ H_1(m) &\equiv f_1(m). \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь

$$H_2(m) = \frac{1}{8\pi \mu^2 \bar{a}^3} \left[\frac{1}{(\bar{\mu}^2 + \beta)^{3/2}} \ln \frac{\Phi_2(m)}{\Phi_2(0)} - \frac{2 \ln \Phi_1(m)}{\beta \sqrt{\beta} \bar{g}^2} + \frac{2\bar{\mu} \Phi_3(m)}{\beta (\bar{\mu}^2 + \beta)} \right], \quad (26)$$

$$\begin{aligned} H_3(m) &= \frac{(\bar{g} - 1)^3 (3 + \bar{g})}{48\pi^2 \bar{\mu}^5 \bar{a}^6 \bar{g}^4}, \\ \Phi_3(m) &= 1 + \frac{1}{w} + \frac{(\bar{g} - 1)(2\beta + w^2 - 2)}{\bar{g}^2 w}, \end{aligned} \quad (27)$$

а функции $\Phi_1(m)$ и $\Phi_2(m)$ определены выше¹.

Далее рассмотрим модели II и III, согласно которым ЭГ представляет собой неоднородный сфероид с общим профилем $\rho(m) = \rho_1(m) + \rho_2(m)$.

3.2. Модель II: ЭГ слоисто-неоднородный сжатый сфероид ($a = b > c$)

В случае варианта (б) этой модели полные энергии $W(m=1)$ и $T(m=1)$ также определяются формулами (18) и (24) с аналогами профилей NFW и Хернквиста. Только коэффициенты J_0 , J_1 , W_0 , а также параметры m , μ , $\bar{\mu}$ определяются иначе:

$$\begin{aligned} J_0 &= \frac{2}{ae} \arcsin e, \\ J_1 &= \frac{1}{ae^2} \left[a(3 - 2e^2)J_0 - 6\sqrt{1 - e^2} \right], \end{aligned} \quad (28)$$

$$e^2 = 1 - \frac{c^2}{a^2},$$

$$W_0 = 2\pi^2 G a^4 c^2,$$

$$m^2 = \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2}, \quad (29)$$

$$\mu = \frac{\sqrt[3]{a^2 c}}{r_s}, \quad \bar{\mu} = \frac{\sqrt[3]{a^2 c}}{\bar{a}}.$$

Аналогичные выражения для энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$, соответствующие варианту (а) модели II, получим согласно утверждению, приведенному в Примечании 1.

3.3. Модель III: ЭГ слоисто-неоднородный вытянутый сфероид ($a > b = c$)

В случае варианта (б) модели III в формулах (18) и (24) для энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$ следует учесть

¹ Полученные нами формулы (18) и (24) для энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$ совместно с равенствами (19) и (25) соответствуют варианту (б) модели I. Если в выражении (19) для функции $\Phi_1(m)$ положить $K=0$, а полученное выражение учесть в формуле (18), то получим выражения энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$, соответствующие варианту (а) модели I при “астрофизическом” профиле. То же самое получим, если в выражении (25) для функции $\Phi_2(m)$ положить $M=0$. Аналогично, если в (19) и (24) положить $\rho_0=0$, то получим выражения энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$ согласно варианту (а) модели I при профилях NFW и Хернквиста соответственно.

$$J_0 = \frac{1}{ae} \ln \frac{1+e}{1-e}, \quad (30)$$

$$J_1 = \frac{1}{2ae^2} [a(3-e^2)J_0 - 6],$$

$$W_0 = 2\pi^2 G a^2 c^4,$$

$$m^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2 + z^2}{c^2},$$

$$\mu = \frac{\sqrt[3]{ac^2}}{r_s}, \quad (31)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\sqrt[3]{ac^2}}{\bar{a}}.$$

Аналогичные выражения для энергий $W(m=1)$ и $T(m=1)$, соответствующие варианту (а) модели III, также получим согласно утверждению, приведенному в Примечании 1.

4. ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ И ПОЛНАЯ СВЕТИМОСТЬ ГАЛАКТИКИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОФИЛЕЙ

В этом разделе определим зависимость от профилей тех динамических параметров галактики, которые связаны только с барионной массой. Иными словами, рассмотрим вариант (а) моделей I, II и III, различая два случая: светящийся диск галактики — либо круг, либо эллипс.

Пусть галактический диск имеет форму круга радиуса $\bar{R}$. Тогда связь между профилем плотности $\rho(R)$ и поверхностной яркостью $I(R)$ такой галактики задается интегральным уравнением Абеля [8]:

$$\rho(R) = -\frac{\Upsilon}{\pi} \int_R^\infty \frac{dI(r)}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}, \quad (32)$$

$$I(R) = \frac{2}{\Upsilon} \int_R^\infty \frac{r\rho(r)}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr.$$

Здесь Υ — отношение масса—светимость, причем верхний предел интеграла (бесконечность) иногда заменяется радиусом круга $\bar{R}$. Если известен профиль $I(R)$ галактики, то суммарная поверхностная яркость $L(R)$ в зависимости от расстояния R от центра галактики определяется по формуле [8]:

$$L(R) = \int_0^R S(r) I(r) dr, \quad (33)$$

$$S(r) = 2\pi r,$$

где $S(r)$ — длина промежуточного круга радиуса r .

Пусть закон распределения плотности БМ галактики совпадает с “астрофизическим” профилем $\rho(r)$, т.е.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + \bar{r}^2)^{3/2}}, \quad \bar{r} = \frac{r}{\bar{a}}, \quad (34)$$

где $\bar{a}$ — радиус масштабирования, ρ_0 — плотность в центре галактики. Подставив $\rho(r)$ из выражения (34) во вторую формулу (32), после вычисления интеграла для поверхностной яркости $I(r)$ находим

$$I(r) = \frac{I_0}{1 + \bar{r}^2}, \quad I_0 = \frac{2\rho_0 \bar{a}}{\Upsilon}. \quad (35)$$

Здесь I_0 — центральная поверхностная яркость галактики. Из выражения (35) легко находится значение поверхностной яркости $I_e = I(R_e)$, соответствующее эффективному радиусу R_e .

Далее в интеграле (33) учтем выражение $I(r)$ (35). Это позволит найти суммарную $L(r)$ и полную светимость $L_T = L(r = \bar{a})$, а также значение светимости L_e на расстоянии R_e :

$$L(r) = L_0 \ln(1 + \bar{r}^2),$$

$$L_0 = \frac{2\pi\rho_0 \bar{a}^3}{\Upsilon},$$

$$L_T = L_0 \ln 2, \quad (36)$$

$$L_e = L_0 \ln \left(1 + \frac{R_e^2}{\bar{a}^2} \right) = \frac{L_T}{2}.$$

При необходимости из последнего условия можно найти значение $R_e = \bar{a} \sqrt{\sqrt{2} - 1} \approx 0.6436\bar{a}$.

Теперь предположим, что закон распределения плотности БМ галактики совпадает с профилем NFW [3]:

$$\rho(r) = \frac{K}{\tilde{r}(1 + \tilde{r})^2}, \quad \tilde{r} = \frac{r}{r_s}, \quad (37)$$

где K — нормализующий коэффициент, имеющий размерность плотности, r_s — радиус-шкала галактики. Тогда в силу (32) находим поверхностную яркость $I(r)$ и, подставляя ее выражение в (33), определяем суммарную светимость $L(r)$:

$$I(r) = \frac{\tilde{I}_0}{\tilde{w}^3} [\bar{h}_1(r) - 2\tilde{w}],$$

$$L(r) = \tilde{L}_0 \left[\ln \frac{1 - \tilde{w}^2}{4} + \frac{\bar{h}_1(r)}{\tilde{w}} \right], \quad (38)$$

где положено

$$\tilde{I}_0 = \frac{K r_s}{\Upsilon}, \quad \tilde{L}_0 = \frac{2\pi K r_s^3}{\Upsilon},$$

$$\bar{h}_1(r) = \ln \frac{1 + \tilde{w}}{1 - \tilde{w}}, \quad \tilde{w} = \sqrt{1 - \tilde{r}^2}.$$

Отсюда находим значения поверхностной яркости $I_e = I(R_e)$ и светимости $L_e = L(R_e)$, соответствующие эффективному радиусу R_e .

Пусть теперь профиль плотности БМ галактики совпадает с профилем Хернквиста [4]:

$$\rho(r) = \frac{M}{2\pi\bar{a}^3} \frac{1}{\bar{r}(1+\bar{r})^3}, \quad (39)$$

где $\bar{a}$ и $\bar{r}$ определены выше, а M — полная масса галактики. Аналогичным образом из формул (32) и (33) находим

$$\begin{aligned} I(r) &= \frac{\bar{I}_0}{\bar{w}^4} \left[\frac{3 - \bar{w}^2}{\bar{w}} \bar{h}_2(r) - 6 \right], \\ L(r) &= \bar{L}_0 \frac{\bar{r}^2}{\bar{w}^3} [\bar{h}_2(r) - 2\bar{w}], \end{aligned} \quad (40)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{I}_0 &= \frac{M}{2\pi\bar{\gamma}\bar{a}^2}, \quad \bar{h}_2(r) = \ln \frac{1 + \bar{w}}{1 - \bar{w}}, \\ \bar{L}_0 &= \frac{M}{2\bar{\gamma}}, \quad \bar{w} = \sqrt{1 - \bar{r}^2}. \end{aligned}$$

Заметим, что поверхностную яркость $I(r)$ из (38) и (40), вычисленную для профилей NFW и Хернквиста, можно выразить в $\text{mag}/\text{arcsec}^2$ аналогичным образом.

Пусть теперь светящийся диск галактики имеет форму эллипса с полуосями a и c . При этом поверхностная яркость $I(m)$ галактики в общем случае является функцией от параметра m семейства гомотетических эллипсоидальных поверхностей:

$$m^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2}, \quad (a > b > c).$$

В этом случае по аналогии с (32) поверхностная яркость $I(m)$ определяется формулой

$$I(m) = \frac{2q}{\Upsilon} \int_m^\infty \frac{\rho(u)udu}{\sqrt{u^2 - m^2}}, \quad q = \sqrt[3]{abc}. \quad (41)$$

Затем находим суммарную поверхностную яркость $L(m)$:

$$L(m) = q \int_0^m S(m) I(m) dm. \quad (42)$$

Здесь длина $S(m)$ промежуточного эллипса с полуосями ma и mc , заданного в параметрической форме:

$$\begin{aligned} x(v) &= ma \sin v, \\ y(v) &= mc \cos v \quad (a > c), \end{aligned}$$

равна

$$S(m) = \int_0^{2\pi} \sqrt{[x'(v)]^2 + [y'(v)]^2} dv = 4maE(e),$$

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - c^2}}{a},$$

где $E(e)$ — полный эллиптический интеграл 2-го рода. Формулу (42) с учетом последнего выражения $S(m)$ можно переписать в виде

$$L(m) = 4aqE(e) \int_0^m u I(u) du. \quad (43)$$

Теперь рассмотрим различные варианты профиля БМ ЭГ. В случае “астрофизического” профиля в формуле (41) $\rho(u)$ следует заменить на профиль $\rho_1(u)$ из (11). Тогда для поверхностной яркости $I(m)$ получим:

$$\begin{aligned} I(m) &\equiv I_1(m) = \frac{I_0}{w^2}, \\ w &= \sqrt{1 + \beta m^2}, \quad I_0 = \frac{2q}{\Upsilon\sqrt{\beta}} \rho_0, \end{aligned} \quad (44)$$

где I_0 — центральная поверхностная яркость.

Далее, учтем в формуле (43) выражение поверхностной яркости $I(m) = I_1(m)$. Тогда для $L(m)$ находим следующее выражение:

$$\begin{aligned} L(m) &= L_0 \ln(1 + \beta m^2), \\ L_0 &= \frac{A_0}{\beta\sqrt{\beta}}, \quad A_0 = \frac{4q^2 \rho_0 a E(e)}{\Upsilon}, \end{aligned} \quad (45)$$

из которого определяется полная светимость L_T при $m = 1$ и $\beta = \beta_1$. При этом параметр β_1 можно определить из трансцендентного уравнения

$$\beta_1 \sqrt{\beta_1} L_T - A_0 \ln(1 + \beta_1) = 0,$$

где значение L_T в первом приближении для каждой галактики можно взять из базы данных или из каталогов.

Далее обозначим через m_e , β_e , I_e , L_e значения величин m , β , $I(m)$, $L(m)$, соответствующих эффективному радиусу R_e . Тогда в силу (44) и (45) получим

$$\begin{aligned} I_e &= \frac{I_0}{1 + \beta_e m_e^2}, \\ L_e &= \frac{A_0}{\beta_e \sqrt{\beta_e}} \ln(1 + \beta_e m_e^2) = \frac{A_0}{\beta_e \sqrt{\beta_e}} \ln \frac{I_0}{I_e}, \\ L_T &= \frac{A_0}{\beta_1 \sqrt{\beta_1}} \ln(1 + \beta_1), \end{aligned} \quad (46)$$

а согласно определению эффективного радиуса R_e , имеем

$$L_e = \frac{L_T}{2}, \quad I_e = \frac{L_T}{2\pi R_e^2},$$

$$\beta_e \sqrt{\beta_e} = \frac{2\beta_1 \sqrt{\beta_1}}{\ln(1 + \beta_1)} \ln \frac{I_0}{I_e}.$$

Считая I_0 и I_e , а также параметр β_1 известными, из последнего соотношения находим β_e . Затем из первого равенства (46) определяем m_e . При этом для эффективного радиуса R_e получаем два соотношения:

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{\beta_e}} \sqrt{\frac{I_0}{I_e} - 1},$$

$$R_e = qm_e, \quad R_e = \sqrt{\frac{L_T}{2\pi I_e}},$$
(47)

причем во второй формуле для R_e светимость L_T и поверхностная яркость I_e выражаются в соответствующих единицах.

В случае аналога профиля NFW учтем выражение для $\rho_2(m)$ из (17) в формуле (41). Это нам даст

$$I(m) = \frac{\tilde{I}_0}{w^3} [h_1(w) - 2w], \quad \tilde{I}_0 = \frac{Kr_s}{Y}, \quad (48)$$

где

$$h_1(w) = \ln \frac{1+w}{1-w}, \quad w = \sqrt{1 - \mu^2 m^2}.$$

Тогда, подставив выражение $I(m)$ из (48) в формулу (43), для $L(m)$ и L_T получим:

$$L(m) = \tilde{L}_0 \left[\ln w^2 + \frac{h_1(w)}{w} + \ln \frac{1-w^2}{4} \right],$$

$$\tilde{L}_0 = \frac{4Kr_s^2 a E(e)}{\mu Y}, \quad (49)$$

$$L_T = L(1) = \tilde{L}_0 \left[\ln \xi^2 + \frac{h_1(\xi)}{\xi} + \ln \frac{1-\xi^2}{4} \right],$$

где $\xi = \sqrt{1 - \mu^2}$. Эксцентриситет e определен выше.

Для нахождения значения m_e можно пользоваться условием $L(m_e) = L_T/2$:

$$2 \left[\ln w_e^2 + \frac{h_1(w_e)}{w_e} + \ln \frac{1-w_e^2}{4} \right] =$$

$$= \ln \xi^2 + \frac{h_1(\xi)}{\xi} + \ln \frac{1-\xi^2}{4},$$

$$w_e = \sqrt{1 - \mu^2 m_e^2}.$$

Это трансцендентное уравнение, позволяющее определить величину w_e , а значит и параметр m_e .

Наконец, в случае аналога профиля Хернквиста подставим в формулу (41) выражение $\rho_2(m)$ из (23). Тогда для $I(m)$ получим следующие выражения:

$$I(m) = \frac{\bar{I}_0}{\bar{w}^4} \left[\frac{3 - \bar{w}^2}{\bar{w}} h_2(\bar{w}) - 6 \right],$$

$$\bar{I}_0 = \frac{M}{2\pi \bar{\mu} \bar{a}^2}.$$
(50)

Далее, учтем выражение $I(m)$ в формуле (43) для определения $L(m)$:

$$L(m) = \bar{L}_0 \frac{1 - \bar{w}^2}{\bar{w}^3} [h_2(\bar{w}) - 2\bar{w}],$$

$$\bar{L}_0 = \frac{2MaE(e)}{\pi \bar{\mu} \bar{a} Y}.$$
(51)

В последних равенствах положено:

$$\bar{w} = \sqrt{1 - \bar{\mu}^2 m^2},$$

$$h_2(\bar{w}) = \ln \frac{1 + \bar{w}}{1 - \bar{w}},$$

$$\bar{\mu} = \frac{q}{a}, \quad \bar{\mu} < 1, \quad m \leq 1.$$

Условие $L(m_e) = L_T/2$ даст нам уравнение для определения m_e :

$$\frac{1 - \bar{w}_e^2}{\bar{w}_e^3} [h_2(\bar{w}_e) - 2\bar{w}_e] = \frac{1 - \bar{\xi}^2}{2\bar{\xi}^3} [h_2(\bar{\xi}) - 2\bar{\xi}],$$

$$\bar{w}_e = \sqrt{1 - \bar{\mu}^2 m_e^2}, \quad \bar{\xi} = \sqrt{1 - \bar{\mu}^2}.$$

Далее поверхностную яркость $I(m)$, определяемую формулами (48) или (50), можно выразить в $\text{mag}/\text{arcsec}^2$ аналогичным образом.

5. ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ

При вычислении пространственной дисперсии скоростей слоисто-неоднородной галактики рассмотрим два случая: 1) ЭГ состоит только из БМ, 2) ЭГ состоит из БМ и ТМ. В первом случае полагаем, что закон распределения плотности БМ в ЭГ совпадает либо с “астрофизическим” профилем, либо с одним из аналогов профилей NFW, Хернквиста. Во втором случае для БМ берем “астрофизический” профиль, а для ТМ — один из аналогов профилей NFW, Хернквиста.

Рассмотрим сначала сферически симметричную галактику. В первом случае, считая профиль плот-

ности $\rho(r)$ известным, пространственную дисперсию скоростей $\sigma_s(R)$ на расстоянии R от центра галактики можно определять по формулам [8, 9]

$$\begin{aligned}\sigma_s^2(R) &= \frac{G}{\rho(R)} \int_R^\infty \Phi_s(r) dr, \\ \sigma_s^2(R) &= \frac{2G}{I(R)} \int_R^\infty \Phi_s(r) \sqrt{r^2 - R^2} dr\end{aligned}\quad (52)$$

соответственно. Здесь $I(R)$ — поверхностная яркость,

$$\Phi_s(r) = \frac{\rho(r)M(r)}{r^2}, \quad M(r) = 4\pi \int_0^r u^2 \rho(u) du, \quad (53)$$

$M(r)$ — масса промежуточного шара радиуса r .

Для ЭГ пространственную дисперсию скоростей $\sigma_s(R)$ нельзя определить по формулам (52) и (53). Для применения этих формул к ЭГ следует в них произвести замены переменных в зависимости от профиля. В случае “астрофизического” профиля $r = \bar{a}\sqrt{\beta}m$. Это очевидно из сравнения выражений (11) и (34) для этого профиля. При профиле NFW получаем: $r = r_s \mu m$, а при профиле Хернквиста — $r = \bar{a} \mu m$. Тогда формулы (52) и (53), адаптированные для ЭГ, можно переписать в виде

$$\begin{aligned}\sigma_s^2(m) &= \frac{G}{q\rho(m)} \int_m^\infty \Phi_s(v) dv, \\ \sigma_s^2(m) &= \frac{2G}{I(m)} \int_m^\infty \Phi_s(v) \sqrt{v^2 - m^2} dv\end{aligned}\quad (54)$$

соответственно. Следовательно, с помощью формул (54) дисперсия скоростей $\sigma_s^2(m)$ выражается через параметр m семейства гомотетических эллипсоидов, определяемого равенством (1). При необходимости вычисленную по этим формулам дисперсию скоростей можно выразить через расстояние r от центра ЭГ с помощью приведенных выше замен переменных. В дальнейшем для определения дисперсии скоростей будем пользоваться первой формулой из (54). При этом следует отметить, что для ЭГ верхнюю границу интегрирования в формулах (54) можно было взять равной единице вместо бесконечности. Не нарушая общности, мы взяли именно последнее значение.

а) Случай “астрофизического” профиля, при котором профиль $\rho_1(m)$ и масса $M_1(m)$ определяются равенствами (11) и (12). В этом случае для $\sigma_s^2(m)$, вычисленной по формуле (53), получим [1]:

$$\sigma_s^2(m) \equiv \sigma_{bm}^2(m) = \frac{4\pi G \rho_0 q^2}{\beta} A(m), \quad (55)$$

где

$$\begin{aligned}A(m) &= (1 + \beta m^2)^{3/2} \times \\ &\times \left[\frac{4Q^4}{Q^4 - 1} \ln Q - 2 \ln(Q^2 + 1) + \frac{2Q^2}{(Q^2 + 1)^2} \right], \\ Q &\equiv \varphi_1(m),\end{aligned}$$

функция $\varphi_1(m)$ определена в (12).

Следовательно, дисперсия скоростей $\sigma_s^2(m)$ выражается через параметр m семейства гомотетических эллипсоидов. Положив в (55) $m = m_e$, или, что то же самое, $m = R_e/q$, находим значение дисперсии скоростей на расстоянии эффективного радиуса R_e галактики;

б) Случай аналога профиля NFW. Для дисперсии скоростей находим

$$\begin{aligned}\sigma_s^2(m) &\equiv \sigma_{dm}^2(m) = 4\pi G K r_s^2 N(m), \\ N(m) &= g^2(g - 1)N_1(m), \\ g &= 1 + \mu m,\end{aligned}\quad (56)$$

где

$$\begin{aligned}N_1(m) &= \frac{3}{2} \ln^2 g - \frac{1}{2} \ln(g - 1) + 3 \operatorname{dilog}(g) + \\ &+ \frac{-2 + 10g - 8g^2 + g^3}{2g(g - 1)^2} \ln g + \frac{1 + 5g - 7g^2}{2g^2(g - 1)} + \frac{\pi^2}{2}, \\ \operatorname{dilog}(x) &= \int_1^x \frac{\ln t}{1 - t} dt,\end{aligned}$$

причем

$$\begin{aligned}\operatorname{dilog}(1) &= 0, \quad \operatorname{dilog}(0) = \frac{\pi^2}{6}, \\ \operatorname{dilog}\left(\frac{1}{2}\right) &= \frac{\pi^2}{12} - \frac{\ln^2 2}{2}.\end{aligned}$$

При необходимости положив в равенстве (56) $\mu m = R_e/r_s$, можно определить значение дисперсии скоростей на расстоянии эффективного радиуса R_e галактики;

в) Случай аналога профиля Хернквиста:

$$\sigma_s^2(m) \equiv \sigma_{dm}^2(m) = \frac{GM}{\bar{\mu} \bar{a}} H(m), \quad (57)$$

где

$$\begin{aligned}H(m) &= \bar{g}^3(\bar{g} - 1) \left[\begin{aligned} &\ln \frac{\bar{g}}{\bar{g} - 1} - \frac{1}{\bar{g}} - \\ &- \frac{2}{3\bar{g}^2} - \frac{2 - \bar{g}}{6\bar{g}^3} - \frac{1}{4\bar{g}^4} \end{aligned} \right], \\ \bar{g} &= 1 + \bar{\mu} m.\end{aligned}$$

В случае (2) общую дисперсию скоростей $\sigma^2(m)$ можно определить по формуле

$$\sigma^2(m) = \sigma_{bm}^2(m) + \sigma_{dm}^2(m), \quad (58)$$

где $\sigma_{bm}^2(m)$ — составляющая БМ дисперсии скоростей и определяется равенством (55), а $\sigma_{dm}^2(m)$ — составляющая ТМ и совпадает с одним из выражений (57) или (58) дисперсии скоростей.

Таким образом, нами определена дисперсия скоростей ЭГ как трехосного слоисто-неоднородного эллипсоида, состоящего либо только из БМ, либо одновременно из БМ и ТМ, с соответствующими законами распределения плотности. При необходимости, положив в соответствующих равенствах $m = m_e = R_e/q = R_e/\sqrt[3]{abc}$, можно определить значение дисперсии скоростей на расстоянии эффективного радиуса R_e галактики. Кроме того, эти формулы применимы и для ЭГ, имеющей форму слоисто-неоднородного сжатого ($a = b > c$) и вытянутого ($a > b = c$) сфероидов. Для таких сфероидов только параметры m , q , μ и $\bar{\mu}$ определяются иначе, а именно:

$$1) \quad a = b > c, \quad m^2 = \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2},$$

$$q = q_o = \sqrt[3]{a^2 c}, \quad (59)$$

$$\mu = \frac{q_o}{r_s}, \quad \bar{\mu} = \frac{q_o}{a};$$

$$2) \quad a > b = c, \quad m^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2 + z^2}{c^2},$$

$$q = q_p = \sqrt[3]{a c^2}, \quad (60)$$

$$\mu = \frac{q_p}{r_s}, \quad \bar{\mu} = \frac{q_p}{a}$$

соответственно.

В заключение рассмотрим частный случай $a = b = c = R$, при котором галактика представляет собой неоднородный шар (шаровое скопление) радиуса $\bar{R}$ с профилем $\rho(r)$. Полагаем, что данная галактика (см. выше): 1) состоит только из БМ, 2) состоит из БМ и ТМ. Тогда в качестве профиля $\rho(r)$ для БМ и ТМ возьмем либо “астрофизический закон”, либо один из профилей NFW, Хернквиста. Аналогичные выражения массы $M(r)$ промежуточного шара и дисперсии скоростей $\sigma_s^2(r)$ в зависимости от профиля $\rho(r)$ неоднородного шарового скопления можно получить из соответствующих выражений $M(r)$ и $\sigma_s^2(r)$, положив в них

$$\beta = 1, \quad m = \bar{r} = \frac{r}{a},$$

$$\mu m = \tilde{r} = \frac{r}{r_s}, \quad \bar{\mu} m = \bar{r},$$

$$q = r_s \quad (q = \bar{a}).$$

Для краткости эти выражения здесь не приводятся.

6. НЕКОТОРЫЕ СЦЕНАРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

В обзорной и достаточно информативной статье [10] подробно описаны сценарии образования галактик. Рассмотрены три сценария эволюции галактик: 1) большое слияние (major merger), 2) механизм активного ядра и 3) множественное малое слияние (minor merger).

Согласно сценарию большого слияния, гигантские ЭГ формируются слиянием двух спиральных галактик близких масс. При этом радиус звездной системы растет пропорционально массе. Последние открытия в 2007–2009 гг. показали неожиданно быструю эволюцию размеров гигантских ЭГ. Это привело к отказу от сценария большого слияния.

Сценарий активного ядра (квазара в центре) работает только в сочетании со вспышкой звездообразования (которого на момент $z = 2$ не обнаружено в рассматриваемых далеких галактиках) и порождает из-за этого антикорреляцию значений “размер—возраст” звездного населения на фиксированной массе. Это тоже не наблюдается.

Множественное малое слияние представляет собой двухстадийный сценарий, в котором на раннем этапе формируется компактная звездная “затравка”, а потом происходит быстрое “распухание” ЭГ в результате множественного бездиссипативного малого слияния.

Все три сценария (или механизма) образования ЭГ рассмотрены в работе [11], согласно которой предпочтение дается множественному малому слиянию, которое приводит к росту размера звездной системы пропорционально квадрату массы. При большом слиянии рост размера галактики происходит линейно — пропорционально массе.

В работе [12] установлена степенная зависимость “эффективный радиус—звездная масса” $R_{eff} \propto M_*^\alpha$, вписываемая в расчетную эволюцию модели ЭГ раннего типа. При сценарии большого слияния (отношение масс 1 : 1) имеет место ограничение $\alpha \leq 1$, а при сценарии малого слияния (отношение масс 1 : 10) — $\alpha > 2$. При этом допускается, что звездное тело галактики погружено в протяженное темное гало.

Степенная зависимость “эффективная дисперсия скоростей—звездная масса” $M_* \propto \sigma_{eff}^\beta$, установленная в работе [13], соответствует сценарию большого слияния при $3.3 \leq \beta \leq 5.1$.

В работе [14] приведен степенной закон относительно красного смещения z , $0 < z < 3$, для эволюции размеров галактик на фиксированной звездной массе: $R_{eff}(z) \propto (1+z)^{-1.48}$ для галактик без звездообразования (для ЭГ) и $R_{eff}(z) \propto (1+z)^{-0.75}$ для галактик со звездообразованием. При всех красных смещениях изменение зависимости “размер—масса” составляет $R_{eff} \propto M_*^{0.22}$ для галактик позднего типа со звездной массой $M_* > 3 \times 10^9 M_\odot$ и $R_{eff} \propto M_*^{0.75}$ для раннего типа галактик со звездной массой $M_* > 2 \times 10^{10} M_\odot$.

В работе [15] показано, что рост эффективного радиуса R_e звездной системы происходит синхронно с ростом радиуса темного гало.

В разделе “Примеры” приведены соответствующие степенные зависимости согласно нашим моделям I, II и III.

7. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ДИНАМИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ ГАЛАКТИКИ. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [16] приведены зависимости трех динамических параметров 260 галактик раннего типа по проекту ATLAS-3D. Эта зависимость в фундаментальной плоскости “размер—дисперсия скоростей звезд—поверхностная яркость” имеет вид

$$\begin{aligned} \log R_e &= a_0 + b_0 \log \sigma_e + c_0 \log \Sigma_e, \\ b_0 &= 1.063 \pm 0.041, \\ c_0 &= -0.765 \pm 0.023. \end{aligned} \quad (61)$$

Здесь a_0 — ошибка, σ_e — эффективная дисперсия скоростей звезд в км/с, R_e — эффективный радиус в кпк, а Σ_e — эффективная поверхностная яркость в единицах Вт/м².

В работе [17] приведена зависимость динамических параметров на фундаментальной плоскости “размер—дисперсия скоростей звезд—поверхностная яркость”, полученная на основе исследований около 9000 галактик раннего типа с красным смещением $0.01 \leq z \leq 0.3$ по проекту SDSS (Sloan Digital Sky Survey), в виде

$$\begin{aligned} \log R_e &= a_0 \log \sigma_e + b_0 \log I_e + c_0, \\ I_e &= \frac{L}{2\pi R_e^2}, \end{aligned} \quad (62)$$

где R_e — эффективный радиус в кпк, σ_e — эффективная дисперсия скоростей в км/с, I_e — эффектив-

ная поверхностная яркость в единицах Вт/м², а L — полная светимость галактики. Кроме того, для коэффициентов a_0 , b_0 , c_0 можно взять средние значения: по ортогональной аппроксимации $a_0 = 1.515$, $b_0 = -0.760$, $c_0 = -8.790$, а по прямой аппроксимации $a_0 = 1.165$, $b_0 = -0.760$, $c_0 = -8.047$.

В работе [18] приведена зависимость динамических параметров на фундаментальной плоскости “размер—дисперсия скоростей звезд—светимость”, полученная на основе исследований 560 галактик раннего типа по проекту SAMI в виде

$$\log \left(\frac{L}{L_\odot} \right) = a_0 \log \sigma_e + b_0 \log R_e + c_0, \quad (63)$$

где $L/L_\odot$ — светимость галактики, выраженная в единицах солнечной светимости, σ_e — эффективная дисперсия скоростей звезд в км/с, R_e — эффективный радиус в кпк. Кроме того,

$$\begin{aligned} a_0 &= 1.294 \pm 0.039, \\ b_0 &= 0.912 \pm 0.025, \\ c_0 &= 7.067 \pm 0.078. \end{aligned} \quad (64)$$

Рассмотрим задачу об определении коэффициентов $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ в динамическом соотношении,

$$\begin{aligned} \Phi &= \tilde{a}S + \tilde{b}R + \tilde{c}, \quad \Phi = \log L, \\ S &= \log \sigma_e, \quad R = \log R_e, \end{aligned} \quad (65)$$

методом наименьших квадратов. Коэффициенты $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ являются параметрами, подлежащими определению. Положим, что точные значения параметров $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ отличаются от известных значений a_0 , b_0 , c_0 на величины поправок

$$\tilde{a} = a_0 + \Delta a, \quad \tilde{b} = b_0 + \Delta b, \quad \tilde{c} = c_0 + \Delta c. \quad (66)$$

Эти поправки подлежат определению, а коэффициенты a_0 , b_0 , c_0 определены выше.

Пусть величины Φ_i , S_i и R_i определяются согласно нашей модели (варианты (а) и (б) моделей I, II и III) для $m=64$ ЭГ, а Φ_i^0 , S_i^0 , R_i^0 — значения этих же величин, определенных по одному из проектов SAMI, ATLAS-3D и SDSS, считающиеся опорными моделями. Обозначим

$$\Delta F_i = \Delta \Phi_i + a_0 \Delta S_i + b_0 \Delta R_i, \quad (67)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta \Phi_i &= \Phi_i - \Phi_i^0, \\ \Delta S_i &= S_i^0 - S_i, \\ \Delta R_i &= R_i^0 - R_i. \end{aligned} \quad (68)$$

Величина

$$\delta_i = \Delta F_i - \Delta a S_i - \Delta b R_i - \Delta c \quad (69)$$

является невязкой условных уравнений и, согласно методу наименьших квадратов, наша задача сводится к определению минимального значения функции $H \equiv H(\Delta a, \Delta b, \Delta c)$,

$$H = \sum_{i=1}^m \delta_i^2 = \sum_{i=1}^m (\Delta F_i - S_i \Delta a - R_i \Delta b - \Delta c)^2, \quad (70)$$

для всех m галактик. Подробности см. в монографиях [19, 20].

Согласно этому методу, получаем систему нормальных уравнений (систему неоднородных линейных алгебраических уравнений) относительно поправок Δa , Δb , Δc . Решение этой системы в векторной форме можно записать в виде

$$W \Delta p = d, \quad \Delta p = W^{-1} d, \quad (71)$$

где

$$\Delta p = \{\Delta a, \Delta b, \Delta c\}, \quad d = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}, \quad (72)$$

а W^{-1} — обратная матрица от $W = \|w_{ik}\|$, ($i, k=1, 2, 3$). Элементы матрицы W и вектора d вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} w_{11} &= \sum_{i=1}^m S_i^2, \\ w_{12} &= w_{21} = \sum_{i=1}^m S_i R_i, \end{aligned} \quad (73)$$

$$\begin{aligned} w_{13} &= w_{31} = \sum_{i=1}^m S_i, \\ w_{22} &= \sum_{i=1}^m R_i^2, \\ w_{23} &= w_{32} = \sum_{i=1}^m R_i, \end{aligned} \quad (74)$$

$$\begin{aligned} w_{33} &= \sum_{i=1}^m 1 = m, \\ d_1 &= \sum_{i=1}^m S_i \Delta F_i, \\ d_2 &= \sum_{i=1}^m R_i \Delta F_i, \\ d_3 &= \sum_{i=1}^m \Delta F_i. \end{aligned} \quad (75)$$

Кроме того, для $m=64$ уравнений и $n=3$ неизвестных следует определить величины

$$d_0 = \sum_{i=1}^m (\Delta F_i)^2, \quad (76)$$

$$\bar{\sigma}^2 = \frac{1}{m-n} [d_0 - (d \Delta p)],$$

где $\bar{\sigma}^2$ — средняя квадратическая ошибка вычислений, а

$$d \Delta p = d_1 \Delta a + d_2 \Delta b + d_3 \Delta c. \quad (77)$$

Качество согласования опорной и базовых моделей (в основном согласования теории с наблюдениями) характеризуется величиной $\bar{\sigma}^2$.

Если элементы обратной матрицы W^{-1} обозначить через $\|w_{kj}\|$, то решение $\Delta p = W^{-1} d$ можно записать в явном виде так:

$$\begin{aligned} \Delta a &= \omega_{11} d_1 + \omega_{12} d_2 + \omega_{13} d_3, \\ \Delta b &= \omega_{21} d_1 + \omega_{22} d_2 + \omega_{23} d_3, \\ \Delta c &= \omega_{31} d_1 + \omega_{32} d_2 + \omega_{33} d_3. \end{aligned} \quad (78)$$

Следовательно, искомые значения параметров $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ будут определяться равенством (66), в котором коэффициенты a_0 , b_0 , c_0 считаются известными и берутся из опорной модели (см. выше), а поправки Δa , Δb , Δc определяются равенством (78).

8. ПРИМЕРЫ

В качестве примера взяты 64 модельных эллиптических галактики, имеющих форму либо трехосного эллипсоида, либо сжатого или вытянутого сфероида. При этом значения всех параметров модельных галактик точно совпадают с соответствующими значениями реально существующих галактик. Нужные параметры последних взяты из следующих источников: проект ATLAS-3D [16], проект SDSS [17], SAMI [18] и каталог [21].

В табл. 1 приведены значения эффективного радиуса R_e в кпк, эффективной поверхностной яркости μ_e в mag/arcsec^2 , эффективной светимости L_e в единицах $10^{10} L_\odot$ светимости Солнца, а также дисперсии скоростей σ_e в км/с на расстоянии эффективного радиуса, вычисленные по различным моделям для трех галактик.

В табл. 2, 3 и 4 приведены значения коэффициентов $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ и среднеквадратической ошибки $\bar{\sigma}^2$, определяемые по базовым моделям I, II и III соответственно в зависимости от профиля $\rho(m)$. Определяемые в базовых моделях коэффициенты $\tilde{a}$, $\tilde{b}$ и $\tilde{c}$ фигурируют в динамических соотношениях следующим образом. В соотношении

$$\log R_e = \tilde{a} + \tilde{b} \log \sigma_e + \tilde{c} \log \Sigma_e \quad (79)$$

Таблица 1. Значения динамических параметров эллиптических галактик, вычисленные по моделям I ($a > b > c$), II ($a = b > c$) и III ($a > b = c$). Для сравнения приведены аналогичные значения, полученные в проектах ATLAS-3D и SDSS

ЭГ, NGC	Модели и проекты	R_e	$\log(L_e/L_\odot)$	σ_e	μ_e
4374 E1 (M 84)	1)	5.394	10.59949	219.65	21.09
	I 2)	5.275	11.00619	232.22	19.46
	3)	5.225	11.20261	212.05	19.09
	1)	5.385	10.00314	222.35	21.05
	II 2)	5.275	10.99091	232.22	19.51
	3)	5.221	11.19056	209.53	19.12
	1)	5.403	10.59584	216.94	21.12
	III 2)	5.275	11.02142	232.22	19.41
	3)	5.231	11.21468	214.50	19.07
	ATLAS-3D	5.492	10.76901	258.23	20.74
4406 E3 (M 86)	SDSS	5.057	10.32012	258.20	21.69
	1)	9.952	10.62525	148.16	22.50
	I 2)	10.028	10.99771	180.28 (280.28)	20.29
	3)	9.936	11.29485	147.31	20.02
	1)	9.921	10.63221	152.21	22.44
	II 2)	10.028	10.95846	180.28	20.39
	3)	9.921	11.26657	143.75	20.08
	1)	9.954	10.61828	142.65	22.57
	III 2)	10.028	11.03627	180.28	20.18
	3)	9.952	11.32327	151.37	19.96
4472 E2 (M 49)	ATLAS-3D	10.136	10.84602	190.55	21.88
	SDSS	9.920	10.37012	190.51	23.02
ЭГ, NGC	Модели и проекты	R_e	$\log(L_e/L_\odot)$	σ_e	μ_e
4472 E2 (M 49)	1)	8.494	10.84649	204.57	21.46
	I 2)	8.429	11.22957	216.28 (286.28)	19.68
	3)	8.345	11.46856	202.28	19.35
	1)	8.473	10.85197	208.35	21.42
	II 2)	8.429	11.20572	214.18	19.75
	3)	8.335	11.45047	198.76	19.39
	1)	8.503	10.84445	203.22	21.48
	III 2)	8.429	11.23848	214.45 (286.28)	19.66
	3)	8.349	11.47537	203.63	19.34
	ATLAS-3D	8.661	11.02901	250.03	21.08
4472 E2 (M 49)	SDSS	8.196	10.02010	250.01	23.49?

Примечание. Эффективный радиус R_e выражен в кпк, эффективная светимость L_e — в единицах светимости Солнца, дисперсия скоростей σ_e на расстоянии эффективного радиуса — в км/с, а эффективная поверхностная яркость μ_e — в mag/arcsec^2 . Для каждой модели I, II и III приведены по три значения этих параметров: значение 1) соответствует случаю «астрофизического» профиля, 2) — аналогу профиля NFW, 3) — аналогу профиля Хернквиста.

Таблица 2. Значения коэффициентов $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ и среднеквадратической ошибки $\bar{\sigma}^2$, вычисленные по варианту (а) базовой модели I ($a > b > c$) в зависимости от профиля плотности $\rho(m)$ и опорной модели (проекта)

Профиль $\rho(m)$	Проекты	$\tilde{a}$	$\tilde{b}$	$\tilde{c}$	$\bar{\sigma}^2$
$\frac{\rho_0}{(1 + \beta m^2)^{3/2}}$	ATLAS-3D	7.5150	1.1731	−0.7277	0.0031
	SAMI	1.7212	0.9386	7.2716	0.0215
	SDSS-1	1.8222	−0.6759	−8.5876	0.0144
	SDSS-2	1.4602	−0.6736	−7.8172	0.0135
$\frac{K}{\mu m(1 + \mu m)^2}$	ATLAS-3D	7.1495	1.2264	−0.7797	0.0171
	SAMI	1.5076	0.9253	7.6807	0.0195
	SDSS-1	1.7501	−0.5732	−8.3454	0.0124
	SDSS-2	1.3849	−0.6571	−7.3618	0.0122
$\frac{M}{2\pi\bar{a}^3} \frac{1}{\bar{\mu}m(1 + \bar{\mu}m)^3}$	ATLAS-3D	7.1547	1.0293	−0.8568	0.0025
	SAMI	1.0948	1.1096	7.9571	0.0153
	SDSS-1	1.6037	−0.6821	−7.6502	0.0213
	SDSS-2	1.3283	−0.7226	−7.3506	0.0177

Примечание. По опорной модели (проекту) SDSS приведены два значения коэффициентов, вычисленные по базовой модели I: 1 соответствует ортогональной, 2 — прямой аппроксимации.

Таблица 3. Значения коэффициентов $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ и среднеквадратической ошибки $\bar{\sigma}^2$, вычисленные по варианту (а) базовой модели II ($a = b > c$) в зависимости от профиля плотности $\rho(m)$ и опорной модели (проекта)

Профиль $\rho(m)$	Проекты	$\tilde{a}$	$\tilde{b}$	$\tilde{c}$	$\bar{\sigma}^2$
$\frac{\rho_0}{(1 + \beta m^2)^{3/2}}$	ATLAS-3D	7.5150	1.1677	− 0.7296	0.0031
	SAMI	7.0008	0.9465	7.2716	0.0215
	SDSS-1	1.8110	− 0.6820	− 8.6131	0.0146
	SDSS-2	1.4508	− 0.6789	− 7.8370	0.0135
$\frac{K}{\mu m(1 + \mu m)^2}$	ATLAS-3D	7.1285	1.2128	− 0.7801	0.0159
	SAMI	1.4982	0.9292	6.8685	0.0196
	SDSS-1	1.1996	− 0.6014	− 8.3656	0.0124
	SDSS-2	1.1852	− 0.6117	− 7.3947	0.0122
$\frac{M}{2\pi\bar{a}^3} \frac{1}{\bar{\mu}m(1 + \bar{\mu}m)^3}$	ATLAS-3D	7.1388	1.0195	− 0.8588	0.0023
	SAMI	1.0715	1.1237	8.1535	0.0149
	SDSS-1	1.6025	− 0.6842	− 7.6598	0.0230
	SDSS-2	1.3272	− 0.7272	− 7.3816	0.0176

по аналогии с формулой (61) проекта ATLAS-3D. В соотношении

$$\log\left(\frac{L}{L_\odot}\right) = \tilde{a}\log\sigma_e + \tilde{b}\log R_e + \tilde{c} \quad (80)$$

по аналогии с формулой (62) проекта SDSS. Наконец, в соотношении

$$\log R_e = \tilde{a}\log\sigma_e + \tilde{b}\log I_e + \tilde{c} \quad (81)$$

по аналогии с формулой (63) проекта SAMI.

Теперь установим степенные зависимости “эффективный радиус—звездная масса” $R_{eff} \propto M_*^\alpha$ [12] и “эффективная дисперсия скоростей—звездная масса” $M_* \propto \sigma_{eff}^\beta$ [13]. Эти соотношения вписываются в расчетную эволюцию модели ЭГ согласно варианту (а) наших моделей I, II и III (см. выше). Такие зависимости позволят установить эволюционные сценарии образования ЭГ по сценарию большого или малого слияния согласно этим моделям.

Таблица 4. Значения коэффициентов $\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$ и среднеквадратической ошибки $\bar{\sigma}^2$, вычисленные по варианту (а) базовой модели III ($a > b = c$) в зависимости от профиля плотности $\rho(m)$ и опорной модели (проекта)

Профиль $\rho(m)$	Проекты	$\tilde{a}$	$\tilde{b}$	$\tilde{c}$	$\bar{\sigma}^2$
$\frac{\rho_0}{(1 + \beta m^2)^{3/2}}$	ATLAS-3D	7.5150	1.1798	−0.7254	0.0032
	SAMI	1.7352	0.9331	6.9961	0.0212
	SDSS-1	1.8333	−0.6716	−8.5739	0.0141
	SDSS-2	1.4711	−0.6691	−7.8047	0.0134
$\frac{K}{\mu m(1 + \mu m)^2}$	ATLAS-3D	7.2389	1.2255	−0.7744	0.0193
	SAMI	1.5146	0.9226	6.8542	0.0197
	SDSS-1	1.8512	−0.6573	−8.3281	0.0124
	SDSS-2	1.1858	−0.6498	−8.3084	0.0122
$\frac{M}{2\pi a^3} \frac{1}{\bar{\mu} m(1 + \bar{\mu} m)^3}$	ATLAS-3D	7.1937	1.0443	−0.8531	0.0028
	SAMI	1.1231	1.0930	8.1792	0.0158
	SDSS-1	1.6031	−0.6817	−7.6475	0.0170
	SDSS-2	1.3290	−0.7175	−7.3155	0.0176

Согласно моделям I, II и III, значения параметра α заключены в следующем промежутке: $\alpha_{\min} = 0.266 \leq \alpha \leq \alpha_{\max} = 0.371$. Минимальное значение $\alpha_{\min}$ относится к ЭГ NGC 5845, а максимальное $\alpha_{\max}$ — к ЭГ NGC 4406. Для β получено: $\beta_{\min} = 4.369 \leq \beta \leq \beta_{\max} = 5.857$, причем минимальное значение $\beta_{\min}$ относится к ЭГ NGC 5845, а $\beta_{\max}$ — к ЭГ NGC 4733.

Для сравнения, соответствующие значения параметров α и β по проекту ATLAS-3D таковы: $\alpha_{\min} = 0.267 \leq \alpha \leq \alpha_{\max} = 0.350$ и $\beta_{\min} = 4.449 \leq \beta \leq \beta_{\max} = 5.752$, причем $\alpha_{\min}$ относится к NGC 5845, а $\alpha_{\max}$ — к NGC 4406, $\beta_{\min}$ — к NGC 5845, а $\beta_{\max}$ — к NGC 4733.

По проекту SDSS: $\alpha_{\min} = 0.268 \leq \alpha \leq \alpha_{\max} = 0.349$ и $\beta_{\min} = 4.450 \leq \beta \leq \beta_{\max} = 5.753$, причем $\alpha_{\min}$ относится к NGC 5845, а $\alpha_{\max}$ — к NGC 4406, $\beta_{\min}$ — к NGC 5845, а $\beta_{\max}$ — к NGC 4733.

Таким образом, исходя из степенных зависимостей $R_{\text{eff}} \propto M_*^\alpha$ и $M_* \propto \sigma_{\text{eff}}^\beta$, мы нашли максимальные и минимальные значения параметров α и β согласно нашим моделям I, II и III, а также с учетом проектов ATLAS-3D и SDSS. Эти значения показывают, что сценарии образования ЭГ по нашим моделям и по проектам ATLAS-3D и SDSS больше соответствуют большому слиянию.

Заметим также, что модели I, II и III могут быть использованы для изучения анизотропии дисперсии скоростей в эллиптических галактиках (см. подробнее [22, 23]).

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены несколько моделей неоднородной эллиптической галактики (ЭГ) как динамической системы, имеющей форму либо

трехосного эллипсоида, либо сжатого или вытянутого сфероида. При этом предполагается, что ЭГ состоит из барионной массы (БМ) и темной материи (ТМ) с разными законами распределения плотности — профилями. Во всех моделях в качестве профиля БМ берется “астрофизический закон” распределения плотности, а в качестве профиля ТМ — один из аналогов профилей NFW, Хернквиста.

На основе этих моделей найдены явные выражения для следующих ключевых параметров галактики: полной гравитационной (потенциальной) энергии и кинетической энергии вращения ЭГ, суммарной поверхностной яркости и полной светимости галактик в зависимости от профиля, а также дисперсии скоростей в зависимости от расстояния до центра ЭГ. Определены значения: эффективного радиуса и соответствующего значения параметра семейства эллипсоидальных поверхностей, центральной и эффективной поверхностной яркости. Установлены соотношения между важными динамическими параметрами галактики: “масса—размеры”, “масса—дисперсия скоростей”, “размер—дисперсия скоростей—светимость” (поверхностная яркость). Исследованы эволюционные сценарии образования ЭГ согласно этим моделям.

Полученные результаты применены к шестидесяти четырем модельным ЭГ, имеющим формы либо трехосного эллипсоида, либо сжатого или вытянутого сфероидов с параметрами, точно совпадающими с параметрами реально существующих галактик, и приведены в виде таблиц для некоторых Е-галактик. Также проведено сравнение этих результатов с соответствующими данными, полученными другими авторами в проектах ATLAS-3D, SAMI и SDSS.

Данные результаты могут быть также применены при исследовании анизотропии дисперсии скоростей в ЭГ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.А. Гасанов, Астрон. журн. **98**, 39 (2021).
2. С.А. Гасанов, Астрон. журн. **99**, 91 (2022).
3. J.F. Navarro, C.S. Frenk and S.D.M. White, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **275**, 720 (1995).
4. L. Hernquist, **356**, 359 (1990).
5. Б.П. Кондратьев. Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями, (Мир, М., 2007).
6. E. Hubble, **71**, 231 (1930).
7. Б.П. Кондратьев, Потенциалы и динамические модели эллипсоидальных гравитирующих систем. Диссертация кандидата физико-математических наук (Москва, 1981).
8. J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics*: Second Edition (Princeton, NJ USA: Princeton University Press, 2008).
9. Ph. Prugniel and F. Simien, Astron. and Astrophys. **321**, 111 (1997).
10. О.К. Сильченко, Успехи физ. наук **192**, 1313 (2022).
11. R. Bezanson, P.G. van Dokkum, T. Tal, D. Marchesini, M. Kriek, M. Franx, and P. Coppi, **697**(2), 1290 (2009).
12. M. Hilz, T. Naab, J. P. Ostriker, J. Thomas, A. Burkert, and R. Jesseit, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **425**(4), 3119 (2012).
13. M. Boylan-Kolchin, C. Ma, and E. Quataert, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **362**(1), 184 (2005).
14. A. van der Wel, M. Franx, P. G. van Dokkum, R.E. Skelton, et al., **788**(1), id. 28 (2014).
15. L. Zanzi, F. Shankar, H. Fu, A. Rodriguez-Puebla, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **505**(3), 4555 (2021).
16. M. Cappellari, N. Scott, K. Alatalo, L. Blitz, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**(3), 1709 (2013).
17. M. Bernardi, R. K. Sheth, J. Annis, S. Burles, et al., Astron. J. **125**(4), 1866 (2003).
18. F. D'Eugenio, M. Colless, N. Scott, A. van der Wel, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **504**(4), 5098 (2021).
19. П.Е. Эльясберг, *Определение движения по результатам измерений* (М.: Наука, 1976).
20. Н.В. Емельянов, *Динамика естественных спутников планет на основе наблюдений* (Фрязино: Век 2, 2019).
21. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G. Corwin, R.J. Buta, G. Paturel, and P. Fouque, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. V. II, III (New York, USA: Springer-Verlag, 1991).
22. Е.Н. Киреева, Б.П. Кондратьев, Астрон. журн. **96**(9), 707 (2019).
23. B.P. Kondratyev and E.N. Kireeva, Astrophys. Space Sci. **365**(1), id. 15 (2020).

PROFILES AND SOME DYNAMIC PARAMETERS OF A LAYERED INHOMOGENEOUS ELLIPTICAL GALAXY

S. A. Gasanov^a

^aLomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Several new models of a layered inhomogeneous elliptical galaxy (EG) having the shape either a triaxial ellipsoid or an oblate or prolate spheroid and consisting of baryonic mass and dark matter with different laws of density distribution — profiles. Based on these models, some key dynamic parameters of the EG were determined: gravitational (potential) energy and rotational kinetic energy, total surface brightness, total luminosity, and velocity dispersion depending on the distance to the EG center. The relationships between the important dynamic parameters of the galaxy have been established: “mass-dimensions”, “mass-velocity dispersion”, “size-dispersion speeds—luminosity” (surface brightness). Evolutionary scenarios for the formation of EG were studied according to these models. The results obtained were applied to sixty model EGs with parameters exactly matching those that actually exist and are presented in the form of tables.

Keywords: elliptical galaxies, formation scenarios, fundamental parameters, relationships between parameters of galaxies

НЕРАЗРЕШЕННЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ С БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ В РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

© 2024 г. В. О. Михневич^{1,*}, А. Ф. Селезнев^{1,**}

¹Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: varvara.mikhnevich@urfu.ru

**E-mail: anton.seleznev@urfu.ru

Поступила в редакцию 27.12.2023 г.

После доработки 09.01.2024 г.

Принята в печать 29.01.2024 г.

Для девяти рассеянных скоплений исследовано возможное расположение на фотометрической диаграмме неразрешенных двойных систем, одним из компонентов которых является белый карлик (БК), а другим — звезда главной последовательности (ГП). Такие системы располагаются ниже и левее ГП. Количество звезд скопления, вероятно, проэволюционировавших в белые карлики, сравнивается с количеством кандидатов в неразрешенные двойные системы с БК. Показано, что количество вероятных членов скопления, лежащих под главной последовательностью, в основном меньше, чем ожидаемое количество белых карликов. Наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне позволяют обнаруживать БК и неразрешенные двойные системы БК + ГП увереннее, чем при наблюдениях в видимом диапазоне.

Ключевые слова: рассеянные звездные скопления, двойные системы, белые карлики

DOI: 10.31857/S0004629924020037 EDN: KTKMBF

1. ВВЕДЕНИЕ

Белые карлики являются продуктом эволюции звезд малой и средней массы до $8M_{\odot}$ [1], составляющих большинство звезд в Галактике. Следовательно, белые карлики довольно распространены. Эволюция одиночного белого карлика ведет к его постепенному остыванию за счет излучения. При уменьшении температуры изменяется и цвет — от белого к красному. Если белый карлик входит в состав тесной двойной системы, возможен перенос вещества на БК со звезды-компаньона, иногда сопровождаемый стадией общей оболочки. Исследованию этой эволюционной стадии посвящено большое количество работ, предлагающих сценарии развития [2, 3] и моделирования процессов обмена веществом [4, 5, 6]. Эволюция двойной системы с переносом вещества на БК приводит к таким явлениям, как новые, сверхновые, катаклизмические переменные звезды, рентгеновские двойные системы, которые представляют фундаментальный астрофизический интерес. Особый интерес представляют вспышки сверхновых типа Ia, происходящие при накоплении белым карликом массы больше предела Чандрасекара.

Рассеянные звездные скопления (РЗС) все чаще привлекают внимание при поиске белых карликов. РЗС — это гравитационно-связанные группы звезд, родившихся в одном событии звездообразования и

имеющих в первом приближении близкие возраст, химсостав, пространственное движение и расстояние до наблюдателя. Белые карлики, являющиеся членами скопления, наследуют эти характеристики, что открывает дополнительные возможности в исследовании эволюции скопления и самих БК. Например, соотношение начальной и конечной масс (в английской литературе IFMR), связывающее конечную массу белого карлика и начальную массу звезды-прародителя [7, 8], позволит отследить общую потерю массы скоплением. В работе [9] замечено количество БК было обнаружено в звездном потоке в окрестности скопления Альфа Персея. Это стало одним из аргументов того, что поток представляет собой разрушенное старое звездное скопление. Однако астрономы испытывают трудности в исследованиях белых карликов в связи с их низкой яркостью. Из-за своих небольших размеров они являются довольно тусклыми объектами в видимом диапазоне (для более детального обзора см. [10, 11, 12]). Несмотря на значительное улучшение качества получаемых астрометрических данных, низкая яркость БК все еще представляет проблему при точном определении расстояний до них. Однако на основе каталогов Gaia [13] и спектроскопических исследований из SDSS [14] создаются каталоги, содержащие объекты, которые с некоторой вероятностью могут оказаться белыми карликами [15], а также списки белых карликов — вероятных членов рассеянных

скоплений [16, 17, 18]. При этом используются дополнительно фотометрические данные Pan-STARRS [19] и GALEX [20] для получения информации о массе предшественника и времени охлаждения БК. Но все это относится к одиночным звездам.

В наиболее проэволюционировавших и населенных рассеянных звездных скоплениях ожидается заметное количество белых карликов, в том числе и в двойных системах. Широко признано, что двойные системы являются очень распространенным явлением [21]. Наличие двойных и кратных систем более высокого порядка влияет на динамику и распределение звезд в скоплении. Динамическое взаимодействие приводит к диссипации звезд малой массы из скопления, а двойные и кратные звезды усиливают этот эффект. Знание свойств неразрешенных двойных и кратных систем в звездных скоплениях играет важную роль, в частности, в задачах построения функции светимости [22], начальной функции масс [23] и оценки массы скопления [24–26].

Для обнаружения неразрешенных двойных звезд применяют различные методы: от фотометрии до спектроскопии. Но для спектроскопических исследований требуется большое количество наблюдательного времени на крупных телескопах. Наиболее эффективный метод на сегодняшний день — высокоточная фотометрия. Мы располагаем данными для подобных исследований, благодаря программам обзоров всего неба в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне, в том числе успешной работе космической миссии Gaia. Двойные звезды, оба компонента которых вносят вклад в общую яркость одного неразрешенного источника, имеют смещенное относительно одиночных звезд положение на диаграмме “звездная величина—показатель цвета” (CMD). Большое количество двойных расположено на более красной стороне главной последовательности. В Уральском федеральном университете ведется программа поиска неразрешенных двойных систем в рассеянных скоплениях [27, 28]. Но в этих работах рассматриваются только системы, оба компонента которых представляют собой звезды главной последовательности. Сочетание горячего белого карлика и холодной маломассивной звезды главной последовательности обеспечивает совершенно другие фотометрические характеристики неразрешенной двойной системы БК + ГП.

В этой работе мы рассмотрим такую комбинацию компонентов неразрешенной двойной системы. Раздел 2 посвящен описанию выборок вероятных членов РЗС. В разделе 3 мы исследуем природу членов рассеянного скопления, расположенных ниже

и левее главной последовательности на CMD. В разделе 4 продемонстрированы преимущества наблюдений в УФ-диапазоне. Выводы и их обсуждение представлены в разделе 5.

2. ВЫБОРКИ ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ СКОПЛЕНИЙ

Наличие белых карликов можно ожидать в скоплениях старше 30 млн лет, в которых наибольшая масса звезд главной последовательности меньше верхнего предела, равного $8M_{\odot}$ [1]. На рис. 1 показаны изохроны PARSEC [29] разных возрастов с солнечным содержанием металлов, черные точки — положение точек поворота ГП. Каждой точке соответствует масса звезды в единицах массы Солнца, указанная стрелочкой. Возраст обозначен полутонным градиентом.

Изучение рассеянных скоплений всегда было осложнено их низкой плотностью и типичным расположением в диске Галактике. По этим причинам затруднительно выделить их члены среди звезд поля. В настоящее время известно около 2000 РЗС [30, 31], видимых в оптическом диапазоне, самые далекие из них расположены на расстоянии в несколько килопарсек. К сожалению, о полноте каталогов вероятных членов скоплений трудно говорить даже на расстояниях до 1 кпк. По меньшей мере, в выборки вероятных членов не попадают слабые звезды, в том числе и белые карлики. Но стоит принять во внимание и то, что последний масштабный поиск скоплений в Галактике на основе данных каталога Gaia DR3 показывает ~6000 звездных группировок на расстояниях до 12 кпк (см. каталог Хант и Рефферт [32]). Каталог содержит выборки вероятных членов этих звездных группировок и включает объекты вплоть до ~20 звездной величины. Это значительно увеличивает число известных членов скоплений по сравнению с предыдущими подобными работами. Однако сами авторы [32] предостерегают, что несколько тысяч отождествленных ими звездных группировок, скорее всего, являются гравитационно несвязанными движущимися группами, которые будут классифицированы в их следующей работе.

В нашей работе используются выборки из каталога [32] для хорошо известных скоплений: Alessi-Teutsch 8, NGC 1039, NGC 2301, NGC 2360, NGC 2516, NGC 3114, NGC 3532, NGC 6281, NGC 6475. Эти скопления имеют разное количество вероятных членов, а также достаточно выраженную главную последовательность на CMD. Возрасты этих скоплений лежат в диапазоне от 140 млн лет до 1 млрд лет, а их расстояния не превышают ~1 кпк согласно

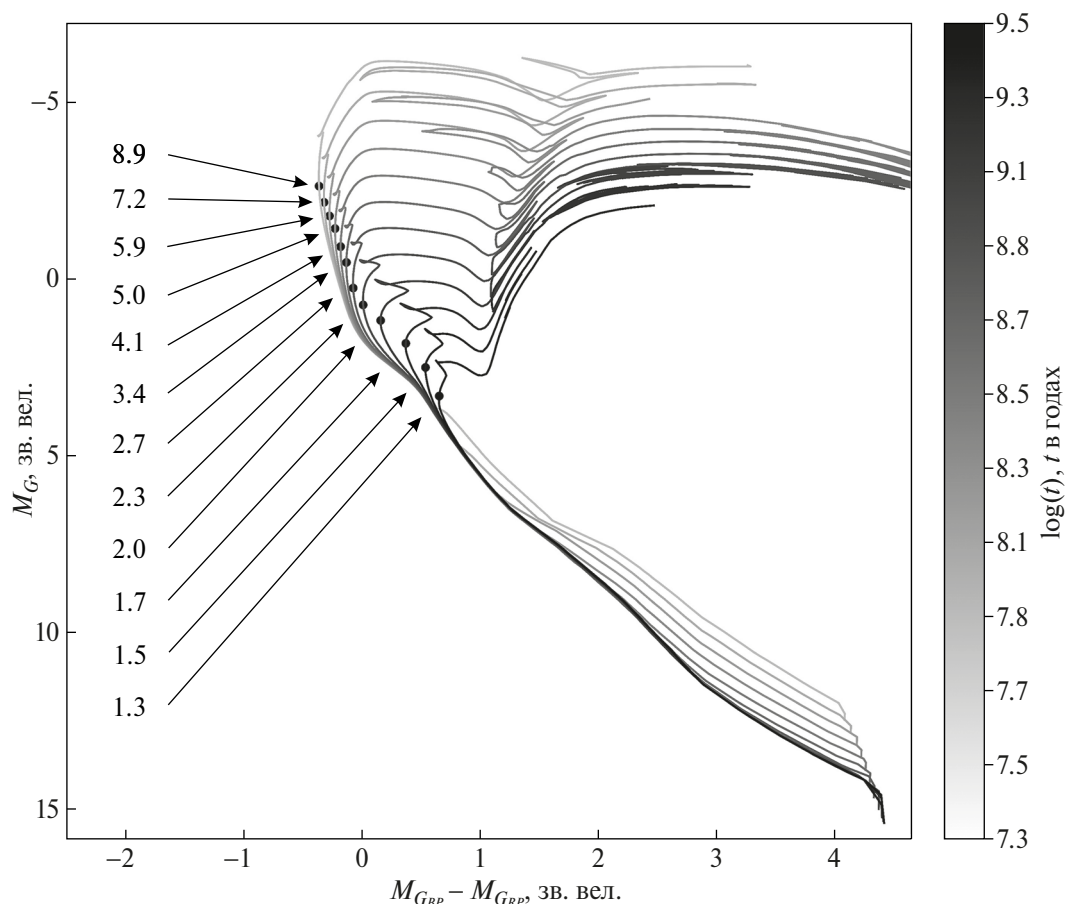


Рис. 1. Изохроны PARSEC с солнечным содержанием металлов и логарифмом возраста в годах от 7.3 до 9.5. На каждой изохроне черной точкой указано положение точки поворота. Масса звезды в единицах массы Солнца, соответствующей точке поворота, указана стрелочкой. Возраст обозначен полутоновым градиентом.

каталогу [31]. Мы используем только объекты с вероятностью принадлежности к скоплению $p > 50\%$.

3. ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ С БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ В РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ

Для белых карликов, содержащихся в рассеянных скоплениях, мы знаем расстояния, поглощения и возрасты. Изучение белых карликов в контексте их родительских РЗС позволяет определить свойства предшественников этих БК, а также изучить соотношение начальной/конечной массы (IFMR) [7, 8, 33, 34]. В случае разрешенных двойных систем положение компонента — белого карлика на диаграмме “звездная величина—показатель цвета” не отличалось бы от положения одиночной звезды. Но выборки вероятных членов скоплений содержат объекты, лежащие на CMD немного ниже главной последовательности. Эти объекты предположительно могут являться неразрешенными двойными системами с БК в качестве одного из компонентов.

Недавно были опубликованы списки ранее не ассоциированных со скоплениями белых карликов [18]. Поиски осуществлялись посредством метода HDBSCAN — кластеризации астрометрических параметров с дальнейшим анализом их фотометрических характеристик. Мы смоделировали неразрешенные БК + ГП системы на основе фотометрических данных этих БК и избранных звезд ГП скопления NGC 3532. Чтобы вычислить звездные величины неразрешенных систем, был использован подход, примененный в работе Малофеевой с соавторами [27]. С помощью формулы Погсона мы получили следующее выражение:

$$m_{\text{БК+ГП}} = m_{\text{БК}} - 2.5 \lg(1 + 10^{-0.4(m_{\text{ГП}} - m_{\text{БК}})}), \quad (1)$$

где $m_{\text{БК}}$ — звездная величина БК, $m_{\text{ГП}}$ — звездная величина звезды ГП, а $m_{\text{БК+ГП}}$ — звездная величина неразрешенной двойной системы. На рис. 2 показана диаграмма скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia. Серыми точкам обозначены члены выборки с вероятностью принадлежности к скоплению $>50\%$ [32]. Черными звездочками ука-

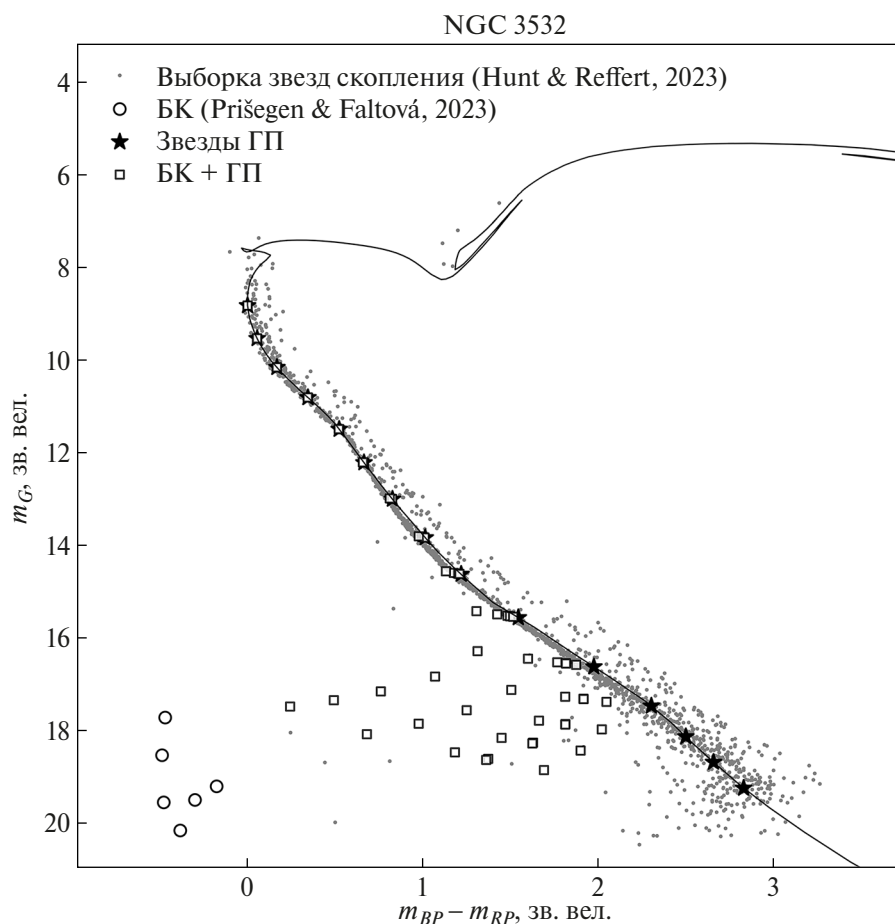


Рис. 2. CMD-скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia. Сплошной черной линией проведена изохрона PARSEC [29], наилучшим образом соответствующая последовательности скопления. Точками показаны звезды скопления согласно данным [32]. Черными звездочками обозначены избранные звезды ГП. Открытыми кружками указаны ассоциированные со скоплением БК [18], квадратами — смоделированные неразрешенные двойные системы, состоящие из БК и звезды ГП.

заны избранные звезды ГП, с которыми комбинировались ассоциированные со скоплением белые карлики, которые, в свою очередь, указаны открытыми кружками. Неразрешенные двойные системы с белыми карликами показаны квадратами. Из рис. 2 видно, что в случае сочетания БК с более горячей звездой ГП двойная система очень мало отличается от звезд главной последовательности.

Предположим, что объекты, находящиеся под главной последовательностью, это неразрешенные двойные системы. Тогда, используя избранные звезды главной последовательности в качестве одного из компонентов, мы можем рассчитать положение на CMD второго компонента этих систем, применяя ту же методику. На рис. 3 рассчитанные для всех комбинаций вторые компоненты обозначены открытыми кружками. Область, занимаемая белыми карликами, согласно работе [15], отделена

штриховой линией. Многие из них имеют звездные величины на грани обнаружения Gaia. Поэтому такие белые карлики не могли бы попасть в выборку [18]. Кроме того, возможно, что часть точек, расположенных под главной последовательностью, — результат ошибок метода отбора вероятных членов.

Возникает вопрос, действительно ли все объекты, обозначенные квадратами на рис. 3, могут быть неразрешенными БК + ГП системами? Чтобы разобраться в этом, сравним количество кандидатов в БК + ГП системы с количеством звезд, которые могли проэволюционировать в белые карлики за время жизни скопления. Количество кандидатов в БК + ГП системы $N_{БК+ГП}$ мы определяем как количество звезд под главной последовательностью (квадраты на рис. 3), для которых можно составить хотя бы одну комбинацию из звезды ГП и БК. Для

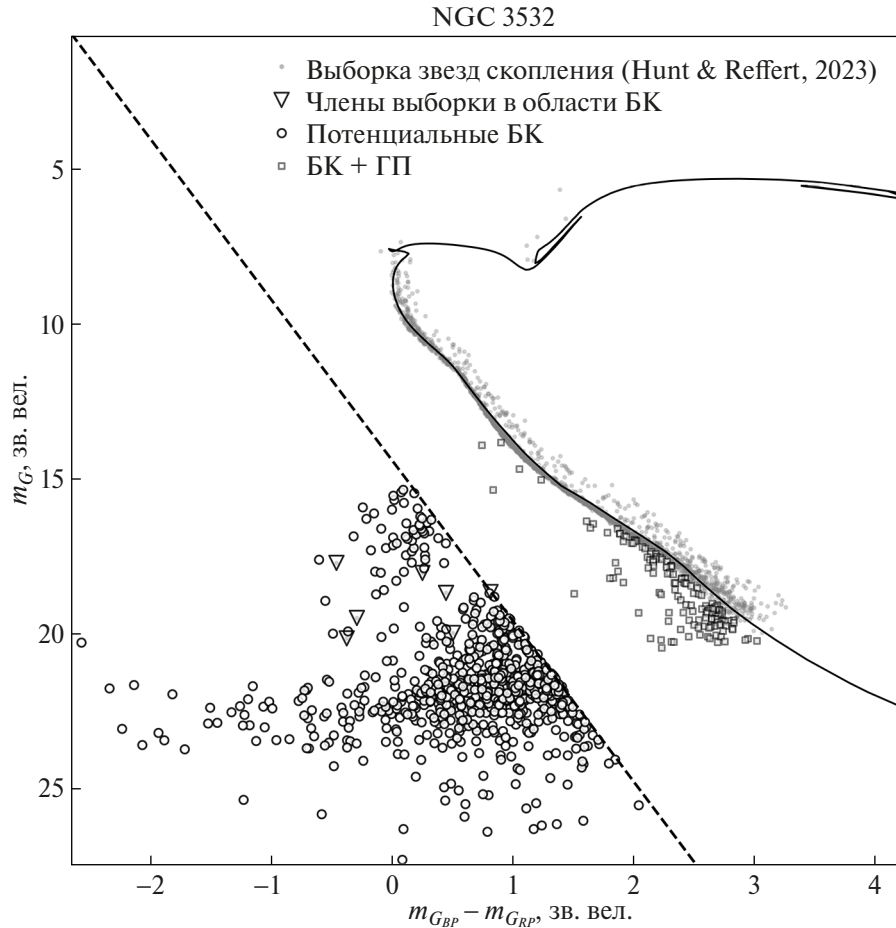


Рис. 3. CMD-скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia. Сплошной черной линией проведена изохрона PARSEC, штриховой линией — граница области, занимаемой белыми карликами, согласно работе [15]. Точками показаны звезды скопления согласно данным [32]. Квадратами обозначены предположительно неразрешенные БК + ГП системы — члены скопления, лежащие под главной последовательностью. Открытыми кружками указаны оценки звездных величин БК, получившиеся при всех возможных значениях $m_{ГП}$ в системе БК + ГП. Треугольники — члены скопления, попадающие в область БК.

оценки числа проэволюционировавших объектов $N_{эвол}$ мы использовали функцию масс Солпитера:

$$N_{эвол} = N_{ТП} \frac{\int_{\mathfrak{M}_{ТП}}^8 m^{-2.35} dm}{\int_{\mathfrak{M}_{мин}}^{\mathfrak{M}_{ТП}} m^{-2.35} dm}, \quad (2)$$

где $N_{ТП}$ — оценка числа звезд скопления, лежащих до точки поворота, включая звезды ГП и неразрешенные двойные системы, лежащие выше ГП [27, 28] (рис. 4, левая панель); $\mathfrak{M}_{ТП}$ — масса одиночной звезды у точки поворота. Такое сравнение было проведено для всех девяти РЗС.

На правой панели рис. 4 показано соотношение относительного количества проэволюционировавших в белые карлики объектов с относительным

количеством возможных неразрешенных двойных систем с белым карликом (по отношению к общему числу звезд в скоплении $N_{общ}$). Если бы все квадраты на рис. 3 были неразрешенными БК + ГП системами и мы бы видели все белые карлики в скоплении, то на правой панели рис. 4 мы получили бы линейную зависимость. Однако мы видим, что для большинства скоплений $N_{БК+ГП}$ меньше, чем число БК, которые могли возникнуть в результате эволюции. Это может свидетельствовать о том, что выборки вероятных членов неполны, так как возможности обнаружения таких слабых объектов ограничены. В трех скоплениях, напротив, $N_{БК+ГП}$ превосходит $N_{эвол}$. Следовательно, не все квадраты на рис. 3 в этих трех скоплениях можно объяснить неразрешенной двойной системой с белым карликом. Учет возможных одиночных белых карликов из выборок [32] не влияет на результат на правой панели рис. 4.

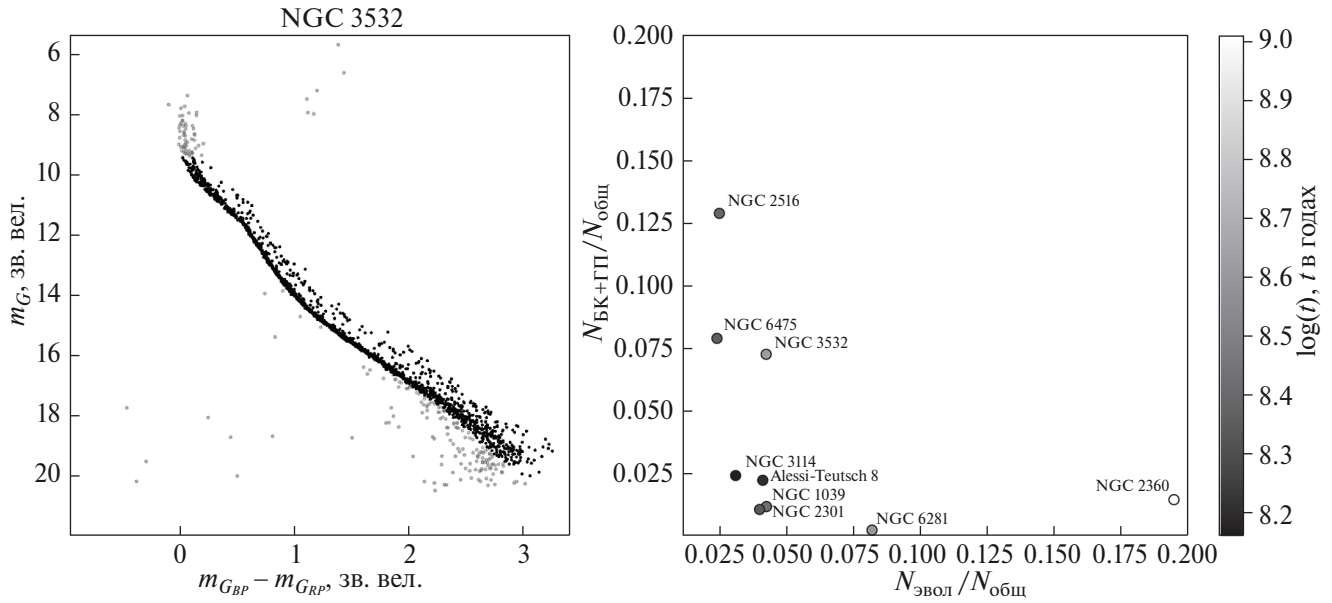


Рис. 4. Слева — диаграмма “звездная величина—показатель цвета” выборки скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia [32]. Справа — соотношение содержания проэволюционировавших в БК объектов $N_{\text{эвол}}/N_{\text{общ}}$ и содержания двойных систем с белым карликом $N_{\text{БК+ГП}}/N_{\text{общ}}$; градиент показывает возраст рассматриваемых скоплений.

4. ПОИСКИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

При наблюдениях в оптическом диапазоне белые карлики очень слабые и видны только в ближайших рассеянных скоплениях. Наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне (УФ) могут помочь при исследовании населения белых карликов в скоплениях. Имеется обширная литература по наблюдениям шаровых скоплений в УФ на телескопе им. Хаббла. Рассмотрим результаты исследования шарового скопления 47 Тукана [35, 36]. Это одно из ближайших к Солнцу шаровых скоплений. На диаграмме “звездная величина—показатель цвета” в полосах F225W и F336W в работах [35, 36] показано, что яркие белые карлики и яркие голубые бродяги являются абсолютно самыми яркими звездами этого скопления.

На основе данных о звездных величинах и показателях цвета белых карликов в ультрафиолетовом диапазоне [35] мы вычислили абсолютные звездные величины этих звезд. Для этого использовались параметры шарового скопления 47 Тус: избыток цвета $E(B - V) = 0.04$ из [37] и гелиоцентрическое расстояние 4.45 ± 0.12 кпк из работы [38]. Для расчета полного поглощения в полосах F225W и F336W использовались формулы со страницы ввода параметров для запроса треков и изохрон PARSEC (полосы камеры WFC3 телескопа Хаббла):

$$A_{\lambda} = A_V \cdot C_{\lambda},$$

где индекс λ обозначает используемую фотометрическую полосу; $C_{\text{F225W}} = 2.62940$, $C_{\text{F336W}} = 1.67536$.

Далее абсолютные звездные величины белых карликов были использованы для расчета положения неразрешенных двойных систем на CMD типичного рассеянного скопления в ультрафиолетовом диапазоне. На рис. 5 открытыми кружками изображены избранные белые карлики, звездочками на изохроне — звезды главной последовательности. Квадратами обозначены все возможные комбинации избранных белых карликов и звезд главной последовательности. Следует отметить, что на диаграмме “звездная величина—показатель цвета” в ультрафиолетовых полосах неразрешенные двойные системы с БК расположены несколько дальше от главной последовательности, чем на диаграмме в полосах видимого диапазона. Это объясняется тем, что в ультрафиолетовом диапазоне белые карлики являются значительно более яркими, чем в видимом.

Население белых карликов может быть исследовано с помощью космической обсерватории Спектр-УФ¹ (краткий обзор проекта см. в [39]), чей запуск планируется в 2029 г. [40]. Телескоп Спектр-УФ планируется оснастить фильтрами F255W и F336W. Полосы F225W и F255W имеют ширину около 500 Å и сильно перекрываются, поэтому результаты

¹ <https://www.laspace.ru/ru/activities/projects/spectrum-uv/>

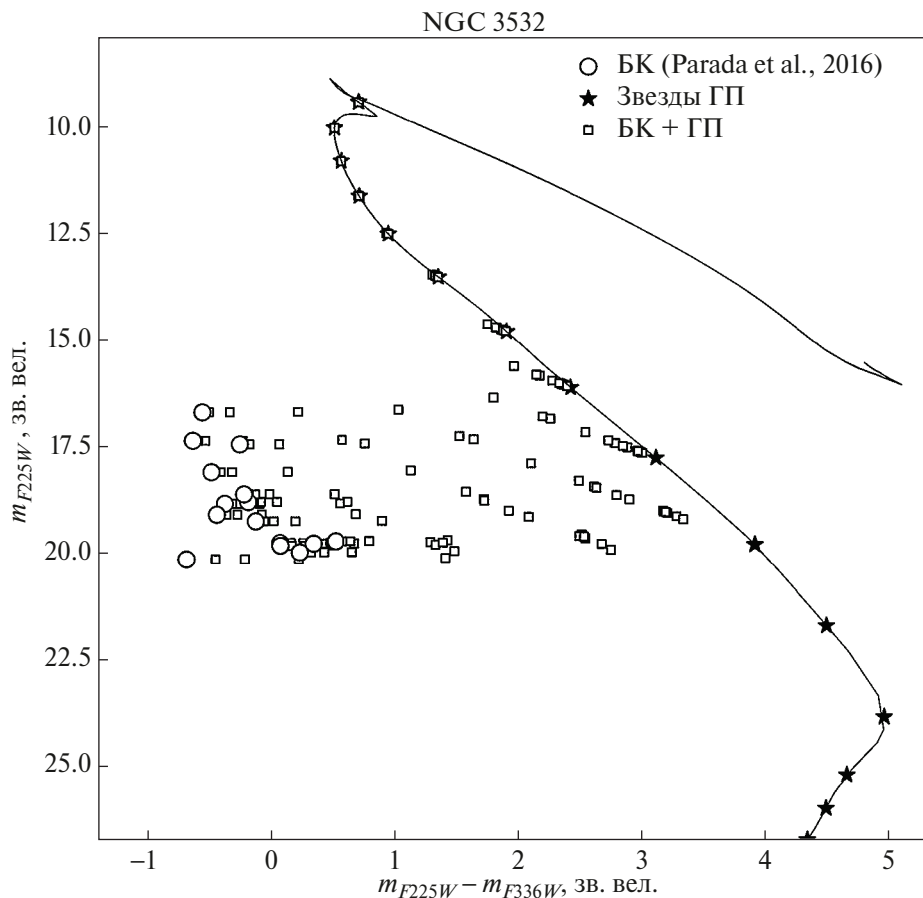


Рис. 5. CMD-скопления NGC 3532 в УФ-полосах фотометрической системы телескопа им. Хаббла. Сплошной черной линией проведена изохрона PARSEC. Черными звездочками обозначены избранные звезды ГП. Открытыми кружками указаны избранные БК из работы [35]. Квадратами указаны смоделированные неразрешенные двойные системы, состоящие из БК и звезды ГП.

наблюдения в полосе F255W не должны сильно отличаться от результатов телескопа Хаббла. Наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне также позволят обнаруживать неразрешенные двойные системы, в которых одним из компонентов является белый карлик, увереннее, чем при наблюдениях в видимом диапазоне.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было исследовано девять рассеянных звездных скоплений на возможное присутствие в них неразрешенных двойных систем, состоящих из звезды главной последовательности и белого карлика. Мы провели моделирование неразрешенных систем, включающих белые карлики, ассоциированные со скоплениями согласно [18], и избранные звезды главной последовательности. В результате мы показали, что такие системы располагаются ниже и левее главной последовательности на фотометрической диаграмме скопления в видимом диапазоне. В результате решения обратной задачи — моделирования компонентов-белых карликов — установлено,

что теоретически каждая звезда под ГП может представлять из себя неразрешенную БК + ГП систему.

Количественные оценки звезд, ожидаемо проэволюционировавших в белые карлики за время жизни скопления (опираясь на функцию масс Солпитера), в основном превышают количество кандидатов в неразрешенные двойные системы БК + ГП в скоплении. Это объясняется тем, что в выборки вероятных членов скопления, скорее всего, не попадают такие тусклые объекты. Звездные величины многих смоделированных белых карликов лежат на грани и за пределами возможностей обнаружения Gaia, на основе каталогов которой были построены выборки вероятных членов скоплений [32], а также списки ассоциированных со скоплениями белых карликов [18]. Однако в трех РЗС количество проэволюционировавших объектов меньше, чем количество кандидатов в неразрешенные БК + ГП системы. В подобных скоплениях не все источники под ГП на CMD можно объяснить таким образом. Альтернативным объяснением может быть изначально большее число массивных звезд в скоплении, чем

предсказывает функция масс Солпитера. Неразрешенные БК + ГП системы необходимо учитывать при получении оценок общего числа двойных звезд в скоплении [27, 28].

Рассмотрены возможности, которые открывают наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне для исследования населения белых карликов в рассеянных звездных скоплениях. Белые карлики в ультрафиолетовом диапазоне намного ярче, чем в видимом. Мы опирались на данные наблюдений телескопа им. Хаббла в полосах F225W и F336W и показали, что наблюдения в УФ позволяют обнаруживать БК и неразрешенные двойные системы БК + ГП увереннее, чем при наблюдениях в видимом диапазоне. Для этой задачи предлагается использовать готовящуюся к запуску в 2029 г. космическую обсерваторию Спектр-УФ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Limongi, L. Roberti, A. Chieffi, and K. Nomoto*, *Astrophys. J. Suppl.* **270**, 29 (2024).
2. *I. Iben and M. Livio*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **105**, 1373 (1993).
3. *K. A. Postnov and L. R. Yungelson*, *Liv. Rev. Relativity* **17**, 3 (2014).
4. *M. Livio and N. Soker*, *Astrophys. J.* **329**, 764 (1988).
5. *T. M. Tauris, D. Sanyal, S.-C. Yoon, and N. Langer*, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A39 (2013).
6. *F. K. Röpkke and O. de Marco*, *Liv. Rev. Computational Astrophys.* **9**(1), id. 2 (2023).
7. *J. D. Cummings, J. S. Kalirai, P.-E. Tremblay, E. Ramirez-Ruiz, and J. Choi*, *Astrophys. J.* **866**(1), id. 21 (2018).
8. *L. Ferrario, D. Wickramasinghe, J. Liebert, K. A. Williams*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **361**(4), 1131 (2005).
9. *V. V. Nikiforova, M. V. Kulesh, A. F. Seleznev, and G. Carraro*, *Astron. J.* **160**(3), id. 142 (2020).
10. *J. Liebert*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 363 (1980).
11. *D. Koester and G. Chanmugam*, *Reports Progress Phys.* **53**, 837 (1990).
12. *L. G. Althaus, A. H. Corsico, J. Isern, and E. Garcia-Berro*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **18**(4), 471 (2010).
13. *T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016).
14. *[R. Ahumada, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, et al.]*, *Astrophys. J. Suppl.* **249**(1), id. 3 (2020).
15. *N. P. Gentile Fusillo, P.-E. Tremblay, E. Cukanovaite, A. Vorontseva, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **508**(3), 3877 (2021).
16. *H. B. Richer, I. Caiazzo, H. Du, S. Grondin, et al.*, *Astrophys. J.* **912**(2), id. 165 (2021).
17. *M. Prišegen, M. Piecka, N. Faltová, N., M. Kajan, and E. Paunzen*, *Astron. and Astrophys.* **645**, id. A13 (2021).
18. *M. Prišegen and N. Faltová*, *Astron. and Astrophys.* **678**, id. A20 (2023).
19. *H. A. Flewelling, E. A. Magnier, K. C. Chambers, J. N. Heasley, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **251**(1), id. 7 (2020).
20. *L. Bianchi, B. Shiao, and D. Thilker*, *Astrophys. J. Suppl.* **230**(2), id. 24 (2017).
21. *G. Duchêne and A. Kraus*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **51**(1), 269 (2013).
22. *A. E. Piskunov and O. Yu. Malkov*, *Astron. and Astrophys.* **247**, 87 (1991).
23. *R. de Grijs, S. P. Goodwin, M. B. N. Kouwenhoven, and P. Kroupa*, *Astron. and Astrophys.* **492**(3), 685 (2008).
24. *P. Kroupa, C. A. Tout, and G. Gilmore*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **251**, 293 (1991).
25. *O. I. Borodina, A. F. Seleznev, G. Carraro, and V. M. Danilov*, *Astrophys. J.* **874**, id. 127 (2019).
26. *O. I. Borodina, G. Carraro, A. F. Seleznev, and V. M. Danilov*, *Astrophys. J.* **908**(1), id. 60 (2021).
27. *A. A. Malofeeva, A. F. Seleznev, and G. Carraro*, *Astron. J.* **163**(3), id. 113 (2022).
28. *A. A. Malofeeva, V. O. Mikhnevich, G. Carraro, G., and A. F. Seleznev*, *Astron. J.* **165**(2), id. 45 (2023).
29. *A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 127 (2012).
30. *T. Cantat-Gaudin, F. Anders, A. Castro-Ginard, C. Jordi, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **640**, id. A1 (2020).
31. *W. S. Dias, H. Monteiro, A. Moitinho, J. R. D. Lepine, G. Carraro, E. Paunzen, B. Alessi, and L. Villela*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**, 356 (2021).
32. *E. L. Hunt and S. Reffert*, *Astron. and Astrophys.* **673**, id. A114 (2023).
33. *P. Marigo, J. D. Cummings, J. L. Curtis, J. Kalirai, et al.*, *Nature Astron.* **4**, 1102 (2020).
34. *P. D. Dobbie, R. Napiwotzki, M. R. Burleigh, K. A. Williams, R. Sharp, M. A. Barstow, S. L. Casewell, and I. Hubeny*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **395**, 2248 (2009).
35. *J. Parada, H. Richer, J. Heyl, J. Kalirai, and R. Goldsbury*, *Astrophys. J.* **826**(1), id. 88 (2016).
36. *J. Parada, H. Richer, J. Heyl, J. Kalirai, and R. Goldsbury*, *Astrophys. J.* **830**(2), id. 139 (2016).
37. *P. A. Bergbusch and P. B. Stetson*, *Astron. J.* **138**, 1455 (2009).
38. *S. Chen, H. Richer, I. Caiazzo, and J. Heyl*, *Astrophys. J.* **867**(2), id. 132 (2018).
39. *Б. М. Шустов, М. Е. Сачков, А. А. Боярчук*, *Вестник ФГУП НПО им. С. А. Лавочкина* **5**, 4 (2014).
40. *А. Ф. Селезнев и В. О. Михневич*, *Научные труды Института астрономии РАН* **8**(5), 241 (2023).

UNRESOLVED BINARY SYSTEMS WITH WHITE DWARFS IN OPEN STAR CLUSTERS

V. O. Mikhnevich^a, A. F. Seleznev^a

^aUral Federal University, Ekaterinburg, Russia

We investigate unresolved binary systems with components of main sequence star (MS) and white dwarf (WD) in nine open clusters. These systems are located below and to the left of the main sequence at the colour-magnitude diagram. We compare the number of cluster stars, which have likely evolved into white dwarfs, with the number of candidates for unresolved binary systems with WD. The number of probable cluster members, lying below the main sequence, is generally less than the expected number of white dwarfs. The observations in the ultraviolet could detect WDs and unresolved binary WD+MS systems more confidently than the observations in the visible range.

Keywords: open star clusters, binary systems, white dwarfs

ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД В ЗАТМЕННОЙ СИСТЕМЕ V1059 SER

© 2024 г. В. С. Козырева¹, Ф. Б. Хамракулов^{2,3}, О. А. Бурхонов^{2,3,*},
А. И. Богомазов¹, Б. Л. Сатовский⁴

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

²Астрономический институт им. Улугбека, Академия наук Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

³Самаркандский государственный университет, Самарканд, Узбекистан

⁴Государственная корпорация “Роскосмос”, Москва, Россия

*E-mail: boa@astrin.uz

Поступила в редакцию 21.09.2023 г.

После доработки 16.12.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

Анализ трех кривых блеска затменной переменной звезды V1059 Ser, полученных в 2012, 2013 и 2021 гг., позволил найти быстрое движение линии апсид в этой системе со скоростью $d\omega/dt = 7.2^\circ/\text{год}$. Предполагая равенство наблюдаемой и теоретической скоростей вращения орбиты, на основании данных из литературы о температуре компонентов системы мы оценили их физические характеристики: это две очень похожие звезды спектрального класса B7 V–B7.5 V с массами $\approx (3.4 \pm 0.3)M_\odot$ и возрастом 180 ± 30 млн лет.

Ключевые слова: затменные двойные звезды, движение линии апсид

DOI: 10.31857/S0004629924020048 **EDN:** KTEYCK

1. ВВЕДЕНИЕ

Форма компонентов достаточно тесных двойных систем может значительно отличаться от сферической в силу действия приливных сил и возможного быстрого осевого вращения. Если орбита системы эллиптическая, то она вращается в направлении орбитального движения. Это так называемое классическое апсидальное движение орбиты, проявляющееся как смещение моментов вторичного минимума относительно моментов главного минимума кривой блеска (см., напр., [1, 2]).

Скорость движения линии апсид зависит от характеристик компонентов и орбиты. В частности, параметр k_2 [3] характеризует концентрацию вещества звезды к центру и является одним из таких параметров. В работе [4] были рассчитаны эволюционные треки звезд различной массы и химического состава. Параметр k_2 в этих треках значительно меняется на протяжении жизни звезды и существенно различается для звезд разной массы и разного спектрального класса.

Важными характеристиками звезды в зависимости от ее возраста являются светимость, температура, ускорение свободного падения и радиус. Для проверки теоретических оценок этих параметров в данной работе используется сравнение с наблю-

дательными данными. При этом мы предполагаем, что возраст звезд одинаков.

В дополнение к классическому движению линии апсид существует релятивистское. Его причиной является искажение пространства-времени массивными телами. Классическое и релятивистское апсидальное вращение имеют одинаковое направление. Для различных сочетаний характеристик звезд и их орбиты соотношение между классическим и релятивистским вкладом в скорость вращения орбиты различна. В большинстве случаев скорость движения линии апсид определяется в первую очередь классическим вкладом [5].

Периоды апсидального движения в двойных системах очень сильно зависят от орбитального периода и от радиусов звезд и могут составлять от нескольких десятков лет до нескольких сотен тысяч лет. Чем выше скорость движения линии апсид, тем точнее можно вычислить ее значение и величину коэффициента k_2 . Система V1059 Ser представляет собой очень интересный объект в связи с тем, что она в настоящее время наблюдается на отрезке своей эволюции, когда циркуляризация орбиты еще не произошла, есть небольшой эксцентриситет орбиты и быстрое движение линии апсид (с периодом около 50 лет). Это дает возможность за относительно небольшой промежуток времени с разницей

в несколько лет с большой точностью определить скорость вращения линии апсид, коэффициент k_2 , а также такие важные параметры, как возраст звезды, наблюдаемые радиусы звезд и ускорения свободного падения на их поверхностях.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Затменная переменная V1059 Сер с орбитальным периодом $P_{orb} = 2.5568906^d$ была открыта в октябре 2012 г. на телескопе системы Гамильтона (диаметр 40 см) Сибирского университета науки и технологии с ПЗС-камерой FLI ML9000 без фильтров [6], наблюдения объекта были продолжены при помощи этих же приборов в ноябре 2013 г.

В дальнейшем V1059 Сер изучалась в Майданакской астрономической обсерватории Астрономического института им. Улугбека Академии наук Узбекистана [7] в 2021 г. на 50 см автоматизированном телескопе с дистанционным управлением АМТ-1 (АстроТел-Майданак Телескоп-1) с использованием ПЗС матрицы Apogee Alta U16M (4K × 4K). Наблюдения проводились в течение 10 ночей с 15 (JD 245 9442) по 25 (JD 245 9453) августа 2021 г. Температура ПЗС камеры была установлена на отметке -15°C . Время экспозиции составляло 120 с в фильтре R_c (фотометрическая система Johnson-Cousins, фильтр производства фирмы Astrodon). Для считывания данных из ПЗС камеры была использована программа MaxIm DL 5. Телескоп АМТ-1 имеет экваториально вилочную монтировку Mathis Instruments MI-750¹ и оптическую трубу системы Ричи-Кретьена ASTROSIB RC500² с фокусным расстоянием 4000 мм. Физический размер пикселя ПЗС камеры Apogee Alta U16M составляет 9 мкм. Был использован биннинг 2×2 , что соответствует угловому размеру пикселя $0.907''$, поле зрения $30.9' \times 30.9'$.

Координаты и звездные величины изучаемого объекта, звезды сравнения, контрольной звезды и звезды-соседки (в связи с третьим светом, см. ниже) приведены в табл. 1.

За время наблюдений никаких заметных колебаний блеска, превышающих 0.01^m , у звезды сравнения замечено не было. Разность величин вне минимума между изучаемой звездой и звездой сравнения составляет $1.13^m \pm 0.01^m$. Кривая блеска V1059 Сер по наблюдениям 2021 г. приведена на рис. 1. Глубина главного (Min I, 0.385^m) и вторичного (Min II, 0.376^m) минимумов в фильтре R_c отличается всего на $\approx 0.01^m$.

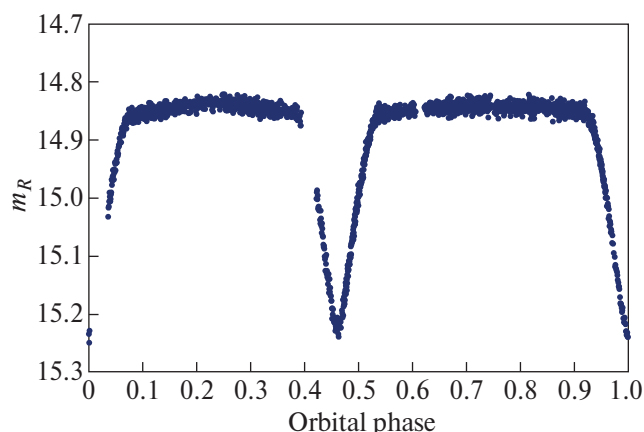


Рис. 1. Кривая блеска V1059 Сер по наблюдениям 2021 г. в фильтре R_c .

Так как при ПЗС фотометрии выбор радиуса апертуры зависит от качества конкретного изображения, в первую очередь оценивалось качество изображений в пикселях (FWHM) с опорой на звезду сравнения и контрольную звезду. Далее в качестве радиуса апертуры использовано двойное значение FWHM, при этом для конкретного изображения использовано одно значение радиуса апертуры ($2 \times \text{FWHM}$) для опорных звезд и исследуемого объекта. Радиус апертуры в данном случае составляет 4–5 пикселей, что дает значение $3.6''$ – $4.5''$.

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД И ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТЫ

Для поиска фотометрических параметров и элементов орбиты мы применяем метод, изложенный в работах [9, 10]. Он использует данные кривых блеска на фазах минимумов и основан на поиске минимума функционала суммы квадратов отклонений.

В вычислениях теоретической кривой блеска звезды считаются сферическими с линейным потемнением к краю. На рис. 2 показаны кривые блеска на фазах минимумов и соответствующие невязки ($o - c$) между теоретической кривой блеска и наблюдениями. Отсутствие систематических отклонений ($o - c$) в зависимости от фазы, в особенности на отрезках входа и выхода из затмения, позволяет считать используемую модель сферических звезд в данном случае вполне приемлемой. Такие двойные относятся к разряду разделенных систем.

В результате минимизации вычисляются следующие параметры:

- r_1, r_2 — радиусы главного (1) и вторичного (2) компонентов в единицах большой полуоси орбиты;
- u_1, u_2 — коэффициенты потемнения звезд к краю;

¹ Астрономические инструменты, http://www.astrosib.ru/rc_500_rus.html

² Mathis Instruments, <https://www.mathis-instruments.com/Products/Forks.html>

Таблица 1. Координаты и звездные величины V1059 Сер, звезды сравнения, контрольной звезды, звезды-соседки. Прямое восхождение α и склонение δ приведены для эпохи J2000. Показаны звездные величины m_{B2} , m_{R2} в фильтрах B и R из каталога USNO-B1.0 [8]

Звезда	Обозначение	α_{J2000}	δ_{J2000}	m_{B2}	m_{R2}
Изучаемый объект	USNO B1.0 1490–0330549	21 ^h 52 ^m 08.7 ^s	+59°04′35.8″	15.89	14.44
Звезда сравнения	USNO B1.0 1490–0330180	21 51 44.9	+59 05 48.2	15.36	13.80
Контрольная звезда	USNO B1.0 1491–0330401	21 51 52.3	+59 06 13.1	15.38	14.05
Звезда-соседка	USNO B1.0 1490–0330538	21 52 08.3	+59 04 37.4	18.07	16.86

Примечание. Символ “2” в индексе звездной величины означает звездную величину во втором наблюдении, внесенном в каталог.

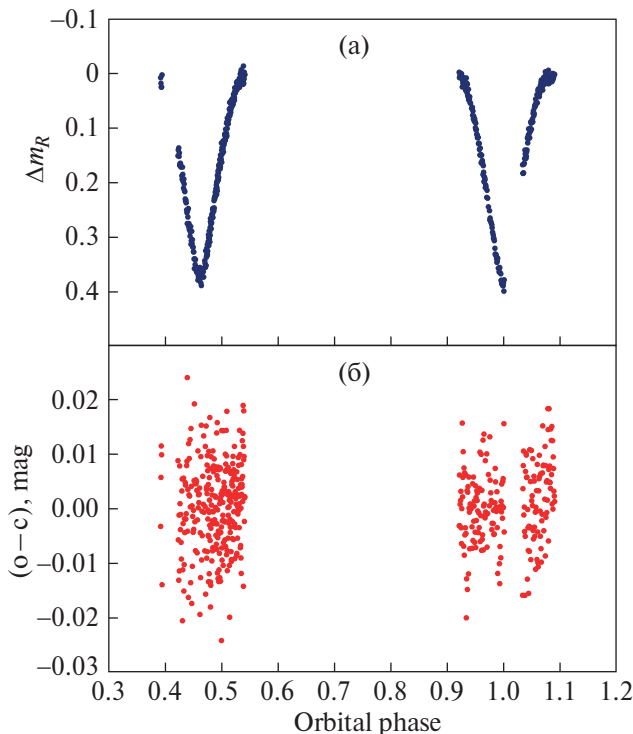


Рис. 2. Дифференциальная кривая блеска на фазах минимумов (а) и невязка (б) между теоретической и наблюдаемой кривыми блеска ($o-c$), наблюдения 2021 г. в фильтре R_c , набор параметров системы “b” из табл. 2.

- L_1, L_2, L_3 — относительная светимость компонентов системы и третий свет в единицах полной светимости системы ($L_1 + L_2 + L_3 = 1$);
- i — наклонение плоскости орбиты к картинной плоскости;
- e — эксцентриситет орбиты;
- ω — долгота периастра орбиты главного компонента;
- E_0 — момент главного минимума, соответствующий эпохе анализируемых наблюдений;
- $d\omega/dt$ — скорость вращения линии апсид.

Для поиска скорости вращения линии апсид $d\omega/dt$ в качестве независимого параметра алгоритм

вычислений предполагает работу одновременно со всем массивом высокоточных кривых блеска, полученных на одинаковом оборудовании со значительной разницей между эпохами наблюдений. Для V1059 Сер массив наблюдений совершенно неоднородный, поэтому вычисления проводятся по отдельным кривым блеска, $d\omega/dt$ в качестве параметра в программе не варьируется. Влияние коэффициентов потемнения к краю u_1, u_2 проявляется в основном на участках кривой блеска, непосредственно прилегающих к точкам касания дисков звезд. Многочисленный опыт вычислений при помощи программы из работ [9, 10] показал, что они могут быть достоверно определены только из наблюдений, обладающих полнотой на всех участках кривой блеска, причем точность наблюдений должна быть не хуже, чем 0.005^m [11]. Как правило, наземные наблюдения такой точностью не обладают, в частности, кривые блеска V1059 Сер этим требованиям не удовлетворяют, поэтому мы воспользовались теоретическими коэффициентами потемнения к краю.

Система V1059 Сер пока очень мало изучена фотометрически и, тем более, спектрально. Оценки эффективной температуры звезды приведены в каталогах [12, 13]. Зависимость массы и спектрального класса взята из работ [14, 15]. Если считать, что температура звезды находится в диапазоне указанных в каталогах [12, 13] величин (11 100–12 700 K), то такую температуру имеют звезды спектрального класса от B9 V до B6.5 V с массой от $2.5M_\odot$ до $4M_\odot$.

Величины коэффициентов потемнения к краю были взяты из теоретических вычислений [16] согласно температуре звезд и полосе наблюдений R_c кривых блеска. В результате вычислений высокоточный надежный результат получается для суммы относительных радиусов звезд. Вычисление для кривой блеска, полученной в 2021 г., показало, что эта величина равна $r_1 + r_2 = 0.480 \pm 0.001$. Для получения индивидуальных радиусов звезд была сделана серия вычислений с различными величинами радиусов при сохранении постоянной величины суммы

Таблица 2. Параметры системы V1059 Сер с различными значениями r_1 и r_2 при фиксированной сумме радиусов $r_1 + r_2 = 0.48$

Параметр		“а”		“б”	
r_1	0.246	0.240	0.266	0.226	0.216
r_2	0.234	0.240	0.214	0.254	0.264
$i, ^\circ$	86.33	86.28	86.33	86.85	87.18
e	0.0615	0.0613	0.615	0.0605	0.0604
$\omega, ^\circ$	193.9	192.2	193.9	187.56	183.82
L_1	0.371	0.354	0.444	0.313	0.295
L_2	0.328	0.346	0.284	0.382	0.414
L_3	0.301	0.300	0.272	0.305	0.301
σ	0.0080	0.0076	0.0088	0.0076	0.0080

Примечание. Здесь r_1, r_2 — радиусы главного (1) и вторичного (2) компонентов в единицах большой полуоси орбиты; u_1, u_2 — коэффициенты потемнения звезд к краю, для всех вариантов зафиксированы на значениях 0.30; L_1, L_2, L_3 — относительные светимости компонентов системы и третий свет в единицах полной светимости системы ($L_1 + L_2 + L_3 = 1$); i — наклонение плоскости орбиты к лучу зрения; e — эксцентриситет орбиты; ω — долгота периастра орбиты главного компонента; σ — стандартное отклонение.

радиусов (табл. 2). Все остальные параметры были найдены в свободном поиске (кроме радиусов, коэффициентов потемнения к краю и скорости вращения линии апсид по описанным выше причинам). Продолжительность наблюдений в 2021 г. составила всего 10 дней. Поэтому можно пренебречь изменением кривой блеска, которая была бы вызвана изменением долготы периастра за время наблюдения. Изменение долготы периастра можно принять равным нулю, так как его вариации не влияют на остальные параметры с точностью до 0.1%. В табл. 2 приведены несколько вычислений программы с фиксированным значением суммы радиусов.

Минимальному среднеквадратическому отклонению между теоретической и наблюдаемой кривой блеска ($\sigma = 0.0076$) удовлетворяют два набора параметров: вариант “а” и вариант “б”. В варианте “а” радиусы звезд равны между собой, в варианте “б” радиус главной звезды получился на 15% меньше, чем радиус вторичной. В силу равенства среднеквадратических отклонений σ вариантов “а” и “б” оценка скорости вращения линии апсид проведена для обоих этих вариантов.

Как видно на рис. 1, на кривой блеска наблюдается небольшое плавное изменение блеска между минимумами. Это, скорее всего, вызвано небольшой эллипсоидальностью формы, которая может в том числе иметь место и у компонентов разделенных

систем. Для подобных двойных звезд была предложена процедура ректификации кривой блеска (см. [17, с. 162]). Вычисление новых элементов по ректифицированной кривой блеска 2021 г. показало, что значения радиусов звезд, эксцентриситета, долготы периастра и светимости компонентов находятся между значениями в вариантах “а” и “б” (табл. 2). Оба варианта являются равноправными, так как имеют минимальное (и одинаковое) среднеквадратическое отклонение между наблюдаемой и теоретической кривыми блеска. Все дальнейшие вычисления и выводы в статье были сделаны с учетом всего диапазона величин, найденных в обоих вариантах решений.

На рис. 2 приведены кривые блеска, полученные в 2021 г. на фазах минимумов, по которым проводились вычисления, и приведены значения невязки ($o - c$) для варианта “б”. Невязка распределена случайно и не зависит от фазы кривой блеска. То же самое получается и для варианта “а”. Для вычисления скорости вращения линии апсид необходимо иметь кривые блеска, полученные в разные эпохи. Для V1059 Сер кроме наблюдений 2021 г. имеются наблюдения, полученные в 2012 и 2013 гг. [6]. К сожалению, в этих кривых блеска есть существенные пробелы на фазах минимумов и наблюдения имеют довольно большую среднеквадратическую ошибку ($\sigma \approx 0.03$) по сравнению с наблюдениями 2021 г. Эти недостатки не позволяют использовать их для независимого определения параметров звезд и элементов орбиты. Но можно получить изменение долготы периастра за промежуток времени между двумя эпохами наблюдений (2012–2013 гг. и 2021 г.), так как при одинаковом значении эксцентриситета долгота периастра орбиты напрямую связана с фазой вторичного минимума, а эта величина определяется хорошо. В предположении, что эксцентриситет и радиусы звезд в системе не изменились между 2012 и 2021 годами и их можно не варьировать, мы вычислили все остальные параметры для кривой блеска 2012–2013 гг. Наблюдения кривой блеска были получены в течение года, поэтому кривая была скорректирована согласно предполагаемой апсидальной скорости в системе. Ряд вычислений был сделан с фиксированными значениями $d\omega/dt$ в диапазоне от 0 до 15°/год. Дальнейшие вычисления по двум кривым блеска 2012–2013 и 2021 гг. показали, что учет изменения кривой блеска 2012–2013 гг., согласно всему диапазону предполагаемых значений $d\omega/dt$, не сказался на средней величине скорости, но уменьшил ошибку определения скорости движения линии апсид.

Таблица 3. Параметры звезд и элементы орбиты V1059 Сер, полученные по кривым блеска разных лет

Параметр	“a”	“b”	“c”	“d”
r_1	0.240 ± 0.003	0.226 ± 0.003	0.222 ± 0.005	0.252 ± 0.005
r_2	0.240 ± 0.003	0.254 ± 0.003	0.263 ± 0.005	0.233 ± 0.005
$i, ^\circ$	86.3 ± 0.4	86.9 ± 0.3	85.7 ± 0.6	84.9 ± 0.6
e	0.0613 ± 0.0003	0.0605 ± 0.0002	0.613 ± 0.0004	0.0595 ± 0.0004
$\omega, ^\circ$	192.2 ± 0.5	187.6 ± 0.5	188.9 ± 0.8	196.6 ± 0.8
L_1	0.354 ± 0.005	0.313 ± 0.005	0.359 ± 0.007	0.464 ± 0.007
L_2	0.346 ± 0.005	0.382 ± 0.005	0.487 ± 0.007	0.386 ± 0.007
L_3	0.300 ± 0.010	0.305 ± 0.010	0.154 ± 0.010	0.150 ± 0.010
J_1/J_2	1.02 ± 0.02	1.03 ± 0.02	1.03 ± 0.02	1.03 ± 0.02
σ	0.0076	0.0076	0.0138	0.0137

Примечание. u_1, u_2 — коэффициенты потемнения звезд к краю, для всех вариантов зафиксированы на значении 0.30. Варианты “a” и “b” соответствуют кривым блеска 2021 г., наблюдения сделаны в Майданакской обсерватории; варианты “c” и “d” — для кривых блеска 2018–2019 гг., наблюдения сделаны обзором ZTF. J_1/J_2 — отношение поверхностной яркости главного (J_1) и вторичного компонентов (J_2).

4. СКОРОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ЛИНИИ АПСИД

Кроме наблюдений 2012–2013 и 2021 гг., доступны данные обзора ZTF³. Наблюдение V1059 Сер проводились ZTF в 2018–2023 гг. в полосе⁴ R [18]. За 5 лет было сделано 365 оценок блеска этой звезды, но они расположены очень редко, за одну ночь не более одного измерения звезды (кроме наблюдений восходящей ветви главного минимума в 2019 г.). В целях компактности расположения кривой блеска мы ограничились наблюдениями, полученными в 2018–2019 гг. и содержащими 70% всех данных. Решение этой кривой блеска для свободного поиска всех параметров, кроме коэффициентов потемнения к краю, приведено в табл. 3. Минимальное значение σ получилось для двух решений (варианты “c” и “d” в табл. 3). Для сравнения приведены также оба решения “a” и “b”, полученные с использованием кривой блеска 2021 г. Как видно из таблицы, значение эксцентриситета всех 4 наборов независимых решений близки между собой, совпадает также и сумма относительных радиусов звезд.

Среднеквадратическое отклонение σ кривой блеска 2021 г. в два раза меньше, чем кривой блеска, полученной ZTF, поэтому дальнейший анализ проводился согласно вариантам “a” и “b”. Значение

Таблица 4. Параметры звезд и элементы орбиты, полученные для кривых блеска 2021, 2012–2013 и 2018–2019 гг. в варианте “a”

Параметр	Кривая блеска		
	2021	2012–2013	2018–2019
r_1	0.240 ± 0.005	—	—
r_2	0.240 ± 0.005	—	—
$i, ^\circ$	86.3 ± 0.2	86.7 ± 0.5	87.0 ± 0.8
e	0.0613 ± 0.0005	0.0613	0.0613
$\omega, ^\circ$	192.2 ± 0.2	133.7 ± 1.2	170.3 ± 3.0
L_1	0.354 ± 0.005	0.301 ± 0.010	0.393 ± 0.007
L_2	0.346 ± 0.005	0.337 ± 0.010	0.480 ± 0.007
L_3	0.300 ± 0.010	0.362 ± 0.010	0.127 ± 0.010
u_1	0.3	—	—
u_2	0.3	—	—
E_0 , HJD	2459445.4943	2 456 528.064	2458803.7153
Φ_{II}	0.4618 ± 0.0001	0.4730 ± 0.0007	0.4615 ± 0.0005
σ	0.0076	0.0370	0.0140

Примечание. Ряд элементов не варьировались, их значение соответствует решению, полученному в варианте “a”. E_0 — начальная эпоха периастра, Φ_{II} — фаза периастра.

радиусов звезд, эксцентриситета и коэффициентов потемнения к краю не варьировалось. Результаты вычислений для всех трех кривых блеска показаны в табл. 4 и 5.

Орбита в системе вращается довольно быстро, что видно в обоих вариантах “a” и “b” (табл. 4 и 5). Величина скорости вращения орбиты, полученная попарно для всех трех кривых блеска V1059 Сер, приведена в табл. 6. Строки “1”, “2” и “3” соответствуют величине скорости, которая получается

³ Данные можно получить на сайте <https://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-scan?mission=irsa&submit=Select&projshort=ZTF>

⁴ Фильтр R в проекте ZTF узкий и отличается от кривой пропускания стандартных R Козинса и Бесселя. При этом эффективная длина волны близка к λ_{eff} этих фильтров. Так как мы не приводим величин звезды в стандартной системе, а используем только относительные величины, то для вычисления параметров звезд важен лишь коэффициент покраснения к краю. Поскольку эффективные длины волн практически одинаковы, то и коэффициенты потемнения будут близкими к значениям для других фильтров R .

Таблица 5. Параметры звезд и элементы орбиты, полученные для кривых блеска 2021, 2012–2013 и 2018–2019 гг. в варианте “b”

Параметр	Кривая блеска		
	2021	2012–2013	2018–2019
r_1	0.226	—	—
r_2	0.254	—	—
$i, ^\circ$	86.9 ± 0.3	87.0 ± 0.5	84.6 ± 1.5
e	0.0605	—	—
$\omega, ^\circ$	187.5 ± 0.5	131.4 ± 1.5	176.5 ± 4.0
L_1	0.313 ± 0.005	0.296 ± 0.010	0.393 ± 0.007
L_2	0.382 ± 0.005	0.382 ± 0.010	0.480 ± 0.007
L_3	0.305 ± 0.010	0.322 ± 0.010	0.127 ± 0.010
u_1	0.3	—	—
u_2	0.3	—	—
E_0 , HJD	2459445.4943(10)	2456528.064(1)	2458803.7153(5)
Φ_{II}	0.4618 ± 0.0001	0.4745 ± 0.0010	0.4616 ± 0.0005
σ	0.0076	0.0320	0.0160

Примечание. Ряд элементов не варьировались, их значение соответствует решению, полученному в варианте “b”. Обозначения те же, что в табл. 4. Пояснения см. в тексте. Цифры в скобках для параметра E_0 соответствуют погрешности последних знаков.

в результате сравнения попарно решений, найденных с использованием кривых блеска 2021 г. и 2012–2013 гг., кривых блеска 2018–2019 гг. и 2012–2013 гг., и кривых блеска 2021 г. и 2018–2019 гг. Величины долготы периастра соответствуют решениям варианта “a” (табл. 4). Строки “4”, “5” и “6” соответствуют решению, которое получено так же, но для варианта “b” (табл. 5).

Средневзвешенная величина скорости вращения линии апсид по всем полученным значениям:

$$\frac{d\omega}{dt} = 7.1^\circ \pm 0.4^\circ/\text{год}, \quad (1)$$

что дает апсидальный период $U = 50.7 \pm 2.8$ лет.

5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ КОМПОНЕНТОВ СИСТЕМЫ

В диапазоне указанных в каталогах [12, 13] величин температуры находятся звезды спектрального класса от B9 V до B6.5 V с массой от $2.5M_\odot$ до $4M_\odot$ [15]. Оценить разницу в температуре главного и вторичного компонентов можно, используя отношение их поверхностных яркостей: $J_1/J_2 = (L_1 r_2^2)/(L_2 r_1^2)$. Решения кривых блеска 2018–2019 и 2021 гг. (табл. 2) показало, что отношение J_1/J_2 отличается от решения “1” не более, чем на 3%. Компоненты изучаемой двойной системы — это звезды с близкими физическими характеристиками.

Согласно формуле Планка,

$$\frac{J_1}{J_2} = \exp\left(\frac{c}{\lambda(1/T_{2\text{eff}} - 1/T_{1\text{eff}})}\right), \quad (2)$$

разница температуры между звездами-компонентами получается не более 200 К. Учитывая температурный интервал и разницу температуры между компонентами, их массы не должны отличаться более, чем на 5%.

6. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ЛИНИИ АПСИД И ЗНАЧЕНИЕ ПАРАМЕТРА ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ЗВЕЗД k_2

Отношение орбитального периода к апсидальному периоду можно представить в виде суммы:

$$\frac{P_{\text{orb}}}{U} = \frac{P_{\text{orb}}}{U_{\text{cl}}} + \frac{P_{\text{orb}}}{U_{\text{rel}}}, \quad (3)$$

релятивистская часть этого уравнения вычисляется по формуле [19]:

$$\frac{P_{\text{orb}}}{U_{\text{rel}}} = \frac{3G(M_1 + M_2)}{c^2 a(1 - e^2)} \text{ рад/год}, \quad (4)$$

следовательно, релятивистский компонент скорости вращения равен:

$$\frac{d\omega_{\text{rel}}}{dt} = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} \frac{3G(M_1 + M_2)}{c^2 a(1 - e^2)} \text{ рад/год}. \quad (5)$$

Вычисление полуоси орбиты в границах предполагаемых масс звезд (см. выше) проведено с исполь-

зованием третьего закона Кеплера. Величина релятивистского компонента скорости получилась в 50 раз меньше, чем наблюдаемое значение скорости:

$$\frac{d\omega_{\text{rel}}}{dt} = 0.13^\circ \pm 0.03^\circ/\text{год}. \quad (6)$$

Классический компонент $P_{\text{orb}}/U_{\text{cl}}$ [20, 3, 21, 17, 22, 1, 2], вызванный искажением формы компонентов, вычисляется по формулам, в которые входят параметры внутренней структуры k_2^i :

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{orb}}}{U_{\text{cl}}} &= \sum_i C_i k_2^i, \\ \frac{d\omega_{\text{cl}}}{dt} &= \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} \sum_i C_i k_2^i. \end{aligned} \quad (7)$$

В этих формулах параметры C_i определяются геометрическими и физическими характеристиками двойной системы:

$$C_i = r_i^5 \left[\frac{15f(e) \frac{M_{3-i}}{M_i} + \frac{\omega_{a,i}}{\omega_{\text{orb}}} \left(1 + \frac{M_{3-i}}{M_i} \right) g(e)}{\omega_{\text{orb}}} \right]. \quad (8)$$

Функции $f(e)$ и $g(e)$ в уравнении (8) следующие:

$$\begin{aligned} f(e) &= \frac{1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4}{(1 - e^2)^5}, \\ g(e) &= \frac{1}{(1 - e^2)^2}, \end{aligned}$$

где $\omega_{a,i}$ — угловая скорость осевого вращения компонента i , ω_{orb} — угловая скорость орбитального вращения. Если имеет место синхронизация осевого вращения и обращения по орбите, то мы считаем, что равны скорости осевого вращения звезды и ее орбитального движения в периастре [23]:

$$\frac{\omega_{a,i}}{\omega_{\text{orb}}} = \frac{1 + e}{(1 - e)^3}. \quad (9)$$

Сделаем предположение, что синхронизация скоростей звезд в системе уже наступила, и вычислим значения C_i . Это предположение мы проверим далее, сравнивая вычисленное время жизни системы со временем, необходимым для синхронизации скоростей [24, 25].

Предположим, что наблюдаемое значение скорости движения линии апсид полностью совпадает с теоретическим. После вычитания релятивистского компонента в уравнении (5) из наблюдаемой величины скорости в уравнении (1) остаток величины — это классический компонент скорости вращения орбиты в уравнении (7). Из уравнения (5) можно

вычислить среднее значение параметров внутренней структуры звезд, k_2^1 и k_2^2 . Отличие этих значений между собой несущественно в рамках достижимой точности наших измерений, так как звезды очень близки по своим параметрам. Поэтому будем считать, что $k_2^1 = k_2^2$. После всех необходимых вычислений, используя параметры звезд для вариантов “а” и “б” (табл. 2), среднее значение k_2 получилось равным:

$$k_2 = 0.0047 \pm 0.0008, \quad (10)$$

ошибка величины k_2 вычислена с учетом ошибок всех параметров, которые использованы при вычислении.

7. БОЛЬШАЯ ПОЛУОСЬ ОРБИТЫ, РАДИУСЫ ЗВЕЗД, ВРЕМЯ ЖИЗНИ СИСТЕМЫ

Эволюционные треки звезд с солнечным химическим составом ($X = 0.7$, $Z = 0.02$ [4]) представлены на рис. 3, где показана зависимость $k_2(T_{\text{eff}})$. Как видно из рисунка, значениям k_2 и интервалу предполагаемой эффективной температуры $T_{\text{eff}} = 11\,100$ – $12\,680$ К удовлетворяют звезды спектрального класса В8 V–В7 V с массами в диапазоне от $3M_\odot$ до $3.7M_\odot$. Большая полуось орбиты системы $a = (14.8 \pm 0.5)R_\odot$ (из третьего закона Кеплера), абсолютные радиусы составляют $R_1^{\text{obs}} = (3.4 \pm 0.2)R_\odot$ и $R_2^{\text{obs}} = (3.6 \pm 0.2)R_\odot$, для их вычисления использованы значения относительных радиусов звезд из табл. 2 (“а” и “б”). Сравним полученные значения радиусов с их теоретическими величинами на разных стадиях жизни звезд. Таблицы в работе [4] не содержат радиуса звезды, поэтому мы его вычислим с использованием фор-

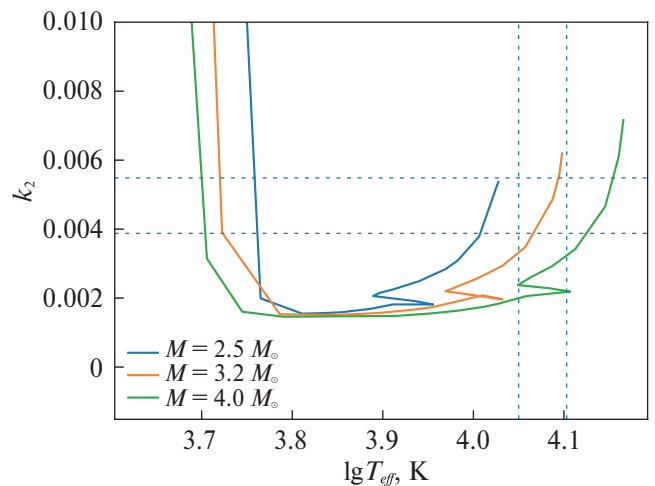


Рис. 3. Зависимость коэффициента k_2 от температуры звезды. Показаны теоретические эволюционные треки для звезд с массами $2.5M_\odot$, $3.2M_\odot$, $4.0M_\odot$ [26]. Пунктирными линиями показаны границы параметра k_2 , найденные из наших наблюдений, а также эффективные температуры звезд T_{eff} из каталогов [12, 18].

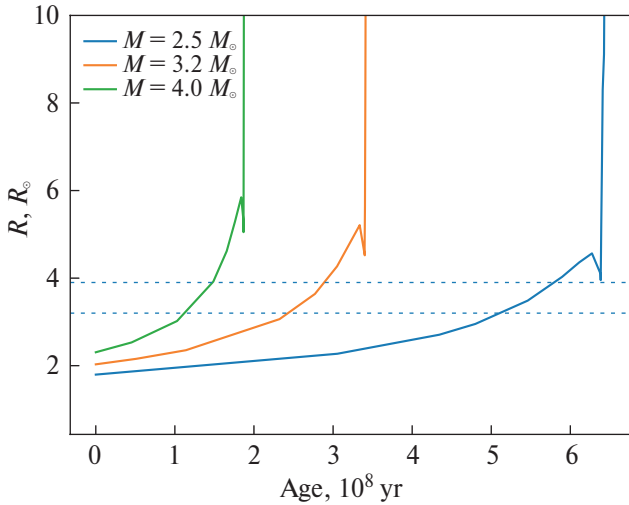


Рис. 4. Зависимость радиуса звезды от ее возраста. Теоретические эволюционные треки для звезд с массами $2.5M_{\odot}$, $3.2M_{\odot}$, $4.0M_{\odot}$ вычислены с использованием формулы (11). Параметры для вычисления радиусов взяты из работы [26]. Пунктирными линиями показаны границы радиуса, соответствующие относительным радиусам звезд из табл. 5 и большой полюсы, вычисленной по третьему закону Кеплера.

Таблица 6. Скорость вращения орбиты V1059 Сер

Вариант “a”		Вариант “b”	
№	$d\omega/dt$, °/год	№	$d\omega/dt$, °/год
1	7.2 ± 0.8	4	6.9 ± 0.6
2	5.4 ± 0.8	5	6.6 ± 0.6
3	15.6 ± 2.0	6	7.9 ± 1.5

Примечание. Строки “1”, “2” и “3” соответствуют величине скорости, которая получается в результате сравнения попарно решений, найденных с использованием кривых блеска 2021 г. и 2012–2013 гг., кривых блеска 2018–2019 гг. и 2012–2013 гг., кривых блеска 2021 г. и 2018–2019 гг.; Строки “4”, “5”, “6” — то же самое для варианта “b” (см. табл. 5).

мулы Стефана–Больцмана, которая позволяет связать светимость, радиус и температуру звезды:

$$\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) = \frac{1}{2} \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) - 2 \log\left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}}\right), \quad (11)$$

где для вычисления теоретических радиусов $\log(R/R_{\odot})$ для рис. 4 величины светимостей $\log(L/L_{\odot})$ и температур $\log(T_{\text{eff}}/T_{\odot})$ взяты из работы [26]. Изменение радиуса в зависимости от возраста звезды представлено на рис. 4. На рис. 5 приведены зависимости параметра k_2 от возраста. Только звезды с массой $M = (3.4 \pm 0.3)M_{\odot}$ спектрального класса B7 V–B7.5 V, время жизни которых составляет $t = (1.8 \pm 0.3) \times 10^8$ лет (табл. 7), имеют параметры, которые согласуются со всеми перечисленными графиками.

Таблица 7. Физические характеристики звезд в системе, вычисленные в предположении равенства теоретической и наблюдаемой скоростей вращения линии апсид

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент
Спектр	B6.5V–B7V	B6.5V–B7V
T_{eff} , К	11 900–12 600	11 900–12 600
M , $M_{\odot}$	3.3 ± 0.2	3.3 ± 0.2
R , $R_{\odot}$	3.4 ± 0.2	3.6 ± 0.2
k_2	0.0047 ± 0.0008	0.0047 ± 0.0008
Возраст, 10^8 лет	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3
$\log g$, cm/c^2	3.75 ± 0.25	3.75 ± 0.25

Примечание. T_{eff} — эффективная температура, M — масса, R — радиус, k_2 — параметр, характеризующий концентрацию вещества звезды к центру, g — ускорение свободного падения на поверхности звезды.

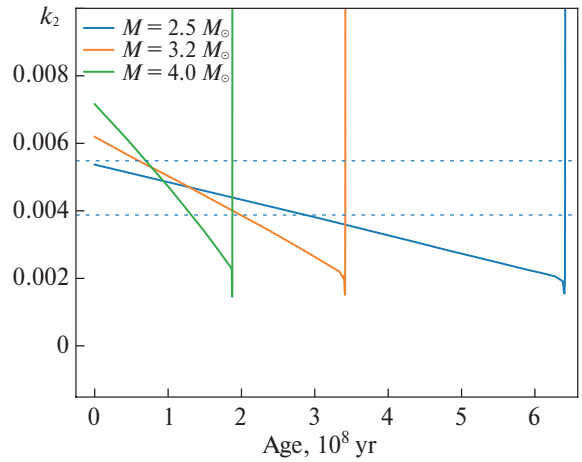


Рис. 5. Зависимость коэффициента k_2 от возраста звезды. Показаны теоретические эволюционные треки для звезд с массами $2.5M_{\odot}$, $3.2M_{\odot}$, $4.0M_{\odot}$ [26]. Пунктирными линиями показаны границы параметра k_2 , найденные из наших наблюдений.

8. ВРЕМЯ СИНХРОНИЗАЦИИ МЕЖДУ ОСЕВЫМ И ОРБИТАЛЬНЫМ ВРАЩЕНИЕМ В СИСТЕМЕ

Вычисление параметра внутренней структуры ($k_2 = 0.0047 \pm 0.0008$) было сделано в предположении синхронизации осевого и орбитального вращения звезд. Время синхронизации скоростей каждого из компонентов можно вычислить по формуле [25]:

$$t_{\text{sync}} = \frac{1}{52^{5/3}} \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} \times \left(\frac{I}{MR^2} \right) \frac{1}{q^2} \frac{1}{(1+q)^{5/6}} \frac{1}{E_2} \left(\frac{a}{R} \right)^{17/2}, \quad (12)$$

где R и M — радиус и масса звезды в абсолютных величинах, $q = M_{\text{another}}/M$, M_{another} — масса другой

Таблица 8. Моменты минимумов кривых блеска V1059 Сер, полученные в данной работе

Моменты минимумов, HJD2400000+	$(O - C)_{\text{lin}}$, сут	$(O - C)_{\text{nl}}$, сут	Тип минимума
6528.064	0.000	-0.0014	I
56 529.2826	0.000	0.0040	II
59 445.4943	0.000	0.0000	I
59 449.2310	0.000	0.000	II
58 803.7153	0.0045	0.0003	I

Примечание. Обозначено: I — главные, II — вторичные минимумы. $(O - C)_{\text{lin}}$ — разность между наблюдаемыми O моментами минимумов и линейными эфемеридами C по формулам (13) и (14), $(O - C)_{\text{nl}}$ — то же самое для нелинейных эфемерид согласно (15) и (16).

звезды в двойной системе, G — гравитационная постоянная, I — момент инерции звезды [26], E_2 — коэффициент приливного механизма в звезде, приводящий к синхронизации вращения (он равен $(R_{\text{core}}/R)^8$, R_{core} — радиус конвективного ядра звезды, соответствующий нулевому возрасту; коэффициенты E_2 вычислены для различных масс звезд в работе $E_2 = 4.72 \times 10^{-8}$ [24], в вычислениях используется величина для звезды с массой $3M_{\odot}$).

Вычисления по формуле (12) дали оценку времени синхронизации скоростей звезд в системе $\lesssim 10^6$ лет, что на два порядка меньше, чем оценка времени жизни системы (табл. 7).

9. МОМЕНТЫ МИНИМУМОВ И ЭФЕМЕРИДЫ ЗВЕЗДЫ

Наряду с параметрами звезд и элементами орбиты в используемой нами программе минимизации вычисляется момент главного минимума, а также предусмотрен алгоритм получения момента вторичного минимума [9, 10]. В табл. 8 приведены рассчитанные нами моменты минимумов V1059 Сер в 2013, 2019 и 2021 гг.

Если представить эфемериды как линейную функцию времени, то формулы вычисления моментов минимумов (E — количество орбитальных циклов от начальной эпохи) будут такими:

$$\text{Min I} = \text{HJD } 2459445.4943 + 2.5569065E, \quad (13)$$

$$\text{Min II} = \text{HJD } 2459449.2310 + 2.5568725E. \quad (14)$$

Движение линии апсид звезды быстрое, поэтому вычисленный таким образом момент минимума может на несколько десятков минут отличаться от истинного. Гораздо точнее можно вычислить моменты минимумом по формулам:

$$\begin{aligned} \text{Min I} = & \text{HJD } 2459445.4457 + 2.5568906E - \\ & - 0.049 \cos(187.6^\circ + 0.050E), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \text{Min II} = & \text{HJD } 2459444.1658 + 2.5568906E + \\ & + 0.049 \cos(187.6^\circ + 0.050E). \end{aligned} \quad (16)$$

В табл. 8 приведены моменты минимумов изучаемых в работе кривых блеска V1059 Сер и разности между наблюдаемыми моментами и моментами, вычисленными при помощи эфемерид (13) и (14), (15) и (16).

10. ТРЕТИЙ СВЕТ В СИСТЕМЕ

Элементы, полученные из анализа кривых блеска (табл. 2), содержат третий свет L_3 ($L_1 + L_2 + L_3 = 1$), величина которого составляет ≈ 0.3 от полной светимости системы. Решение для ректифицированной кривой (процедура ректификации описана в работе [17]) для всех элементов, включая третий свет, не вышло за границы значений, определяемых диапазоном найденных величин в вариантах “a” и “b” табл. 2. После процедуры ректификации кривой блеска величина третьего света не изменилась и осталась очень большой (около 0.3 от общей светимости объекта). Присутствием в кадре близко расположенной звезды-соседки потенциально можно было бы объяснить только половину третьего света, найденного из анализа кривых блеска 2021 г. (оценка основана на блеске этой звезды в каталоге USNO B1.0, см. табл. 1).

Звезда-соседка (табл. 1) находится в 6" от изучаемого объекта. Радиус апертуры составляет 4–5 пикселей (размер пикселя $\approx 9''$), поэтому свет звезды-соседки не присутствует в кривой блеска V1059 Сер. Если использовать данные каталога USNO B1.0, то с учетом звездной величины V1059 Сер в фильтре величина третьего света соответствует звезде приблизительно 15.7^m .

Природа объекта-источника L_3 и его потенциальная связь с изучаемой двойной системой пока неясны. Возможно, в будущем кривая лучевых скоростей системы могла бы помочь дать ответ на эти вопросы.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

У звезды V1059 Сер довольно быстрое движение линии апсид: скорость движения долготы периастра, вычисленная на основании анализа трех кривых блеска, полученных с 2012 по 2021 годы, составляет $d\omega/dt = 7.1^\circ \pm 0.4^\circ/\text{год}$. Как показали решения кривых блеска, в системе вращаются две почти одинаковые звезды, разница температур которых не превышает 200 К. Предположение о равенстве наблюдаемой и теоретической скоростей вращения орбиты позволило найти физические характеристики обоих компонентов системы. Только звезды узкого диапазона спектральных классов B7 V–B7.5 V с массой $M = (3.4 \pm 0.3)M_{\odot}$ и с температурами, лежащими

в интервале 11 200–12 100 К, возраст которых достиг $t = 180 \pm 30$ млн лет, имеют такие параметр k_2 и радиус R , которые не противоречат полученному результату.

На данном этапе жизни звезды скорости осевого вращения и обращения по орбите полностью синхронизованы. Время синхронизации для данной системы вычислено, согласно теории из работы [25], и составляет один миллион лет.

При появлении дополнительной информации о звездах-компонентах системы, например, о спектральном классе или температуре, можно будет проверить, согласуются ли теоретическое и наблюдаемое значения скорости вращения орбиты. Одним из вариантов решения кривых блеска является набор параметров, в котором главный, более массивный и горячий компонент имеет радиус на 15% меньше, чем вторичный. Если в системе реализуется именно этот вариант, то текущая стадия жизни звезды — это стадия Алголя с возрастом гораздо большим, чем тот, который мы получили в данной работе.

В нашем решении очень большая доля светимости системы приходится на третий свет, его доля составляет ≈ 0.3 от общей светимости. Это столько же, сколько имеет каждая из звезд двойной системы. Будущие исследования покажут, связан ли этот объект гравитационно с двойной системой и является ли этот объект звездой. Система V1059 Cep очень интересна и заслуживает последующего пристального изучения.

Авторы благодарят анонимного рецензента за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.М. Черепашук, *Тесные двойные звезды* (М.: Физматлит, 2013).
2. А.М. Cherepashchuk, *Astron. Rep. Suppl.* **66**(S1), S5 (2022).
3. T.E. Sterne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **99**, 662 (1939).
4. A. Claret and A. Gimenez, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **96**, 255 (1992).
5. K.F. Khaliullin and A.I. Khaliullina, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **382**, 356 (2007).
6. E.G. Lapukhin, S.A. Veselkov, and A.M. Zubareva, *Peremennye Zvezdy. Prilozhenie* **15**(8), 1 (2015).
7. S. Ehgamberdiev, *Nature Astron.* **2**, 349 (2018).
8. D.G. Monet, S.E. Levine, B. Canzian, H.D. Ables, et al., *Astron. J.* **125**(2), 984 (2003).
9. V.S. Kozyreva and A.I. Zakharov, *Astron. Letters* **27**(11), 712 (2001).
10. V.S. Kozyreva and A.I. Zakharov, *Astron. Letters* **32**(5), 313 (2006).
11. A.I. Khaliullina and K.F. Khaliullin, *Soviet Astron.* **28**, 228 (1984).
12. F. Anders, A. Khalatyan, C. Chiappini, A.B. Queiroz et al., *VizieR On-line Data Catalog: I/349* (2019).
13. A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne et al., *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A1 (2021).
14. В.Л. Страйжис, *Звезды с дефицитом металлов* (Вильнюс: Мокслас, 1982).
15. V. Straizys, *Observatory* **103**, 223 (1983).
16. W. van Hamme, *Astron. J.* **106**, 2096 (1993).
17. Д.Я. Мартынов, *Затменные переменные звезды*, под ред. В.П. Цесевича (М.: Наука, 1971).
18. E.C. Bellm, S.R. Kulkarni, M.J. Graham, R. Dekany, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**(995), 018002 (2019).
19. T. Levi-Civita, *American J. Mathematics* **59**, 225 (1937).
20. H.N. Russell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **88**, 641 (1928).
21. М.С. Зверев, Б.В. Кукаркин, Д.Я. Мартынов, П.П. Паренаго, Н.Ф. Флоря, В.П. Цесевич, *Переменные звезды*, т. III (М.-Л.: Глав. ред. физ.-мат. литературы, 1947).
22. Z. Kopal, *Dynamics of close binary systems* (Dordrecht, 1978).
23. P. Swings, *Zeitschrift für Astrophysik* **12**, 40 (1936).
24. J.P. Zahn, *Astron. and Astrophys.* **41**, 329 (1975).
25. J.P. Zahn, *Astron. and Astrophys.* **57**, 383 (1977).
26. A. Claret and A. Gimenez, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **81**(1), 37 (1989).

ROTATION OF THE APSIDAL LINE IN THE ECLIPSING SYSTEM V1059 CEP

V. S. Kozyreva^a, F. B. Khamrakulov^{b,c}, O. A. Burkhonov^{b,c}, A. I. Bogomazov^a, B. L. Satovskiy^d

^aLomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

^bUlugh Beg Astronomical Institute of the Academy of sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

^cSamarkand State University, Samarkand, Uzbekistan

^dState Space Corporation "Roscosmos", Moscow, Russia

Three light curves of the V1059 Cep eclipsing binary obtained in 2012, 2013 and 2021 were analyzed. We found the rapid apsidal motion in this system at the rate $d\omega/dt = 7.2^\circ$ per year. Assuming the equality of observed and theoretical apsidal motion rates we estimated physical characteristics of the components based on the data on their temperatures from the literature. According to our calculations the components are two very similar stars of the B7 V–B7.5 V spectral type with masses $\approx (3.4 \pm 0.3)M_\odot$ and age 180 ± 30 million years.

Keywords: eclipsing binaries stars, apsidal motion

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ SS CYG ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ БЛЕСКА

© 2024 г. Т. С. Хрузина^{1,*}, И. Б. Волошина^{1,**}, В. Г. Метлов^{1,2}

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

²Крымская астрономическая станция ГАИШ МГУ, Научный, Россия

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

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

Поступила в редакцию 18.04.2023 г.

После доработки 01.10.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

Выполнены наблюдения карликовой новой SS Cyg в период 2019–2021 гг. при разных значениях блеска ($V \sim 10\text{--}12^m$) как на стадии падения потока излучения после максимума вспышки, так и в спокойном состоянии между вспышками в фильтрах R_c (~ 8650 наблюдений, 3 сета), и V ($\sim 50\,000$ точек, 22 сета). Значение орбитального периода системы в современную эпоху ($P_{\text{orb}} = 0.27408(2)^d$), использованное в данном исследовании, меньше на 0.4% по сравнению с тем значением, что было получено более четверти века назад (1983–1996 гг.). Временное разрешение между двумя последовательными измерениями составило 6–14 с в зависимости от используемой аппаратуры. Обширная база новых наблюдательных данных позволила провести количественный анализ наблюдений и сделать выводы относительно характеристик аккреционных структур в различные моменты вспыхивающего цикла системы. Анализ данных после учета орбитальной переменности и иных трендов, связанных с изменением потока излучения системы за ночь, показал присутствие циклических колебаний блеска, обычно 4–10 событий за орбитальный цикл — мерцания блеска или фликкеринг. Для большинства рядов наблюдений методом Лафлера-Кинмана определено такое значение периода колебаний, при котором свертка наблюдений с ним показывала одиночную волну. Полученные значения характерных времен фликкеринга и их амплитуд показывают зависимость от среднего уровня блеска системы: с ростом светимости обе эти величины уменьшались. Из соотношений размеров компонентов SS Cyg было показано, что источник фликкеринга расположен в районе взаимодействия газового потока с околорисковым гало: только эта область в системе SS Cyg с параметрами (q, i, R_d), определенными авторами ранее, может затмеваться при больших радиусах диска и хорошо видна во всех остальных орбитальных фазах системы.

Ключевые слова: катаклизмические переменные, высокоскоростные наблюдения, фликкеринг, SS Cyg

DOI: 10.31857/S0004629924020057 EDN: KTBKTF

1. ВВЕДЕНИЕ

Взрывная переменная SS Cyg является ярчайшей системой среди классических карликовых новых звезд (КН) — так называют взрывные переменные с орбитальными периодами порядка нескольких часов. Это маломассивные взаимодействующие двойные системы, состоящие из двух компонентов: звезды позднего спектрального класса К или М (как правило, главной последовательности), заполняющей свою полость Роша, вещество которой перетекает на соседнюю звезду через внутреннюю точку Лагранжа, и компактного объекта — белого карлика. Магнитное поле белого карлика в таких системах довольно слабое, не превышает 1–2 МГ (у SS Cyg — 1.9 МГ [1, 2]), поэтому движение вещества в системе определяется в основном гравитационными, а не магнитными силами: при своем движении к поверхности белого карлика аккрецирующее вещество,

двигаясь по баллистической траектории, гравитационно захватывается белым карликом и образует аккреционный диск, гало и межкомпонентную оболочку. Карликовые новые подвержены иррегулярным вспышкам с амплитудой от 2^m до 4.5^m , которые повторяются с характерными временами от недели до нескольких месяцев. Длительность вспышки различна, она меняется от нескольких дней до нескольких недель. Наблюдать КН на небольших телескопах сложно: даже во время вспышки их абсолютная звездная величина слабее 3^m , что в случае SS Cyg соответствует светимости 10^{34} эрг/с; в спокойном состоянии, т. е. в период между вспышками, абсолютная звездная величина обычно не превышает $\sim 7.5^m$. Чем больше амплитуда вспышки, тем длиннее интервал между двумя последующими вспышками. Вспышки карликовых новых обычно связывают либо с нестабильностью красного карлика [3], либо

с нестабильностью аккреционного диска [4, 5, 6, 7, 8].

На кривых блеска карликовых новых, как и в большинстве типов аккрецирующих компактных объектов [9], наблюдаются быстрые и иррегулярные флуктуации оптического блеска — фликкеринг (фликкер-шум, мерцания, аперриодическое мерцание). Амплитуда фликкеринга часто бывает сравнима с амплитудой регулярной орбитальной переменности. Все эти аномалии связаны с наличием излучения от незвездных компонентов в суммарном излучении двойной системы.

Фликкеринг наблюдается у большинства катаклизмических переменных. В статье [10] проведен сравнительный анализ различных параметров фликкеринга для более 100 катаклизмических переменных, что представляет большой интерес для исследователей, занимающихся статистическими свойствами этого явления. Оценки характерного времени фликкеринга [11] дают сходные значения порядка десятков минут. Изучению фликкеринга были посвящены также работы [13, 12, 14]. В статье [15] дан обзор по исследованию фликкеринга у КН. В работах [16, 17] были исследованы характеристики индивидуальных вспышек.

Физическая природа фликкеринга до конца не изучена. В настоящий момент для его объяснения предложено несколько различных физических механизмов. Наиболее исследованными являются магнитогидродинамические процессы в области взаимодействия струи и диска и неустойчивости в процессах аккреции вещества в диске [18, 13]. Предполагается, что причиной его возникновения могут служить вспышки, носящие случайный характер. В работе [19] показано, что во время затмения белого карлика в КН фликкеринг практически исчезает, что подтверждает его связь с компактным объектом или диском вокруг него.

В предлагаемой работе изучаются характеристики фликкеринга в оптическом и ближнем инфракрасном излучении карликовой новой SS Cyg на ниспадающих ветвях кривой блеска в периоды после вспышек. В разделе 2 представлены краткие сведения о системе SS Cyg. В разделе 3 описаны наши наблюдения, полученные в 2019–2021 гг.; в разделах 4 и 5 приведены результаты определения орбитального периода в эпоху наших наблюдений и исследовано вспыхивающее поведение системы. В разделах 6 и 7 приведена схема поиска характерного времени пульсаций и представлены результаты такого поиска. Обсуждение полученных результатов дано в разделе 8. В заключении подведены итоги работы.

2. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ SS CYG

Яркая ($M_V \sim 3-7^m$) карликовая новая SS Cyg была открыта в прошлом веке и является одной из наиболее хорошо изученных систем этого типа. Примерно раз в 50 дней [20] у SS Cyg происходят вспышки, во время которых блеск звезды возрастает от 12^m до 8.5^m . В спокойном состоянии система может находиться от 4 до 10 недель. В оптическом спектре SS Cyg в спокойной стадии преобладают широкие интенсивные линии аккреционного диска, эмиссионные линии водорода серии Бальмера и более слабые линии He I. На этот типичный для взрывных переменных спектр налагаются абсорбционные линии красного компонента — звезды спектрального класса K5 V [21, 22]. Во время вспышки оптический спектр системы напоминает спектр горячей звезды спектрального класса A или B, но с более узкими бальмеровскими линиями, часто с эмиссионным компонентом в центре. Исследования SS Cyg в инфракрасном диапазоне спектра были проведены в работах [20, 23, 24]. В ракетных наблюдениях в спектре SS Cyg была обнаружена эмиссия в ультрафиолетовой области спектра [25]. SS Cyg является первой карликовой новой, у которой было обнаружено рентгеновское излучение [26]. Наиболее известные статистические исследования этой системы [27, 28, 29, 30] касались анализа частоты и амплитуды вспышек за период с 1896 по 1975 г. [27], статистических исследований длительности вспышек, интервалов затишья и времени цикла по 705 вспышкам, произошедшим за 80 лет [29], которые показали обратную зависимость между временем цикла и яркостью системы. В работе [28] статистический анализ вспышек звезды позволил получить среднюю ширину вспышек, показал избыток очень узких вспышек, корреляцию ширины вспышек с их визуальной величиной. Подробные расчеты модели предельного цикла для вспышек SS Cyg [30] на основе наблюдений с 1896 по 1975 г. показали, что на относительную частоту длинных и коротких вспышек косвенно могут влиять изменения вязкости аккреционного диска и скорости массопереноса.

Первое систематическое исследование лучевых скоростей SS Cyg в период минимума блеска было выполнено Джоем [31]. Он показал, что SS Cyg — спектральная двойная система с орбитальным периодом $P \approx 6.6^h$. Полуамплитуды кривой лучевых скоростей этой системы, полученные в разные эпохи, заметно отличаются. Детальный анализ спектральных наблюдений при разных уровнях блеска системы приведен в работах [32, 33]. Фотометрические наблюдения Хани и др. [34] совместно

со своими спектральными данными позволило Кипленгеру [35] оценить наклон орбиты SS Cyg как $i \sim 35\text{--}40^\circ$. Отсутствие затмений в этой системе и низкая амплитуда орбитальной модуляции как в оптической области спектра ($< 0.2^m$) [36, 37, 38], так и в ближнем ультрафиолете ($UV < 0.4^m$) [39] дали ограничение на наклон орбиты $i < 50^\circ$.

Несмотря на почти вековую историю наблюдений SS Cyg, на временной шкале орбитального периода фотометрические наблюдения были проведены лишь несколькими авторами. Первые исследования, выполненные Грантом [40], а также наблюдения Цукермана [41] и Хани и др. [34] не выявили наличие у нее какой-либо переменности, связанной с орбитальным движением, в то время как длительные фотометрические наблюдения системы в спокойном состоянии, выполненные Волошиной и др. [37, 42], показали присутствие у SS Cyg модуляции блеска с орбитальным периодом и амплитудой до 0.2^m . Присутствие орбитальных модуляций блеска у SS Cyg позднее было подтверждено Брухом [38]. Наблюдаемые разногласия спектроскопических и фотометрических результатов большинство исследователей связывают с тем, что эти наблюдения проводились в разных фазах активности системы.

В нашей работе [43] выполнен анализ UBV наблюдений SS Cyg в спокойном состоянии, данные были получены в 1983–1996 гг. Показано, что орбитальную переменность в наблюдениях искажают быстрые флуктуации блеска длительностью в несколько минут. Средние кривые блеска SS Cyg представляют собой двойную волну за орбитальный период с максимумами разной высоты и минимумами, расстояние между которыми составляет половину периода. Амплитуда орбитальной переменности, оцененная по средним кривым блеска, достигает $\sim 0.14^m$ в фильтрах V и B и $\sim 0.13^m$ в фильтре U . Из решения обратной задачи определения параметров системы из анализа ее средних фотометрических кривых блеска в фильтрах U , B , V в рамках классической модели с учетом спектральной информации определены массы и радиусы компонентов системы. Классическая модель полуразделенной двойной системы предполагает, что горячее пятно, возникающее в результате взаимодействия газового потока с аккреционным диском, расположено на внешней границе диска. В случае сложной модели диска с толстым внешним краем — на его боковой поверхности (подробнее см. [44]). Показано, что масса белого карлика в SS Cyg в полтора раза больше массы красного карлика, $q = M_{wd}/M_{rd} \sim 1.45$, $M_{rd} \sim 0.46 M_\odot$, $M_{wd} \sim 0.66 M_\odot$. Наклонение орбиты сис-

темы $i \sim 51^\circ\text{--}54^\circ$. Параметры SS Cyg [45], полученные по кривым лучевых скоростей, показывают в пределах ошибок близкие значения к тем, что были приведены в работе [43]. Белый карлик окружен геометрически толстым аккреционным диском радиусом $R_d \sim (0.42\text{--}0.64)\xi$, где ξ — расстояние между центром масс БК и внутренней точкой Лагранжа L1. В единицах расстояния между центрами масс компонентов a это составляет $R_d \sim (0.23\text{--}0.35)a = (2.8\text{--}4.6) \times 10^{10}$ см. Вклад излучения аккреционного диска в суммарный поток от системы в спокойном состоянии достигает 47–49% от полного потока в фильтрах V и U и около 54% в фильтре B . Вклад горячего пятна в суммарный поток в оптическом диапазоне не превышает 3%.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения карликовой новой SS Cyg проводились в Крымской обсерватории ГАИШ: в 2019 г. (в июне и октябре), в 2020 г. (в мае и сентябре–ноябре) и в 2021 г. (в январе и сентябре). Наблюдения SS Cyg были выполнены в фильтрах V и R_c при разных значениях блеска ($V \sim 10\text{--}12^m$) как на стадии падения блеска после максимума вспышки, так и в спокойном состоянии между вспышками. Использовались два телескопа Крымской астрономической станции МГУ: Цейсс-2 (60 см) и менисковый телескоп Максудова АЗТ-5 (50 см) с разными ПЗС матрицами. Поскольку максимальная чувствительность всех матриц приходится на красную область спектра, для наблюдений были выбраны фильтры V и R_c . Характеристики используемых матриц приведены в табл. 1.

Точность полученных наблюдений зависит от погодных условий и составляет в среднем $0.01^m\text{--}0.03^m$ для наблюдений на Цейсс-2 и $0.02^m\text{--}0.035^m$ для наблюдений на АЗТ-5, т.е. она была примерно одинакова для обоих фильтров. Временной интервал между двумя последовательными измерениями выбирался в зависимости от того, на каком телескопе и с каким детектором проводились наблюдения. Для телескопа АЗТ-5 он составлял ~ 9 с, но различался для наблюдений на телескопе Цейсс-2 (так как

Таблица 1. Аппаратура, использованная для наблюдений SS Cyg

№	Тип матрицы	Размер поля матрицы	Масштаб на 1 пиксель
1	Apogee Aspen Sensor E2V42-40	13'×13'	0.38"
2	FLIPL4022	7'×7'	0.20"
3	FLI PL16803	17'×17'	0.25"
4	Apogee Aspen U8300	22'×30'	0.54"

во время наших наблюдений по независимым от нас причинам на телескопе использовались разные матрицы): ~6.7 с в июне 2019 и сентябре 2021 г., 8 с в ноябре 2019 г. и около 14 с в октябре 2020 г. Длительность индивидуальных рядов наблюдений (сетов) в течение ночи в основном сравнима с орбитальным периодом системы и в большинстве случаев составляет 6–7 часов. Всего за период с 2019 по 2021 гг. было получено 8647 наблюдений в фильтре R_c (3 сета) и 49639 (22 сета) в фильтре V . Таким образом была создана база новых наблюдательных данных, относящихся к различным стадиям вспышечного цикла этой карликовой новой, что позволило нам провести количественный анализ наблюдений и сделать выводы относительно характеристик аккреционной структуры системы на различных этапах ее вспышечного цикла.

Наблюдения проводились по стандартной методике дифференциальных наблюдений. В качестве

звезды сравнения для калибровки V , R_c -потоков SS Cyg использовалась звезда BD+42 4186 (GSC 03196–00785), блеск которой составляет: $V=9.80^m$, $B-V=0.38^m$, $U-B=0.27^m$, $R_c=9.60^m$. Поскольку исследуемая звезда и звезда сравнения находятся очень близко друг к другу, поправка за разность воздушных масс не вводилась.

Дневник наблюдений приведен в табл. 2. Данные, полученные на телескопе АЗТ-5, в фильтре V были приведены к инструментальной системе телескопа Цейсс-2 согласно формуле, определенной нами ранее [46, 47, 48]:

$$V(60) = V(50) - 0.05^m, \quad (1)$$

где наблюдения АЗТ-5 обозначены $V(50)$, а данные Цейсс-2 соответственно $V(60)$. Описание полученных наблюдений в зависимости от сезона приведены в последующих разделах вместе с результатами их обработки.

Таблица 2. Дневник наблюдений SS Cyg

N	Дата	JD 245 0000+	Фильтр, телескоп, аппаратура	$\varphi_1-\varphi_2$	n	$\bar{m}$
1	20.06.2019	8655.303–.542	R_c , Цейсс-2, №1	0.479–1.376	3076	9.665
2	21.06.2019	8656.308–.498	R_c , Цейсс-2, №1	0.247–0.958	2370	9.983
3	23.06.2019	8658.306–.557	R_c , Цейсс-2, №1	0.739–1.681	3201	10.276
4	25.06.2019	8660.341–.541	V , Цейсс-2, №1	0.372–1.122	2417	10.849
5	26.06.2019	8661.329–.543	V , Цейсс-2, №1	0.077–0.878	2744	11.179
6	27.06.2019	8662.342–.537	V , Цейсс-2, №1	0.874–1.609	2517	11.359
7	08.11.2019	8796.193–.347	V , Цейсс-2, №2	0.855–1.430	3331	10.954
8	10.11.2019	8798.215–.456	V , Цейсс-2, №2	0.436–1.341	2237	11.528
9	12.11.2019	8800.288–.457	V , Цейсс-2, №2	0.212–0.843	1506	11.692
10	18.05.2020	8988.452–.552	V , АЗТ-5, №4	0.150–0.518	843	9.795
11	23.05.2020	8993.430–.524	V , АЗТ-5, №4	0.315–0.657	914	10.594
12	31.05.2020	9001.292–.423	V , АЗТ-5, №4	0.001–0.478	934	11.355
13	01.09.2020	9094.232–.508	V , АЗТ-5, №4	0.542–1.580	2066	10.361
14	02.09.2020	9095.236–.514	V , АЗТ-5, №4	0.347–1.389	2204	10.594
15	02.10.2020	9125.293–.458	V , АЗТ-5, №4	0.068–0.686	1812	10.402
16	27.10.2020	9150.389–.507	V , Цейсс-2, №2	0.185–0.626	714	10.600
17	11.11.2020	9165.134–.302	V , АЗТ-5, №4	0.484–1.113	1540	11.113
18	19.11.2020	9173.182–.462	V , АЗТ-5, №4	0.151–0.174	2850	11.180
19	02.01.2021	9217.237–.269	V , АЗТ-5, №4	0.891–1.008	382	9.045
20	06.09.2021	9464.289–.557	V , Цейсс-2, №3	0.276–1.254	3354	11.298
21	07.09.2021	9465.255–.589	V , Цейсс-2, №3	0.799–2.018	4369	10.937
22	20.10.2021	9508.211–.474	V , Цейсс-2, №4	0.530–1.489	3351	10.920
23	21.10.2021	9509.179–.445	V , Цейсс-2, №4	0.062–1.033	3404	10.937
24	22.10.2021	9510.202–.408	V , Цейсс-2, №4	0.793–1.545	2661	11.065
25	26.10.2021	9514.221–.491	V , Цейсс-2, №4	0.455–1.442	3489	10.925

Примечание. Приведены: номер сета N ; дата наблюдения; юлианская дата начала и конца сета; аппаратура наблюдения, номер (№) типа используемой аппаратуры соответствует данным табл. 1; φ_1, φ_2 — начальная и конечная орбитальные фазы наблюдений согласно эфемеридам (2); n — количество наблюдений в сете; $\bar{m}$ — средний уровень блеска в инструментальной системе телескопа Цейсс-2.

4. ОРБИТАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

Для удаления орбитальной переменности из наблюдений мы провели поиск орбитального периода SS Cyg по наблюдениям 2019–2021 гг.

С момента определения эфемерид SS Cyg в 1983–1996 гг.,

$$\text{Min I} = \text{HJD } 244\,4842.07537 + 0.2751302^d \cdot E,$$

где Min I соответствует верхнему соединению белого карлика (заметим, что момент минимума, приведенный в работе [42], соответствует нижнему соединению белого карлика), прошло более 25 лет. Поэтому предварительно мы уточнили эфемериды системы.

Поскольку средний уровень блеска системы меняется со временем (до 2^m по нашим наблюдениям, см. табл. 2), на первом этапе для каждого из 22 сетов наблюдений в фильтре V и 3 сетов в фильтре R_c мы определили средний уровень блеска. Его значение приведено в 7-м столбце табл. 2.

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, наблюдения в фильтре V были получены на двух разных телескопах (Цейсс-2 и АЗТ-5). Поэтому, чтобы наша база данных была однородной, все измерения, полученные на телескопе АЗТ-5, были переведены в инструментальную систему телескопа Цейсс-2. Для этого использовалось выражение (1), неоднократно проверенное по наблюдениям других систем [46, 47, 48].

Далее были найдены отклонения блеска в каждом сете от полученного за ночь среднего уровня $\bar{m}$, $\Delta = m - \bar{m}$, где m — блеск системы в звездных величинах в фильтрах R_c или V . Для полученных отклонений Δ , объединенных в единый файл (для каждого фильтра), был выполнен поиск орбитального периода по методу Лафлера-Кинмана. Программа для поиска периода была предоставлена В. П. Горанским.

На рис. 1 приведены спектры мощности, полученные для двух массивов наблюдений, вверху —

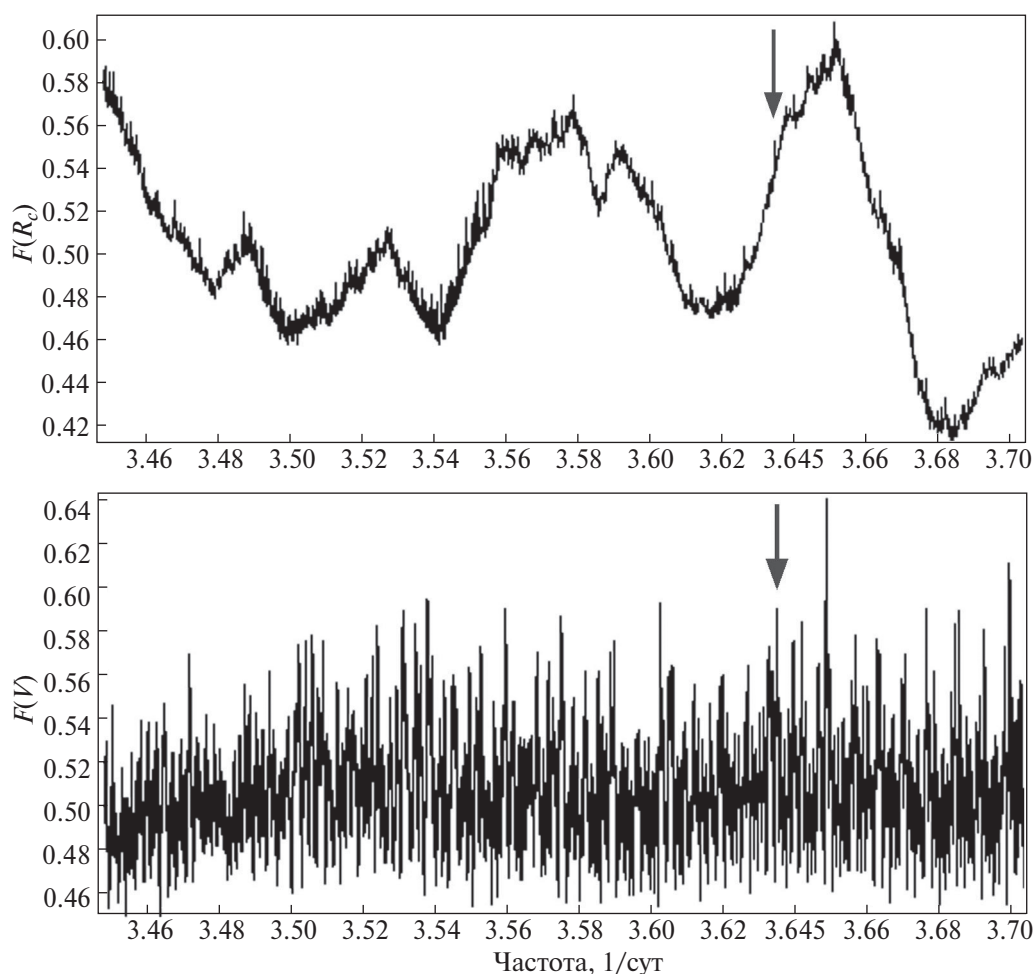


Рис. 1. Периодограммы наблюдений в фильтре R_c (верхняя панель) и V (нижняя панель). Стрелкой показана частота ранее определенного орбитального периода ($P=0.2751302^d$, $\nu=3.6346 \text{ сут}^{-1}$ [42]). F — параметр в методе Лафлера-Кинмана, аналогичный мощности спектра Фурье.

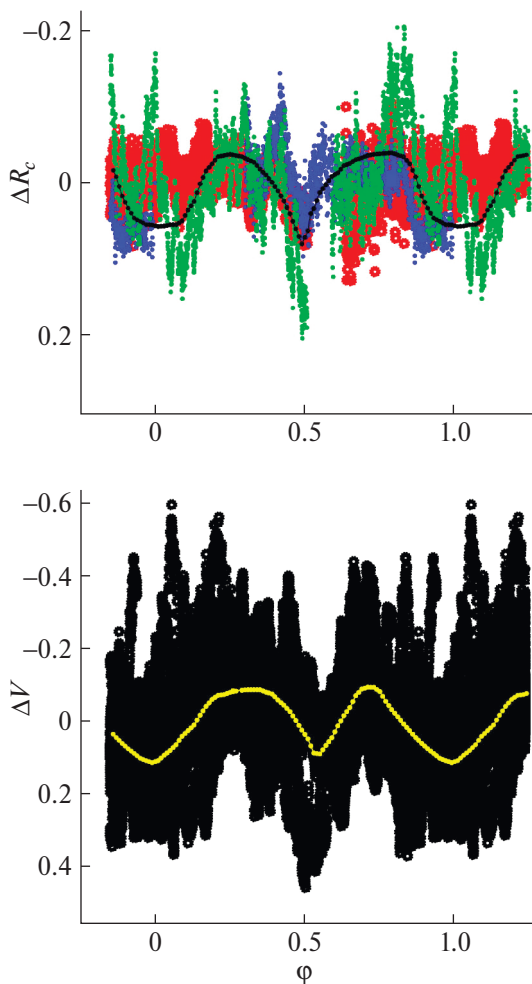


Рис. 2. Свертка отклонений блеска SS Cyg от среднего значения за ночь ΔR_c и ΔV в наблюдательных сетях с эфемеридами (2) в фильтрах R_c (верхняя панель) (JD 245 8655 — красные, JD 245 8656 — синие, JD 245 8658 — зеленые точки) и V (нижняя панель), здесь цветовые обозначения не использовались из-за большого количества наблюдений, $n \sim 50\,000$). Черная кривая (на верхнем рисунке) и желтая (на нижнем) представляют собой средние кривые отклонений, построенные по соответствующим объединенным данным с шагом 0.01 по орбитальной фазе (табл. 3).

по наблюдениям в фильтре R_c , внизу — в фильтре V соответственно. Поиск орбитального периода выполнялся в диапазоне частот $3.45\text{--}4.0\text{ сут}^{-1}$, что соответствует пробным периодам $0.25\text{--}0.29^d$, сдвиг по фазе составил 0.0005 .

На обеих приведенных периодограммах присутствует общий пик на частотах $\nu_R = 3.6484$ и $\nu_V = 3.6488\text{ сут}^{-1}$ (соответствующие значения периодов составляют $P_R = 0.274097^d$ и $P_V = 0.274066^d$). Это на $\sim 0.4\%$ меньше значения, полученного в работе [42]. Различие в значениях периодов составляет $\sim 0.01\%$, поэтому в дальнейшем для расчетов использовалось среднее значение

$$\text{Min I} = \text{HJD } 2458659.7886606 + 0.27408(2)^d \cdot E. \quad (2)$$

На рис. 2 приведены кривые отклонений блеска SS Cyg ($\Delta = m_i - \bar{m}$) в фильтрах R_c (вверху) и V (внизу) от среднего за ночь уровня, свернутые с этими эфемеридами. Средние кривые отклонений ΔR_c и ΔV с шагом 0.01 по фазе орбитального периода, построенные по соответствующим объединенным данным, приведены в табл. 3. В дальнейшем они будут использованы для учета орбитальной переменности (т.е. ее удаления из наблюдений в данную конкретную ночь — сете).

5. ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ СИСТЕМЫ

На рис. 3 представлено распределение наших наблюдений по времени. На рис. 3а показаны наблюдения, полученные в фильтре R_c , а на рис. 3б — в фильтре V . Отчетливо выделяются наблюдения во время вспышек, когда блеск системы достигает $\sim 9^m$, при этом в минимуме блеск не превышает $11.5\text{--}12^m$. Полная амплитуда орбитальной переменности составляет $1.4\text{--}1.7^m$ в состоянии покоя, и падает до $\sim 0.5^m$ во время вспышки. Три сетя в фильтре R_c показывают плавное падение среднего уровня, которое сопровождается ростом амплитуды переменности. На рис. 3в для сравнения приведены наблюдения SS Cyg, полученные на Space Telescope (MAST) с временным разрешением 2 мин [49, 50]. Эти данные были получены в период¹ JD 8711–8763 и попали в интервал между нашими наблюдениями (рис. 3б). Они представлены нами для демонстрации вспыхивающих кривых SS Cyg, полученных с более высокой точностью, чем данные AAVSO.

Июньские наблюдения 2019 г., представленные тремя сетями в фильтре R_c (рис. 3а) и тремя сетями в V (рис. 3б) попали на ниспадающую ветвь кривой блеска после максимума вспышки в системе. На рис. 4 показаны вспыхивающие кривые блеска SS Cyg по данным AAVSO в фильтре V , слева — вспышка в июне 2019 г., справа — в ноябре 2019 г. Стрелками на кривых указаны моменты наших наблюдений. Наблюдения в фильтре R_c в июньской вспышке здесь не приведены, в целом, они повторяют ход V -наблюдений, но ярче на $0.2\text{--}0.5^m$. На рис. 5 представлены соответствующие кривые блеска системы, свернутые с эфемеридами (2).

Рентгеновские вспышки в период 2020–2021 гг. в карликовой новой SS Cyg были зафиксированы

¹ Далее для удобства будем использовать дату наблюдения в виде усеченной юлианской даты, т.е. обозначение JD 8660 соответствует JD 245 8660.

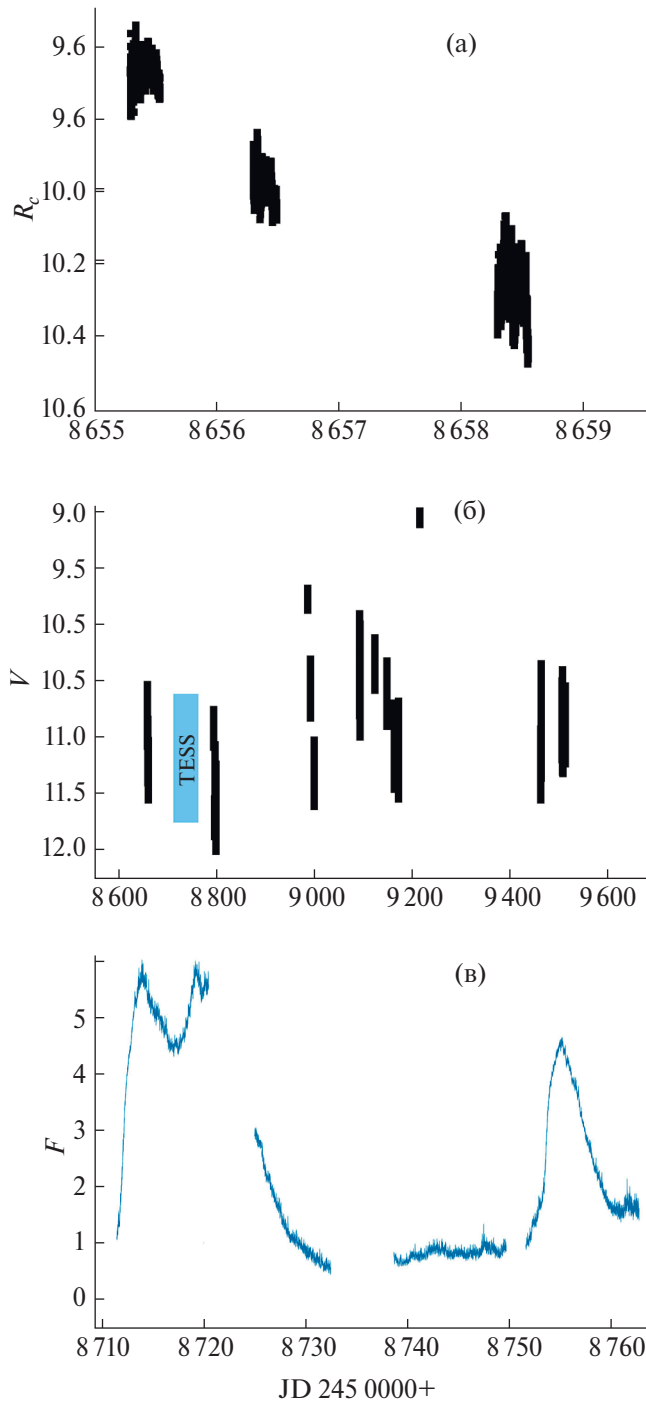


Рис. 3. Распределение наблюдений SS Cyg по времени: (а) в фильтре R_c ; (б) в фильтре V , цветной прямоугольник показывает область наблюдения системы обсерваторией TESS, представленные на рисунке (в), потоки излучения здесь даны в произвольных единицах.

с 27 апреля по 6 мая 2020 г. [51] и затем на следующий год в апреле 2021 г. [52]. К сожалению, плохие погодные условия в Крыму в апреле не позволили начать фотометрические наблюдения сразу же после сообщения о вспышке в системе. Они были выпол-

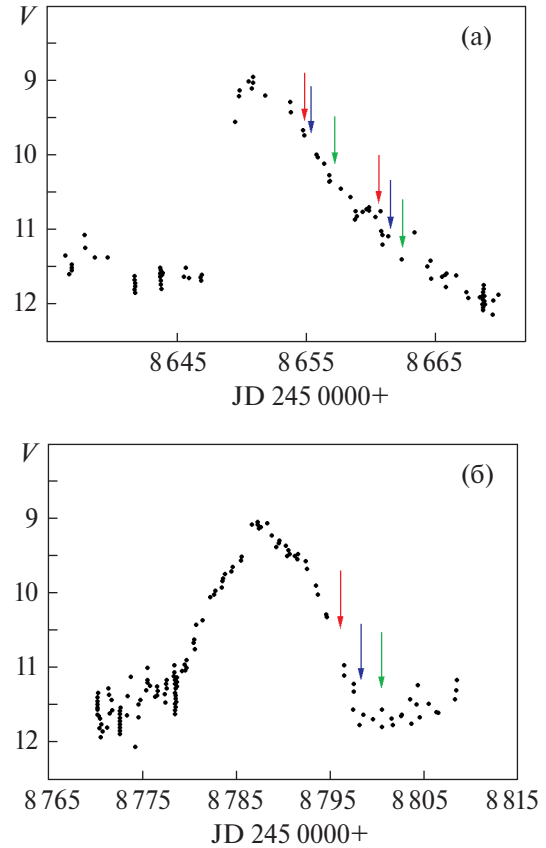


Рис. 4. Вспышечные V -кривые блеска карликовой новой SS Cyg по данным AAVSO в июне 2019 г. (а) и ноябре 2019 г. (б). Стрелками отмечены моменты наших наблюдений.

нены несколько позже, 18, 23 и 31 мая 2020 г. (рис. 6) во время последующей оптической вспышки SS Cyg.

Наблюдения SS Cyg были продолжены осенью 2020 г. и в 2021 г. Кривые блеска системы по данным AAVSO показаны на рис. 7, 8. Лишь один из сетов наших наблюдений (02.01.2021, JD 9217), весьма короткий по времени, попадает в верхнюю часть вспышки (рис. 7а). Во всех остальных сетах блеск системы $V \sim 10.4\text{--}11^m$.

Все наблюдения осени 2021 г. попали на стадию между вспышками, в целом $V \sim 11.0 \pm 0.2^m$. Однако амплитуды фликкеринга в каждом сете значительно превышают те, что наблюдались в предыдущие эпохи (рис. 7б). На свертках наблюдений с орбитальным периодом (рис. 5а, б, 6б, 7б и 8б) хорошо видны флуктуации блеска разной амплитуды с характерными временами, в разы меньше орбитального периода. Причем рост блеска даже на $\sim 0.1^m$ сопровождается как уменьшением амплитуды флуктуаций в целом, так и уменьшением характерного времени фликкеринга. Следующий раздел посвящен проверке справедливости этого утверждения

Таблица 3. Средние кривые отклонений блеска SS Cyg от среднего за ночь в фильтрах R_c и V (рис. 2)

φ	ΔR_c	σ	n	φ	ΔV	σ	n
0.00	0.0562	0.0043	72	0.00	0.1120	0.0046	544
0.01	0.0572	0.0040	71	0.01	0.1093	0.0049	544
0.02	0.0570	0.0032	70	0.02	0.1019	0.0057	508
0.03	0.0567	0.0025	72	0.03	0.0946	0.0055	508
0.04	0.0559	0.0041	71	0.04	0.0880	0.0052	480
0.05	0.0551	0.0058	71	0.05	0.0814	0.0057	481
0.06	0.0550	0.0046	64	0.06	0.0733	0.0055	502
0.07	0.0549	0.0035	65	0.07	0.0653	0.0054	503
0.08	0.0526	0.0040	71	0.08	0.0538	0.0057	521
0.09	0.0498	0.0045	71	0.09	0.0423	0.0056	522
0.10	0.0427	0.0039	70	0.10	0.0345	0.0058	531
0.11	0.0356	0.0033	72	0.11	0.0267	0.0060	531
0.12	0.0300	0.0036	71	0.12	0.0188	0.0054	518
0.13	0.0243	0.0038	71	0.13	0.0109	0.0047	519
0.14	0.0128	0.0037	71	0.14	-0.0023	0.0044	520
0.15	0.0012	0.0036	71	0.15	-0.0155	0.0042	520
0.16	-0.0073	0.0032	65	0.16	-0.0276	0.0053	530
0.17	-0.0157	0.0028	69	0.17	-0.0398	0.0065	531
0.18	-0.0205	0.0021	71	0.18	-0.0494	0.0063	532
0.19	-0.0252	0.0014	71	0.19	-0.0590	0.0062	532
0.20	-0.0299	0.0017	67	0.20	-0.0646	0.0061	531
0.21	-0.0346	0.0020	68	0.21	-0.0701	0.0060	530
0.22	-0.0354	0.0017	70	0.22	-0.0713	0.0051	521
0.23	-0.0362	0.0014	72	0.23	-0.0725	0.0041	521
0.24	-0.0370	0.0017	71	0.24	-0.0754	0.0044	426
0.25	-0.0377	0.0019	72	0.25	-0.0784	0.0047	427
0.26	-0.0370	0.0020	70	0.26	-0.0802	0.0051	416
0.27	-0.0362	0.0021	71	0.27	-0.0820	0.0055	417
0.28	-0.0354	0.0026	71	0.26	-0.0831	0.0061	412
0.29	-0.0346	0.0031	71	0.29	-0.0842	0.0067	412
0.30	-0.0326	0.0030	105	0.30	-0.0850	0.0060	414
0.31	-0.0305	0.0029	105	0.31	-0.0858	0.0053	415
0.32	-0.0289	0.0023	106	0.32	-0.0858	0.0059	457
0.33	-0.0273	0.0018	106	0.33	-0.0858	0.0066	457
0.34	-0.0228	0.0017	107	0.34	-0.0858	0.0068	459
0.35	-0.0182	0.0015	106	0.35	-0.0858	0.0069	460
0.36	-0.0143	0.0018	105	0.36	-0.0825	0.0061	462
0.37	-0.0103	0.0020	105	0.37	-0.0792	0.0053	463
0.38	-0.0056	0.0021	106	0.38	-0.0767	0.0049	477
0.39	-0.0009	0.0022	107	0.39	-0.0742	0.0044	477
0.40	0.0047	0.0024	106	0.40	-0.0659	0.0038	422
0.41	0.0103	0.0026	107	0.41	-0.0576	0.0031	423
0.42	0.0171	0.0030	106	0.42	-0.0503	0.0044	424
0.43	0.0238	0.0033	106	0.43	-0.0430	0.0057	425
0.44	0.0322	0.0034	102	0.44	-0.0342	0.0073	434
0.45	0.0405	0.0035	102	0.45	-0.0255	0.0089	434
0.46	0.0505	0.0030	106	0.46	-0.0133	0.0084	434
0.47	0.0605	0.0024	106	0.47	-0.0012	0.0079	435
0.48	0.0703	0.0031	105	0.48	0.0121	0.0082	432
0.49	0.0801	0.0039	106	0.49	0.0254	0.0084	432
0.50	0.0715	0.0044	63	0.50	0.0372	0.0086	433
0.51	0.0629	0.0050	63	0.51	0.0490	0.0089	433

Окончание табл. 3

φ	ΔR_c	σ	n	φ	ΔV	σ	n
0.52	0.0403	0.0041	35	0.52	0.0687	0.0086	430
0.53	0.0337	0.0033	36	0.53	0.0883	0.0083	430
0.54	0.0231	0.0034	35	0.54	0.0897	0.0073	436
0.55	0.0125	0.0036	36	0.55	0.0911	0.0063	437
0.56	0.0075	0.0034	35	0.56	0.0794	0.0054	438
0.57	0.0025	0.0033	36	0.57	0.0677	0.0045	438
0.58	-0.0030	0.0038	45	0.58	0.0570	0.0045	414
0.59	-0.0085	0.0043	46	0.59	0.0464	0.0045	414
0.60	-0.0109	0.0033	71	0.60	0.0300	0.0052	424
0.61	-0.0133	0.0023	71	0.61	0.0135	0.0060	424
0.62	-0.0181	0.0024	79	0.62	-0.0034	0.0060	497
0.63	-0.0228	0.0024	80	0.63	-0.0142	0.0059	498
0.64	-0.0243	0.0027	105	0.64	-0.0255	0.0058	505
0.65	-0.0257	0.0030	106	0.65	-0.0368	0.0057	505
0.66	-0.0282	0.0029	106	0.66	-0.0532	0.0061	505
0.67	-0.0306	0.0027	106	0.67	-0.0695	0.0065	506
0.68	-0.0318	0.0025	106	0.68	-0.0785	0.0052	557
0.69	-0.0330	0.0022	106	0.69	-0.0874	0.0040	558
0.70	-0.0346	0.0019	105	0.70	-0.0901	0.0045	552
0.71	-0.0361	0.0016	106	0.71	-0.0927	0.0051	553
0.72	-0.0369	0.0017	106	0.72	-0.0925	0.0052	550
0.73	-0.0377	0.0018	105	0.73	-0.0923	0.0053	550
0.74	-0.0380	0.0017	106	0.74	-0.0865	0.0041	523
0.75	-0.0383	0.0016	106	0.75	-0.0808	0.0029	524
0.76	-0.0387	0.0021	105	0.76	-0.0673	0.0036	531
0.77	-0.0391	0.0026	106	0.77	-0.0538	0.0043	532
0.78	-0.0394	0.0033	106	0.78	-0.0424	0.0046	497
0.79	-0.0396	0.0039	106	0.79	-0.0309	0.0049	498
0.80	-0.0383	0.0036	107	0.80	-0.0212	0.0049	492
0.81	-0.0369	0.0033	106	0.81	-0.0114	0.0049	493
0.82	-0.0356	0.0039	106	0.82	-0.0015	0.0057	523
0.83	-0.0343	0.0044	106	0.83	0.0084	0.0065	523
0.84	-0.0298	0.0045	106	0.84	0.0177	0.0060	524
0.85	-0.0252	0.0047	106	0.85	0.0270	0.0056	524
0.86	-0.0166	0.0041	90	0.86	0.0363	0.0053	519
0.87	-0.0080	0.0034	91	0.87	0.0456	0.0049	519
0.88	0.0046	0.0033	105	0.88	0.0536	0.0044	516
0.89	0.0172	0.0031	106	0.89	0.0617	0.0038	517
0.90	0.0252	0.0027	103	0.90	0.0691	0.0039	544
0.91	0.0331	0.0022	104	0.91	0.0765	0.0040	544
0.92	0.0397	0.0020	106	0.92	0.0828	0.0053	547
0.93	0.0462	0.0017	106	0.93	0.0892	0.0066	547
0.94	0.0484	0.0019	107	0.94	0.0959	0.0056	505
0.95	0.0505	0.0021	107	0.95	0.1026	0.0046	506
0.96	0.0527	0.0030	91	0.96	0.1060	0.0042	456
0.97	0.0548	0.0039	92	0.97	0.1095	0.0039	456
0.98	0.0550	0.0043	83	0.98	0.1122	0.0041	506
0.99	0.0552	0.0046	83	0.99	0.1148	0.0043	507

Примечание. φ — орбитальная фаза средней точки; ΔR_c и ΔV — отклонение блеска системы от среднего за ночь уровня в звездных величинах, усредненное по n наблюдениям, с дисперсией σ .

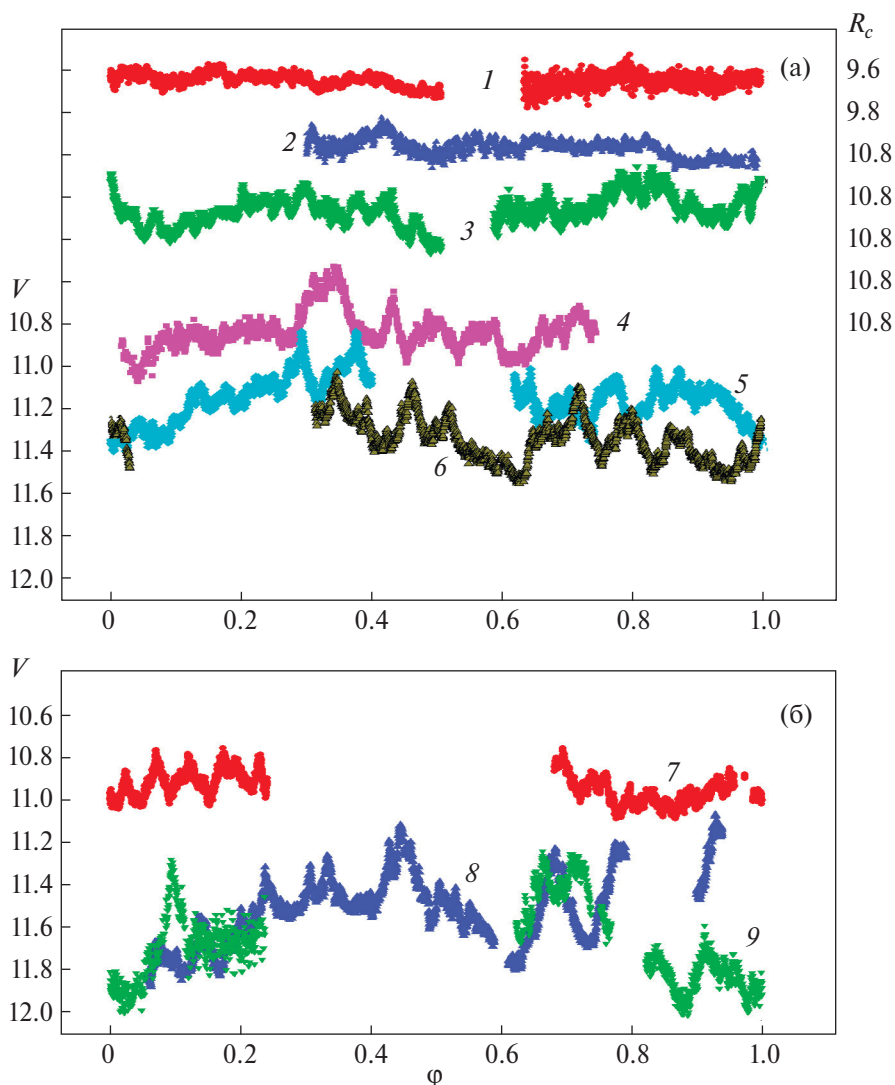


Рис. 5. Наблюдаемые кривые блеска SS Cyg, свернутые с эфемеридами (2) в июньском (а) и ноябрьском (б) сезонах 2019 г. Цифрами возле кривых указаны номера сетов согласно табл. 2: 1 — 20.06.2019 (JD 8655), 2 — 21.06.2019 (JD 8656), 3 — 23.06.2019 (JD 8658), 4 — 25.06.2019 (JD 8660), 5 — 26.06.2019 (JD 8661), 6 — 27.06.2019 (JD 8662), 7 — 08.11.2019 (JD 8796), 8 — 10.11.2019 (JD 8798), 9 — 12.11.2019 (JD 8800).

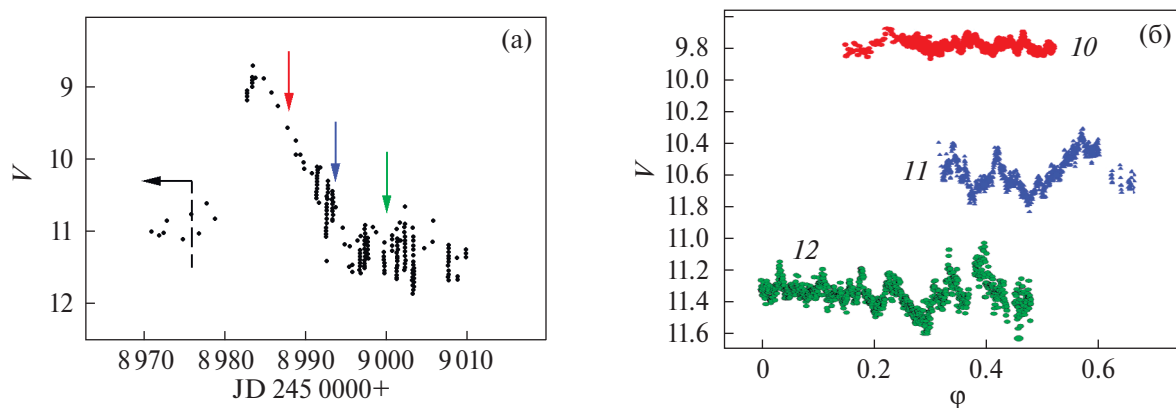


Рис. 6. Вспышечные кривые блеска карликовой новой SS Cyg по данным AAVSO в мае 2020 г. (а). Стрелками отмечены моменты наших наблюдений. Штриховой линией со стрелкой показан момент майской рентгеновской вспышки, наблюдавшейся в системе с 27 апреля по 6 мая 2020 г. (JD 8967–8976). Справа (б) — кривые блеска SS Cyg в мае 2020 г., свернутые с эфемеридами (2). Цифрами возле кривых указаны номера сетов согласно табл. 2: 10 — 18.05.2020 (JD 8988), 11 — 23.05.2020 (JD 8993), 12 — 31.05.2020 (JD 9001).

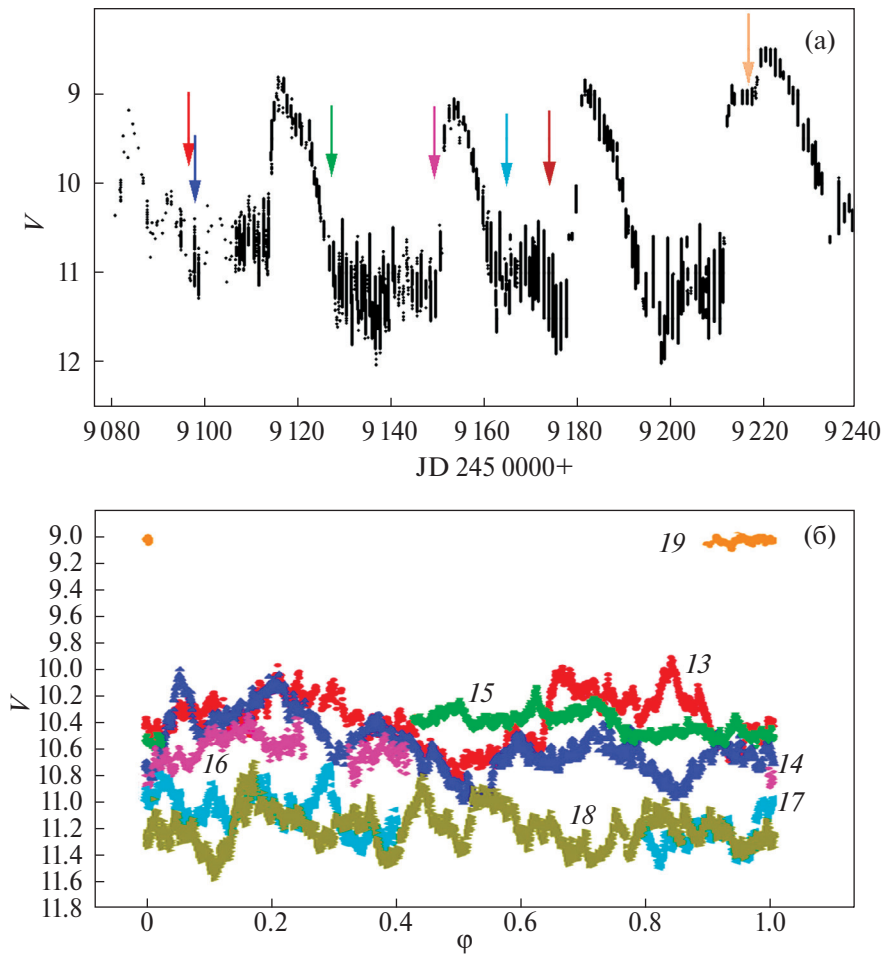


Рис. 7. Вспышечные кривые блеска SS Cyg по данным AAVSO в сентябре-ноябре 2020 г. (а). Стрелками отмечены моменты наших наблюдений. На нижней панели (б) приведены кривые блеска системы в этот период времени, свернутые с эфемеридами (2). Цифрами возле кривых указаны номера сетов согласно табл. 2: 13 — 01.09.2020 (JD 9094), 14 — 02.09.2020 (JD 9095), 15 — 02.10.2020 (JD 9125), 16 — 27.10.2020 (JD 9150), 17 — 11.11.2020 (JD 9165), 18 — 19.11.2020 (JD 9173), 19 — 02.01.2021 (JD 9217).

(наблюдения) для каждого из полученных нами рядов наблюдений.

6. СХЕМА ПОИСКА ХАРАКТЕРНОГО ВРЕМЕНИ ФЛИККЕРИНГА

Поиск характерного времени фликкеринга проводился отдельно для каждого сета, поскольку предварительный анализ наблюдений показывает его зависимость от уровня блеска системы. Чтобы определить характерное время фликкеринга, нужно максимально полно очистить кривую блеска от орбитальной модуляции, суточных трендов и пр. В качестве первого этапа из наблюдений была удалена орбитальная переменность следующим образом (в качестве примера мы использовали наблюдения, полученные JD 8655 в фильтре R_c):

1. Сначала был вычислен средний уровень наблюдений в исследуемом сете $\bar{m}$, где m — звездная вели-

чина наблюдения в фильтре R_c или V соответственно. Значения $\bar{m}$ приведены в 7-м столбце табл. 2.

2. Затем из каждого наблюдения сета $m(t)$ вычиталось значение $\bar{m}$ для данного сета, в результате было получено распределение по времени величин $\Delta m(t)$ — отклонения от среднего за ночь. Заметим, что если наблюдения покрывают орбитальный период полностью и немного более, то $\bar{m}$ близка к среднему уровню $\langle m \rangle$ за орбитальный период. Если длина сета Δt меньше орбитального периода, то значения $\bar{m}$ и $\langle m \rangle$ будут заметно отличаться, и тем больше, чем меньше отношение $\Delta t/P_{\text{orb}}$. Сетов, продолжительностью более орбитального периода, всего два, их длина 1.022 и 1.218 P_{orb} (табл. 2).

3. Средние орбитальные кривые блеска $m_{\text{mean}}(\phi)$, представленные в табл. 3, имеют шаг $\Delta\phi = 0.01$. Поэтому при определении согласно эфемеридам (2) орбитальной фазы наблюдения $\Delta m(t)$ в рассматри-

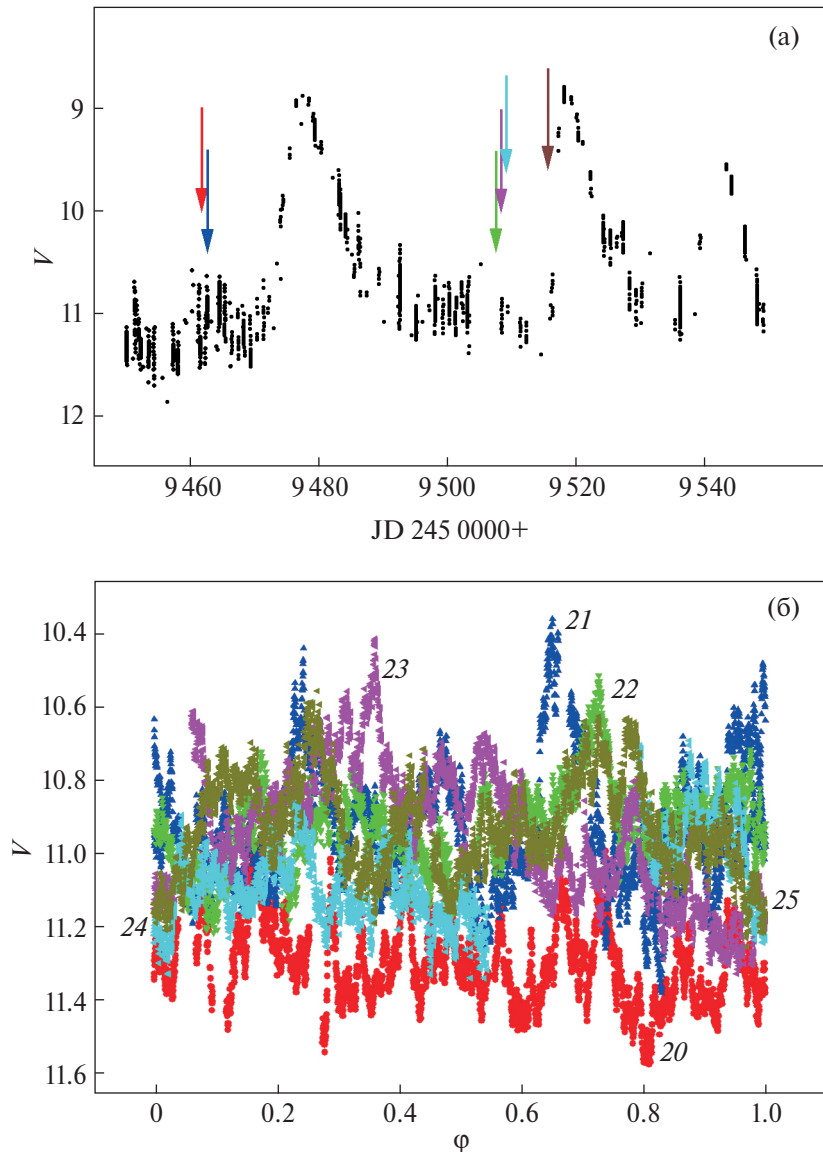


Рис. 8. Вспышечные кривые блеска SS Cyg по данным AAVSO в сентябре-октябре 2021 г. (вверху). Стрелками отмечены моменты наших наблюдений. Внизу — кривые блеска системы в этот период времени, свернутые с эфемеридами (2). Цифрами возле кривых указаны номера сетов согласно табл. 2: 20 — 06.09.2021 (JD 9464), 21 — 07.09.2021 (JD 9465), 22 — 20.10.2021 (JD 9508), 23 — 21.10.2021 (JD 9509), 24 — 22.10.2021 (JD 9510), 25 — 26.10.2021 (JD 9514).

ваемом сете полученное значение ϕ округлялось до 2-го знака после запятой.

4. Далее из каждого $\Delta m(\phi)$ вычиталось значение средней кривой $m_{mean}(\phi)$ в данной фазе согласно табл. 3. Вторичные отклонения обозначены $\delta m(\phi)$ или $\delta m(t)$. На рис. 9а показана полученная от времени кривая блеска $\delta R_c(t)$ в звездных величинах. Хорошо видна вторичная волна, возникающая вследствие изменений текущих параметров компонентов SS Cyg (размера и температуры аккреционного диска, газовой струи, горячего пятна и, возможно, температуры вторичной) даже за один орбитальный цикл. Похожие вторичные волны видны

и в других сетях. Сплошной (оранжевой) линией показана сглаженная вторичная волна $m_{def}(t)$.

5. Затем из каждого значения $\delta m(t)$ вычиталась соответствующая рассматриваемому моменту времени величина $m_{def}(t)$, и на выходе получается кривая остаточных отклонений $\delta' m(t)$. Вид полученной кривой для сета JD 8655 показан на рис. 9б. В результате мы получаем вариации блеска относительно уровня 0.0^m .

6. На следующем этапе вычислялся спектр мощности для приведенных на рис. 9б остаточных отклонений согласно методу Лафлера—Кинмана. Соответствующая зависимость спектра мощности

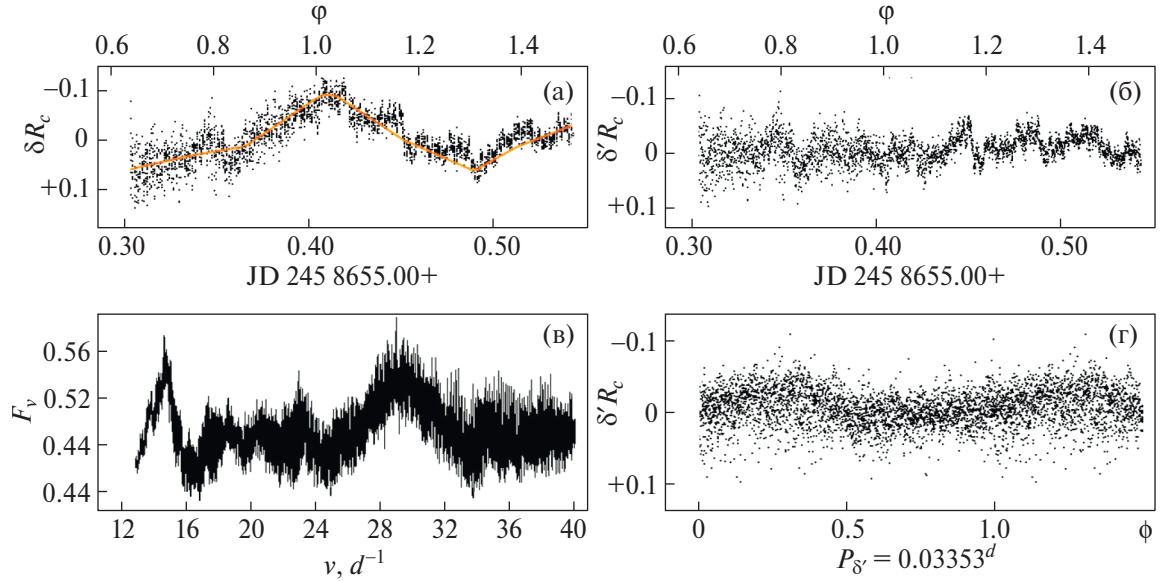


Рис. 9. а) Зависимость от времени отклонений данных δR_c , полученных в сети JD 8655, от средней орбитальной кривой блеска (табл. 3), сплошной (оранжевой) линией показана вторичная волна $m_{\text{def}}(t)$. Результат ее вычитания из наблюдений δR_c — остаточные отклонения, $\delta' R_c(t)$, приведен на панели (б); на верхней оси панелей (а) и (б) указаны орбитальные фазы наблюдений согласно (2); в) спектр мощности для приведенных на (б) остаточных отклонений, полученный по методу Лафлера-Кинмана; г) свертка остаточных отклонений $\delta' R_c$ с периодом $P = 0.0335301^d$ ($\nu = 29.8239 \text{ сут}^{-1}$), начальная эпоха произвольна.

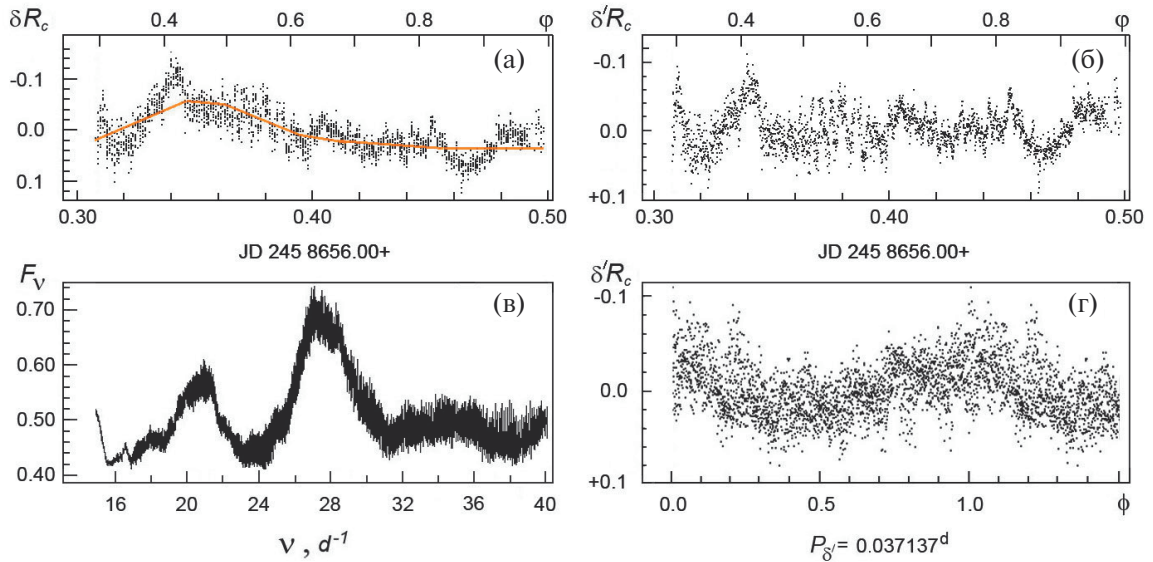


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для наблюдений в сети JD 8656. Свертка остаточных отклонений на панели (г) выполнена с периодом 0.037137^d ($\nu = 26.9273 \text{ сут}^{-1}$), начальная эпоха произвольна.

от частоты (в единицах сут^{-1}) показана на рис. 9в. Максимум для данного сети расположен на значении периода $P_{\delta'} = 0.03353^d \pm 0.00150^d$ (соответствующая частота $\nu_{\delta'} = 29.82 \text{ сут}^{-1}$). На периодограмме также виден пик двойной волны ($\nu_{2\delta'} \sim 14.7 \text{ сут}^{-1}$, $P_{2\delta'} = 0.068^d$). На рис. 9г показана свертка остаточных отклонений $\delta' R_c$ в сети JD 8655 с периодом 0.03353^d , начальная эпоха произвольна.

На рис. 10 и 11 приведены аналогичные зависимости для сетей JD 8656 и 8658 в фильтре R_c .

По приведенной выше схеме был выполнен поиск характерных времен фликкеринга для наблюдений в фильтре V . Использовался диапазон частот $13\text{--}40 \text{ сут}^{-1}$ (что соответствует пробным периодам $0.025\text{--}0.077^d$), сдвиг по фазе 0.0005^d . Полученные в результате значения характерных времен фликке-

Таблица 4. Характеристики фликкеринга в системе SS Cyg в 2019–2021 гг.

JD2450000+	Фильтр	$\bar{m}$	P_{δ} , сут	A_{δ} , mag	Примечание
8655	R_c	9.66	0.034(2)	0.10(3)	*
8656	R_c	9.98	0.037(2)	0.12(4)	
8658	R_c	10.28	0.040(2)	0.24(6)	Ниспадающая ветвь вспышки
8660	V	10.85	0.062(3)	0.28(9)	*: в июне 2019 г.
8661	V	11.18	0.055(3)	0.23(7)	*
8662	V	11.36	0.056(3)	0.38(7)	
8796	V	10.95	0.051(5)	0.24(6)	* Нижняя часть ниспадающей
8798	V	11.53	0.031(3)	0.45(20)	* ветви вспышки в ноябре
8800	V	11.69	0.052(4)	0.40(10)	2019 г.
8988	V	9.80	0.027(2)	0.12(3)	* Ниспадающая ветвь вспышки
8993	V	10.59	0.034(3)	0.35(7)	в мае 2020 г.
9001	V	11.36	0.064(3)	0.47(5)	*
9094	V	10.36	0.043(2)	0.50(1)	Минимум между вспышками
9095	V	10.60	0.037(3)	0.47(1)	max JD 9083 и max 9115
9125	V	10.40	0.035(3)	0.22(6)	* Минимум между вспышками
9150	V	10.58	0.037(3)	0.30(5)	* max JD 9115 и max 9153
9165	V	11.11	0.037(3)	0.55(15)	Минимум между вспышками
9173	V	11.18	0.057(3)	0.45(12)	max JD 9153 и max 9181
9217	V	9.05 (~8.95)	0.0097(7)	0.08(2)	Плато перед вспышкой max JD 9220, $\phi \sim 0.9-1.1$
9464	V	11.30	0.061(4)	0.3(1)	*: Минимум перед вспышкой
9465	V	10.94	0.062(4)	0.5(1)	max JD 9477 в области локального роста блеска на $\sim 0.5^m$
9508	V	10.92	0.057(5)	0.35(10)	Минимум перед вспышкой
9509	V	10.94	0.067(4)	0.55(10)	max JD 9518
9510	V	11.07	0.043(5)	0.3(1)	
9514	V	10.93	0.048(4)	0.4(1)	

Примечание. Звездочкой (*) в таблице обозначены сеты, в которых в период нижнего соединения красного карлика (область $\phi \sim 0.9-1.2$) амплитуда мерцаний снижалась в несколько раз по сравнению с остальными участками орбитальной кривой блеска. Запись вида «max JD 9518» означает ближайший к датам группы сетов максимум вспышки, произошедшей в момент JD 245 9518.

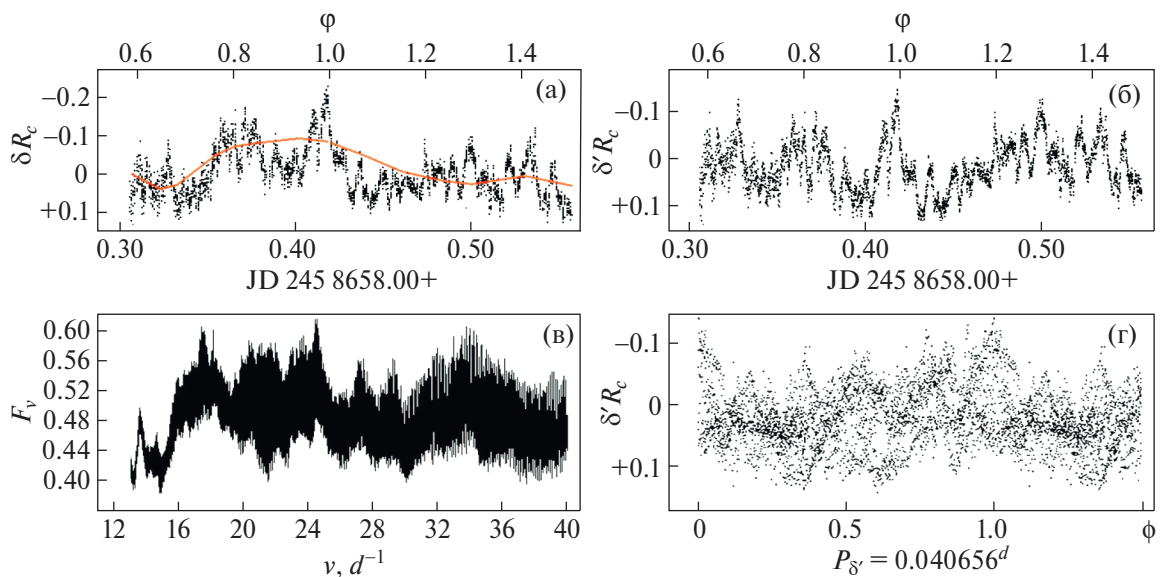


Рис. 11. То же, что на рис. 9, для наблюдений в сети JD 8658. Свертка остаточных отклонений на панели (г) выполнена с периодом 0.040656^d ($v = 24.5966 \text{ сут}^{-1}$), начальная эпоха произвольна.

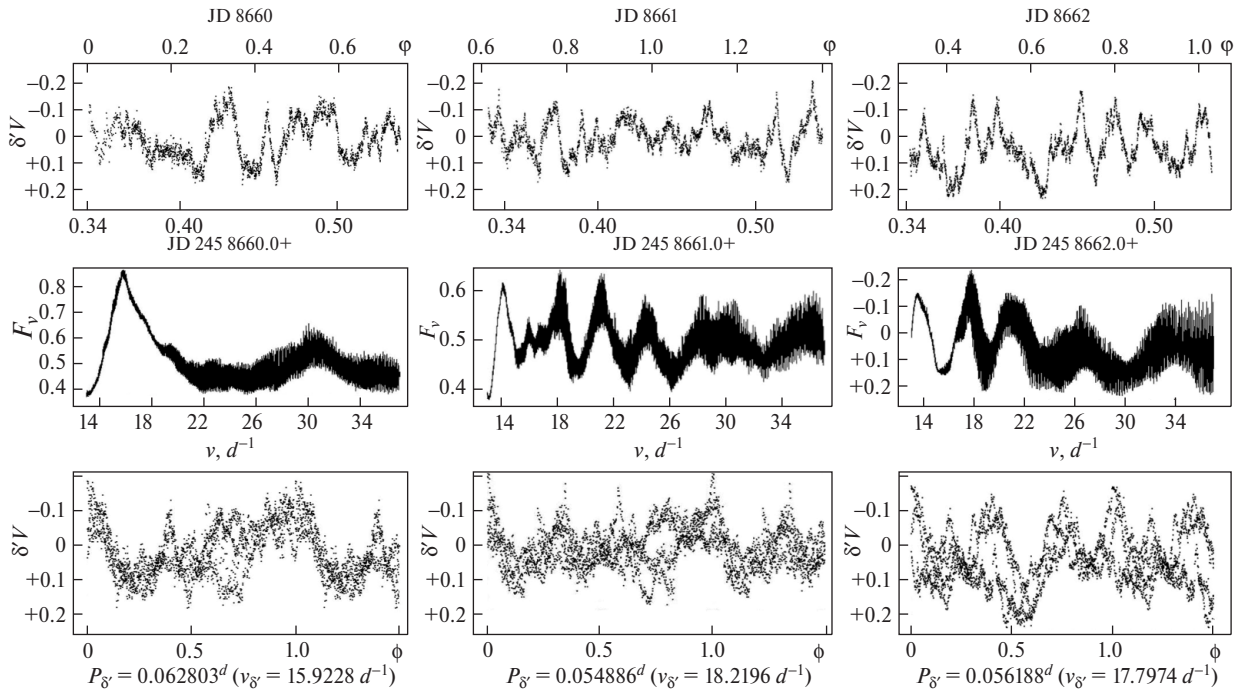


Рис. 12. Вверху — зависимость от времени остаточных отклонений $\delta'V(t)$, полученных путем вычитания вторичной волны из данных δV (аналог рис. 10 (б)), в центре — спектр мощности для этих остаточных отклонений и внизу — свертка $\delta'V(\phi)$ с полученным периодом (указаны на рисунках) для трех сетов июньской вспышки 2019 г.

ринга и их амплитуды приведены в табл. 4. Кривые остаточных отклонений, свернутые с полученными в соответствующих сетах значениями периодов, приведены в разделе 7.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ, СВЯЗЬ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН ФЛИККЕРИНГА С УРОВНЕМ БЛЕСКА СИСТЕМЫ

Согласно рис. 3б, весь массив полученных наблюдений можно разделить на 5 групп.

Первая группа наших наблюдений, состоящая из 6 сетов, относится к июньской вспышке 2019 г. (рис. 4а), 3 сета в фильтре R_c были получены вблизи максимума вспышки, в самом начале падения блеска. Остальные 3 сета получены в фильтре V , они расположены примерно посередине между максимумом и минимумом блеска ниспадающей кривой, в районе $10.8\text{--}11.4^m$. Сравнение звездных величин по данным AAVSO в фильтрах R_c и V показало разницу между R_c и V блеском системы $\sim 0.2^m$ в период наших R_c -наблюдений. Такая разница, как будет показано далее, мало влияет на вид зависимости характерного времени фликкеринга и его амплитуды от уровня блеска системы в сете.

На рис. 12 показаны для трех сетов июньской вспышки 2019 г.: вверху — ход остаточных отклонений $\delta'V(t)$ от времени, полученных после вычитания

вторичной волны $V_{\text{def}}(t)$ из значений $\delta V(t)$ (аналог рис. 9б), спектр мощности для этих данных (в центре) и свертка остаточных отклонений $\delta'V(\phi)$ (внизу) с полученным периодом (указаны на рисунках). На рис. 13 показаны зависимости полученных значений характерного времени фликкеринга $P_{\delta'}$ (рис. 13а) и их полных амплитуд $A_{\delta'}$ (рис. 13б) от среднего уровня блеска $\bar{m}$. За исключением одного отскочившего наблюдения из зависимости $P_{\delta'}(m)$ для значения $\bar{m} \sim 10.85$ (рис. 13а), для остальных данных наблюдается устойчивый рост периода фликкеринга $P_{\delta'}$ и их амплитуды $A_{\delta'}$ в ходе затухания вспышки.

Вторая группа — это наблюдения 8–12 ноября 2019 г. (JD 8796–8800, рис. 4б). Они были выполнены уже после окончания вспышки, максимум которой наблюдался в период JD 8786.9–8788.5. На рис. 14 показаны зависимости, аналогичные рис. 12, для трех сетов конца ноябрьской вспышки 2019 г., вблизи минимума блеска. Характерные времена $P_{\delta'}$ фликкеринга для них не обнаруживают какой-либо зависимости от яркости системы (рис. 15а), при этом их амплитуда $A_{\delta'}$ (рис. 15б) сохраняет тенденцию к росту с уменьшением блеска SS Cyg.

Третья группа наблюдений пришлась на майскую вспышку 2020 г. (18, 23 и 31.05.2020, рис. 16, 17). Продолжительность сетов для этой группы не пре-

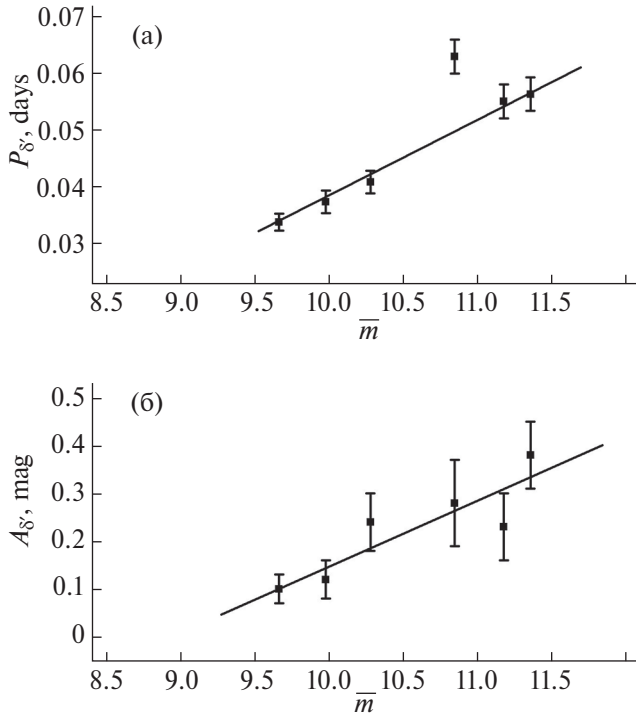


Рис. 13. Зависимости характерного времени фликкеринга P_{δ} (а) и их полной амплитуды A_{δ} (б) от среднего за ночь уровня блеска системы $\bar{m}$ на ниспадающей ветви вспышки в SS Суг в июне 2019 г. (JD 8655–8662, см. рис. 4 (а)).

вышает $\Delta\phi \sim 0.4P_{\text{orb}}$, поэтому точность среднего уровня блеска за ночь невелика, так как здесь не учтен вклад наблюдений оставшейся части орбитальной кривой. Первый сет попал в область вблизи максимума вспышки (JD 8988, рис. 6а), длина сета $\Delta\phi \sim 0.37P_{\text{orb}}$, оценки дают для среднего за ночь потока значение $\bar{V} \sim 9.80(5)$, фликкеринг практически отсутствует. Второй сет расположен в середине ниспадающей ветви вспышечной кривой (JD 8993, $\Delta\phi \sim 0.34P_{\text{orb}}$, $\bar{V} \sim 10.6(5)$), а третий (JD 9001, $\Delta\phi \sim 0.48P_{\text{orb}}$, $\bar{V} \sim 11.4(5)$) попал на минимум блеска между вспышками. Свертка данных в первом сете с периодом 0.0268^d показывает наличие большого количества возмущений на фоне низкоамплитудной ($A_{\delta} \sim 0.12^m$) кривой. Во втором сете к низкоамплитудным пульсациям добавляются стабильные модуляции блеска с периодом $P_{\delta} \sim 0.034^d$ и амплитудой до $A_{\delta} \sim 0.34^m$.

В третьем сете третьей группы (окончание вспышки, JD 9001, $\phi \sim 0.0$ – 0.5) первая часть кривой $\delta'V(t)$ попадает в область вблизи прохождения вторичного компонента по аккреционному диску, что в данном случае подтверждает вывод, сделанный в работе [19], а именно: во время затмения белого карлика в КН амплитуда фликкеринга невелика, подтверждая его связь с компактным объектом или

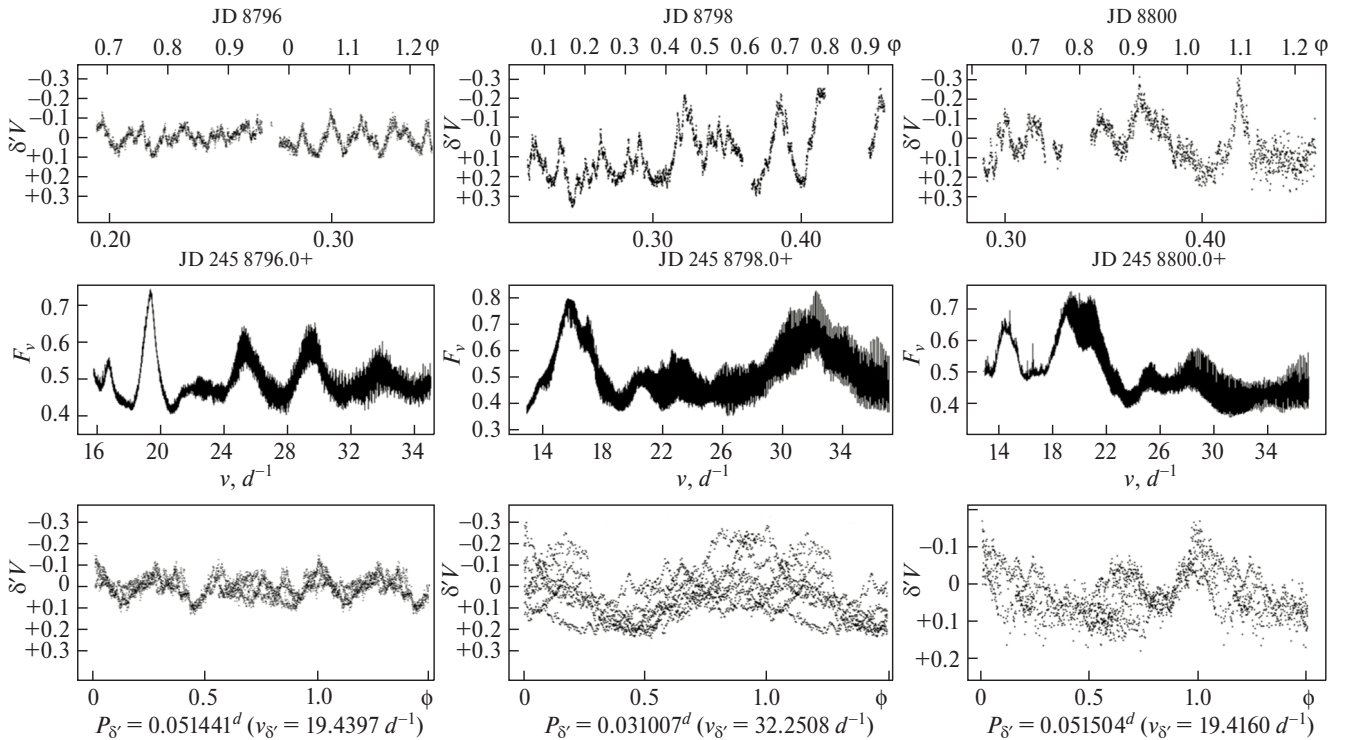


Рис. 14. То же, что на рис. 12, для трех сетов, полученных в конце ноябрьской вспышки 2019 г.

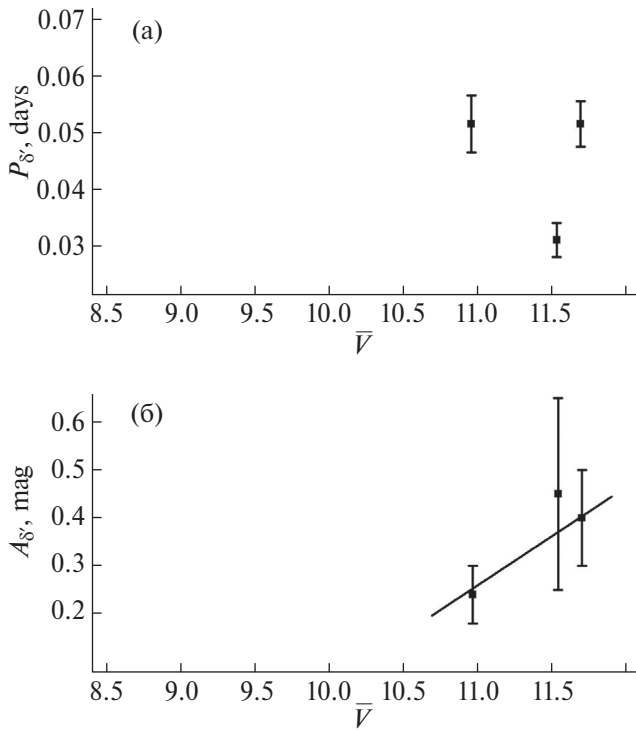


Рис. 15. То же, что на рис. 13, для наблюдений на ниспадающей ветви вспышки SS Cyg в ноябре 2019 г. вблизи ее минимума (см. рис. 4 (б)).

диском вокруг него. Также возможен вариант затмения источника фликкеринга краем диска. Соответственно, свертка наблюдений этого сета показывает наложение низкоамплитудного шума на высо-

коамплитудные ($A_g \sim 0.47^m$) модуляции с периодом $P_g \sim 0.0636^d$.

Четвертая группа наблюдений получена во время серии коротких вспышек осенью 2020 г. Максимумы этих 5 вспышек (рис. 7а) пришлись на даты JD 9083, 9115, 9153, 9181 и 9220. Шесть сетов, полученных нами осенью 2020 г., попадают в области минимумов между вспышками ($V \sim 10.5\text{--}11^m$): JD 9094 и 9095, JD 9125 и 9150, JD 9165 и 9173. Перед последней, пятой, вспышкой этого периода (JD 9220, 05.01.2021) блеск системы показывал плато на уровне $\bar{V} \sim 9^m$ в период JD 9212–9218. Наблюдения (JD 9217) были выполнены во время, когда блеск системы оказался в этой области перед максимумом. На рис. 18 представлены спектры мощности для наблюдений в минимумах блеска между вспышками, показывающие в 5 случаях присутствие двух близких гармоник, сравнимых по амплитуде. Свертка данных проводилась с тем периодом, который в спектре мощности формально имел большую амплитуду. Полученные фазовые кривые показывают на фоне основной волны вторичную, особенно это заметно для сетов JD 9094 и 9095. На рис. 19 приведены остаточные отклонения $\delta'V$ в зависимости от времени, спектр мощности, построенный по методу Лафлер–Кинмана, и свертка с периодом фликкеринга $P_g = 0.009734^d$ для сета JD 9217. Сет JD 9217, расположенный на плато вблизи максимума 5-й вспышки, содержит наблюдения на фазах $\phi \sim 0.89\text{--}1.01$, когда

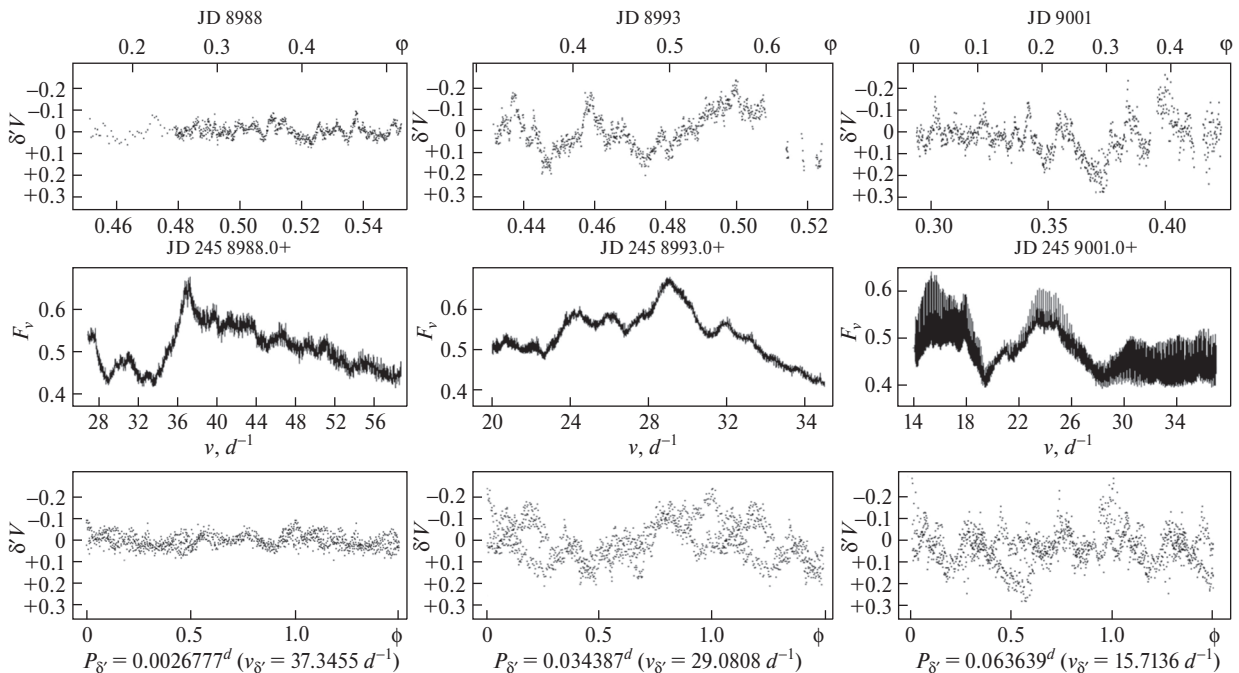


Рис. 16. То же, что на рис. 12, для трех сетов, полученных в ходе майской вспышки 2020 г.

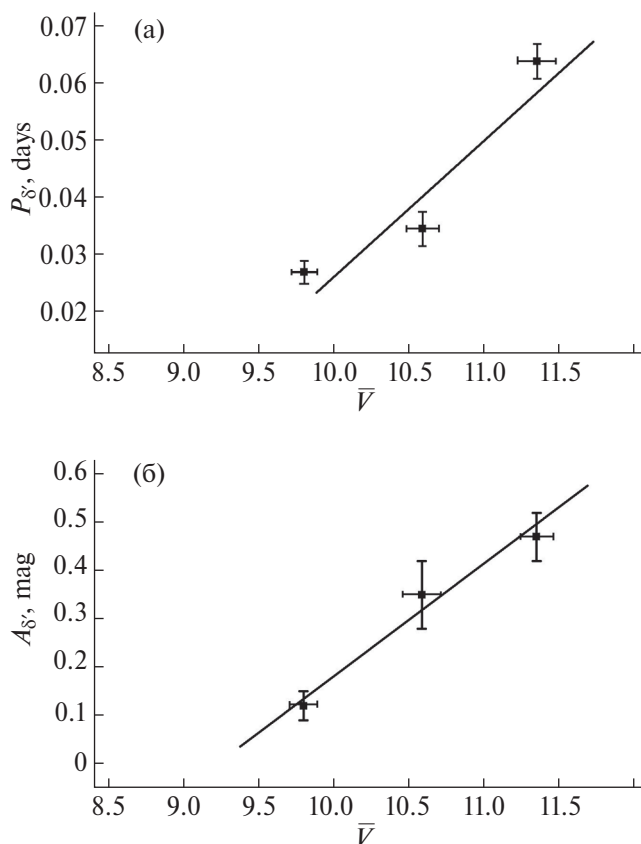


Рис. 17. То же, что на рис. 13, для наблюдений на ниспадающей ветви вспышечной кривой SS Cyg во время майской вспышки 2020 г. (см. рис. 6а) для сетов, полученных вблизи максимума блеска, в середине ниспадающего крыла и минимуме блеска после окончания вспышки.

наблюдается прохождение вторичного компонента по краю аккреционного диска. Согласно [19], амплитуда фликкеринга в этой части орбитального цикла невелика. В наших наблюдениях данный факт не всегда имеет место (см., напр., JD 8658, 8661, 8662, 8800, 9095, 9165, 9173), фликкеринга, значимого по амплитуде, на плато нет (рис. 7а), колебания блеска не превышают $\sim 0.2^m$, т.е., скорее всего, они связаны с орбитальной переменностью (рис. 2). В этом случае средний за ночь уровень блеска системы составит $\bar{V} \sim 8.95$. Так что показанные линиями на рис. 20 зависимости характерного времени $P_8(\bar{V})$ и амплитуды фликкеринга $A_8(\bar{V})$ от среднего блеска $\bar{V}$, проведенные через точку JD 9217, вполне надежны.

Наконец, *пятая группа* наблюдений была получена в сентябре-октябре 2021 г. (JD 9464, 9465, 9508–9510 и 9514). В этот период произошли две вспышки, даты их максимумов — JD 9477 и 9518 (рис. 8а). К сожалению, все наши наблюдения, как и для 4-й группы, пришлось на моменты минималь-

ного блеска между вспышками (спокойное состояние системы). На рис. 21 приведены спектры мощности и свертки с найденным значением периода фликкеринга для каждого сета 5-й группы, на рис. 22 — зависимости между характерным временем фликкеринга $P_8(\bar{V})$ (рис. 22а) и их амплитудой $A_8(\bar{V})$ (рис. 22б) от среднего за ночь уровня блеска системы $\bar{V}$ в минимумах блеска между вспышками SS Cyg осенью 2021 г.

Видно, что все сетовые наблюдения попадают в узкий диапазон блеска, $\bar{V} \sim 10.9–11.3^m$, какой-либо явной зависимости не наблюдается, но можно сделать вывод, что характерное время фликкеринга варьируется в диапазоне $P_8(\bar{V}) \sim 0.042–0.062^d$, а их амплитуды — $0.4–0.6^m$. Заметим, что за исключением сета JD 9464, для всех остальных дат наблюдается четкая модуляция с соответствующим периодом. Для наблюдений в дату JD 9464, когда средний блеск систем $\bar{V} \sim 11.3^m$ минимален в 5-й группе (рис. 8а), амплитуда фликкеринга также минимальна. В 4 других сетах средний блеск системы варьировался в диапазоне $\bar{V} \sim 10.92–10.94^m$, при этом периоды фликкеринга менялись от 0.042^d до 0.067^d , а их амплитуды — от 0.35^m до 0.55^m .

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как отмечалось во Введении, физическая природа фликкеринга является до конца неизученной. Предполагается, что его причиной может служить суперпозиция квазирегулярных вспышечных процессов с процессами, носящими случайный характер. В частности, практическое отсутствие фликкеринга во время затмения белого карлика в КП НТ Cas [19], по мнению Баптисты и др., свидетельствует о его связи с компактным объектом или диском вокруг него.

Для проверки этого утверждения для SS Cyg мы построили схематичное изображение системы с параметрами из нашей работы [43]: $q = 1.5$, $i = 52.5^\circ$, для значений радиуса диска $R_d/\xi = 0.42$, 0.64 и 0.75 (ξ — расстояние между центром масс белого карлика и внутренней точкой Лагранжа L_1), в орбитальных фазах $\phi = 0.0$ и 0.5 (рис. 23). Видно, что уже при достижении максимального значения радиуса диска $R_d \sim 0.64\xi$, полученного при решении обратной задачи определения параметров системы в рамках классической модели [43] по средним BV -кривым блеска, проекция на картинную плоскость тела красного карлика при $i = 52.5^\circ$ лишь касается нижнего края диска, практически не вызывая даже его частичного затмения. Только при радиусе диска $R_d/\xi \sim 0.75$ затмевается большая часть горячего пятна и часть боковой поверхности диска. Внутренняя

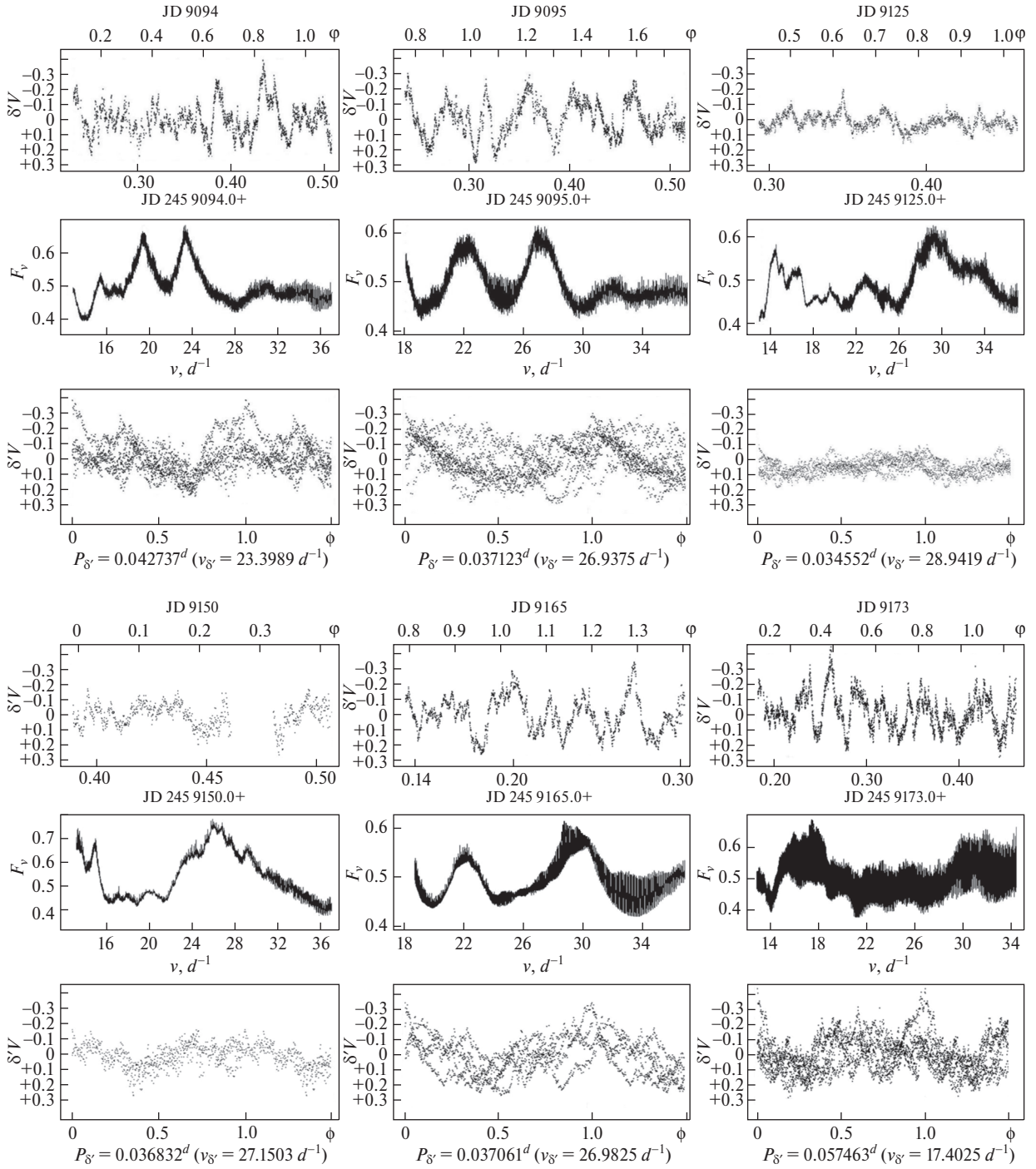


Рис. 18. То же, что на рис. 12, для шести сетов, полученных в периоды минимального блеска между короткими осенними вспышками 2020 г. (см. рис. 7 (а)).

часть диска не затмевается даже при очень больших радиусах.

Тестовые расчеты показали также, что данный вывод весьма слабо зависит от отношения масс компонентов q . Наименьшее значение отношения масс $q = M_{wd}/M_{rd}$ было определено в спектральных исследованиях Каули и др. [53]: они получили при неко-

торых предположениях значение q , равное $q \sim 1.0-1.1$ для наклонения орбиты $i \sim 35^\circ-45^\circ$. При таком наклонении орбиты затмение диска в принципе наблюдаться не может. Даже при $i \sim 53^\circ$ схематические изображения системы вблизи $\phi \sim 0$ при радиусе диска $R_d \sim 0.64\xi$ и $q = 1.1$ не показывают затмения даже небольшой части диска. На качественном уровне ситуация подобна той, что изображена на

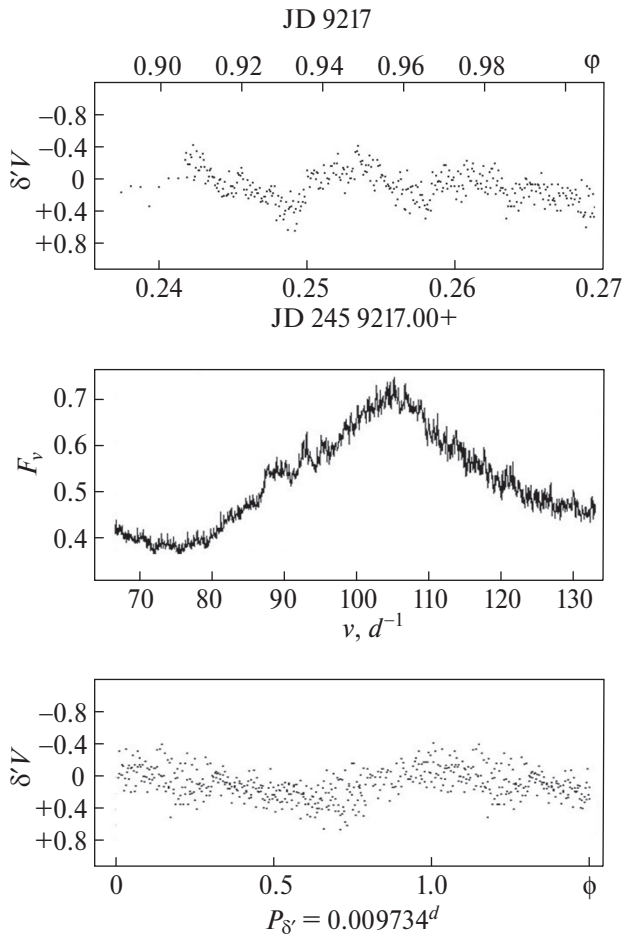


Рис. 19. То же, что на рис. 12, для короткого сета наблюдений JD 9217, полученного перед максимумом вспышки SS Суг в январе 2021 г. (см. рис. 7 (а)). Свертка остаточных отклонений на панели (внизу) выполнена с периодом 0.009734^d ($v = 102.7327$ сут $^{-1}$), начальная эпоха произвольна.

рис. 23 (верхняя панель, центр): проекция поверхности К-звезды на картинную плоскость лишь касается нижнего края диска. Это естественно, поскольку увеличение размера звезды при уменьшении q сопровождается уменьшением размеров полости Роша белого карлика и, соответственно, уменьшением радиуса диска, расположенного внутри нее.

Заметное уменьшение фликкеринга в нижнем соединении красного карлика наблюдалось и в наших наблюдениях. В табл. 4 звездочками в столбце “Примечание” обозначены сеты, в которых в период нижнего соединения красного карлика (область $\phi \sim 0.9–1.1$) амплитуда фликкеринга снижалась в несколько раз по сравнению с остальными участками орбитальной кривой блеска, т.е. здесь источник фликкеринга (или его часть) затмевался телом красного карлика (соответствующие кривые блеска

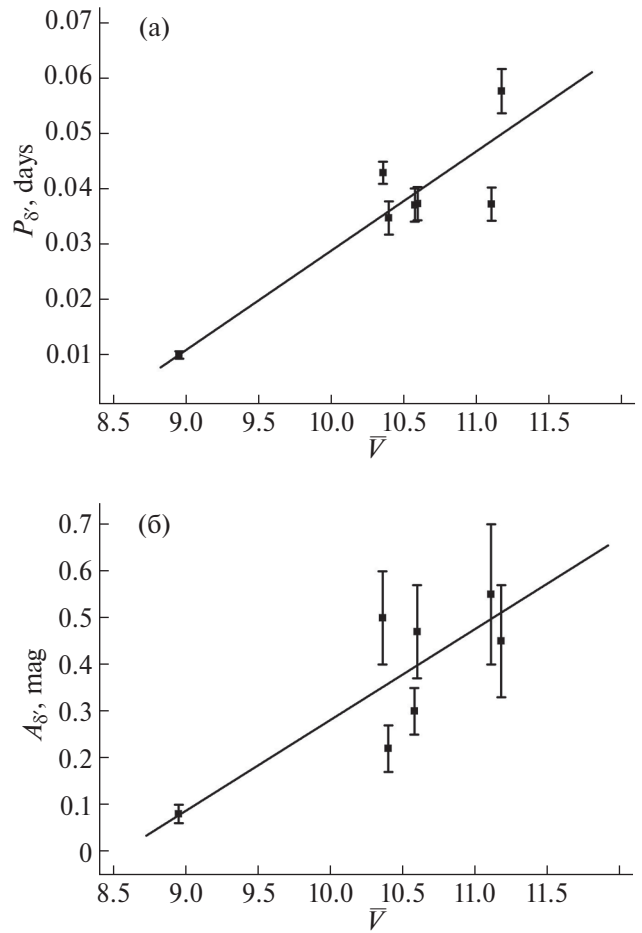


Рис. 20. То же, что на рис. 13, для сетов на ниспадающей ветви вспышечной кривой SS Суг осенью 2020 г. (см. рис. 7 (а)).

можно видеть на рис. 9, 12 (центр), 14 (слева), 16 (справа) и 19). При выходе из области фаз $\phi \sim 0.9–1.1$ амплитуда фликкеринга увеличивалась. Из табл. 4 также следует, что явной зависимости между яркостью системы и фактом затмения источника фликкеринга нет, хотя при росте блеска системы его величина в целом уменьшается, и на этом фоне спад амплитуды фликкеринга в фазах $\phi \sim 0.9–1.1$ менее заметен.

Итак, источник фликкеринга должен соответствовать ряду условий: во-первых, видимости во всех орбитальных фазах и, во-вторых, иногда (по-видимому, при большом радиусе диска) затмеваться во время нижнего соединения красного карлика. Рассмотрим, где он может быть расположен в рамках модели, использованной для построения схематических изображений системы [54].

Это не может быть внутренняя часть диска, поскольку, хотя она и видна во время всего орбитального цикла, второму условию она не соответствует. Это не может быть горячее пятно, так как хотя в фа-

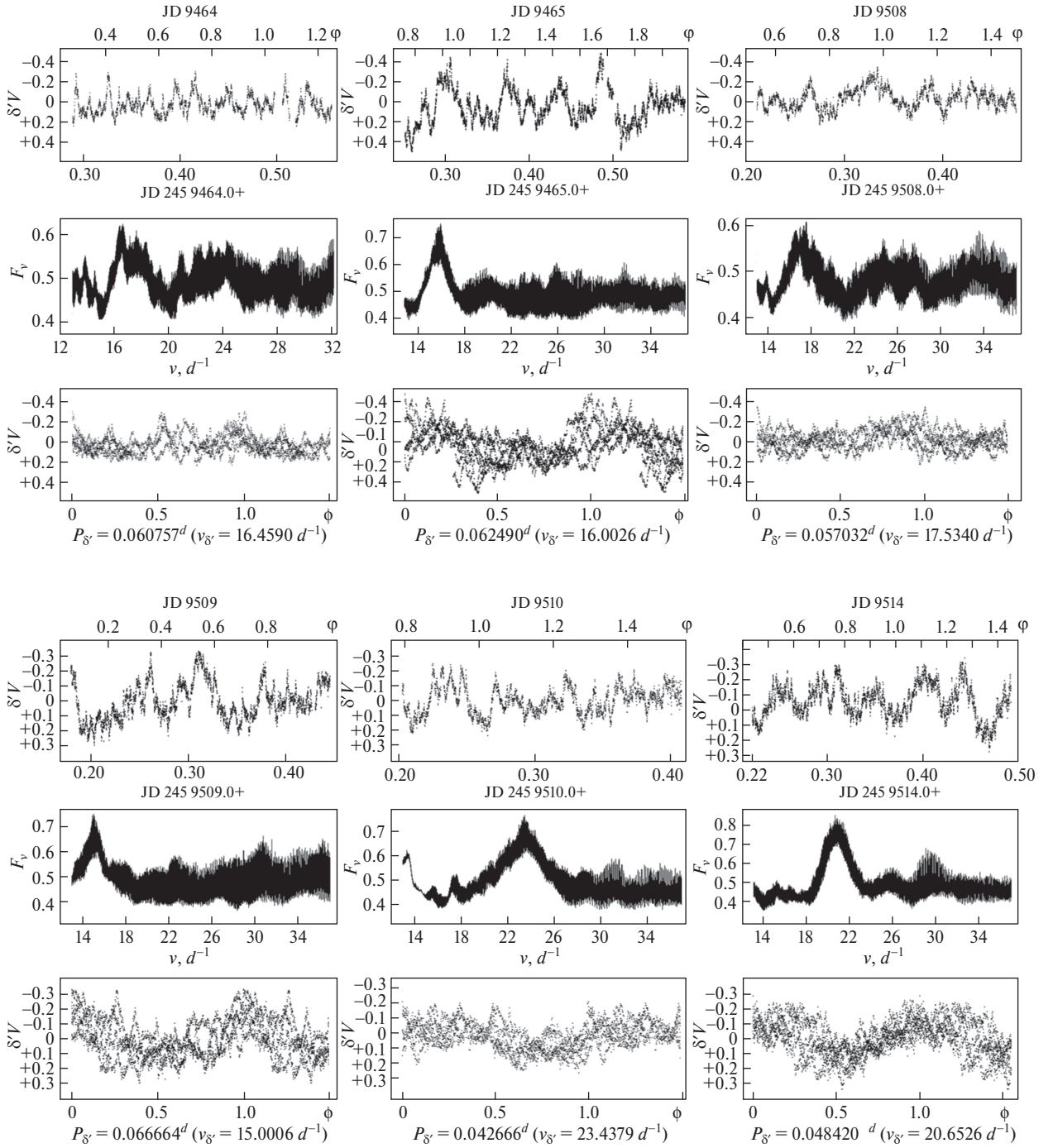


Рис. 21. То же, что на рис. 12, для шести сетов наблюдений, полученных в спокойном состоянии системы между осенними вспышками 2021 г. (см. рис. 8 (а)).

зах $\phi \sim 0$ оно при большом радиусе диска вполне может затмеваться, но в фазах $\phi \sim 0.4-0.6$ пятно не видно наблюдателю (оно расположено в нашей модели на боковой поверхности диска, справа от основания горячей линии, показано на рис. 23 коричневым цветом). Это не может быть область вблизи внутренней точки Лагранжа L_1 , так как она тоже не затмевается краем диска ни при каких его радиусах для использованных нами параметров системы ($q, i,$

R_d), что также наглядно показано на рис. 23 (центральная панель). Единственной структурой, которая может затмеваться на фазах $\phi \sim 0.9-1.1$, но при этом будет видна в остальных орбитальных фазах цикла, в том числе на фазах $\phi \sim 0.4-0.6$, это газовый поток, причем та его часть, которая не примыкает к диску.

Напомним, что из себя представляет структура, обозначенная на схемах в нашей модели, как газовый поток.

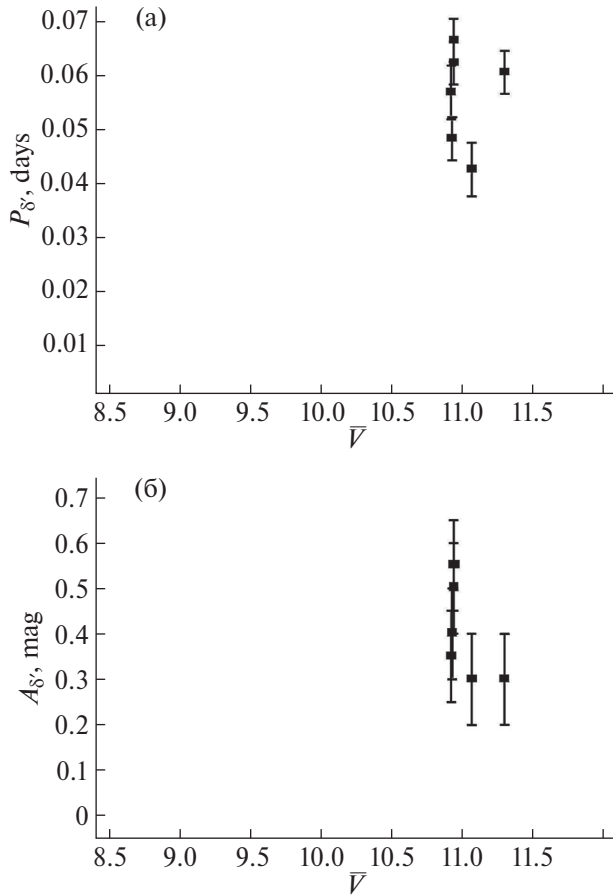


Рис. 22. То же, что на рис. 13, для шести сетей в минимумах блеска между вспышками в системе осенью 2021 г. (см. рис. 8 (a)).

Газодинамические исследования установившейся картины течения вещества в полуразделенных двойных системах показывают, что взаимодействие струи и диска является безударным [55, 56, 57, 58, 59, 61, 60]. Ударная волна возникает, но лишь в узкой области вдоль края струи, как следствие взаимодействия набегающих потоков диска и околосистемного гало с веществом струи. Переработка выделяющейся энергии приводит к формированию протяженной области повышенного энерговыделения, совпадающей с поверхностью оптически непрозрачной части газового потока. Авторы этой модели [55] дали ей название “горячая линия”, несмотря на объемный (трехмерный) характер протяженного района ударной волны, с целью подчеркнуть отличие природы энерговыделения в этой модели и области его локализации от характера и расположения области энерговыделения в общепринятой модели “горячего пятна”, в которой предполагается ударное столкновение газовой струи с боковой поверхностью аккреционного диска. В разработанном на основе этих газодинамических расчетов программном коде [54]

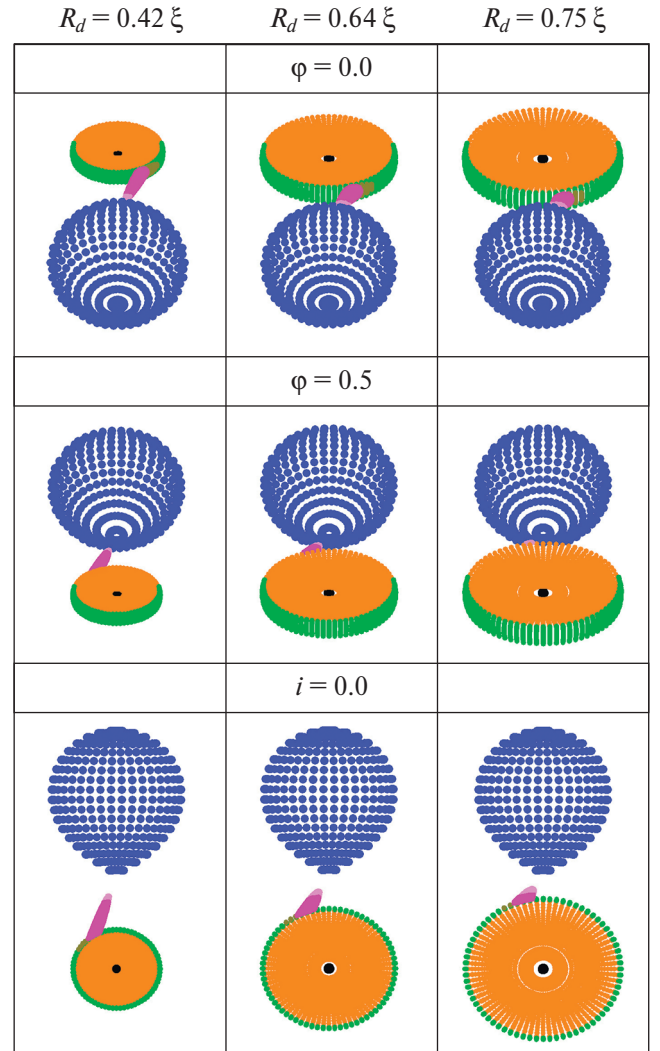


Рис. 23. Схематичное изображение системы SS Cyg, построенное с параметрами из работы [43]: $q = 1.5$ и $i = 52.5^\circ$ для трех значений радиусов диска $R_d = 0.42\xi$, 0.64ξ и 0.75ξ в орбитальных фазах $\phi = 0.0$ и 0.5 . На нижней панели представлены изображения системы в картинной плоскости, $i = 0^\circ$ для $\phi = 0.0$. Разными цветами показаны элементарные площадки на поверхностях: оптической звезды (синий), внутренней (оранжевый) и боковой (зеленый) частях диска, газового потока (малиновый), горячего пятна (коричневый) и белого карлика в центре диска (черный).

оптически непрозрачная часть протяженной области повышенного энерговыделения аппроксимировалась усеченным эллипсоидом, большая ось которого совпадала с осью газовой струи. Основные особенности морфологии течения вещества в полуразделенной двойной системе со стационарным “холодным” диском ($T_{\text{eff}} \sim 10000\text{--}15000\text{ K}$) описаны в работах [58, 62].

Область ударного взаимодействия струи и гало имеет сложное строение. Удаленные от диска части

гало имеют малую плотность, ударная волна, вызванная их взаимодействием со струей, лежит вдоль края струи. Протяженность этой структуры достаточно большая. По мере увеличения плотности газа гало ударная волна изгибается, в результате занимая положение на боковой поверхности диска на подветренной стороне струи. В месте взаимодействия газ гало и газ струи проходят через ударные волны, соответствующие своему потоку, смешиваются, и это вещество движется вдоль тангенциального разрыва между двумя ударными волнами, нагревая вещество на подветренной стороне диска, образуя аналог классического горячего пятна (помечено коричневым цветом на наших схемах).

Схематические изображения системы SS Cyg (рис. 23) показывают, что газовый поток может быть виден во всех орбитальных фазах. Исключением является лишь вариант с диском очень большого радиуса (рис. 23, центральная панель, $R_d = 0.75\xi$) и область потока вблизи края диска (нижнее соединение диска, $\varphi \sim 0.5$). Характеристики струи (ее размеры — длина и толщина у основания диска, ориентация, температуры с наветренной и подветренной сторон, протяженность ударной волны и пр.) различны даже для одной и той же системы в зависимости от уровня ее активности. К примеру, длина газового потока зависит от радиуса диска; толщина струи и ее ориентация — от темпа истечения вещества из звезды: если скорость истечения вещества из красного карлика достаточно большая, то струя тоньше, чем при более низкой скорости. Учитывая качественный характер нашего анализа, для построения приведенных на рис. 23 изображений менялся только радиус диска, параметры струи выбраны для всех изображений одинаковыми. Рост светимости системы $\bar{m}$ связан с увеличением радиуса диска и его температуры [63].

Что может вызвать фликкеринг в области газовой струи? Например, сгусток вещества с плотностью более высокой, чем в окружающем его газовом потоке. Взаимодействие околодискового гало с невысокой плотностью с таким сгустком может вызывать как ударную волну на его поверхности, приводя к вспышке, тем ярче (до $\sim 0.5^m$, что в 2.5 раза больше амплитуды эллипсоидальной кривой блеска красного карлика; вклад диска и стабильной горячей линии дают постоянную добавку в суммарный поток при отсутствии затмений), чем ближе сгусток к краю диска, так и его циклические перемещения внутри газовой струи из-за разницы давлений. Это, в свою очередь, приведет к колебаниям блеска горячей линии и яркости системы в целом. Рост плотности

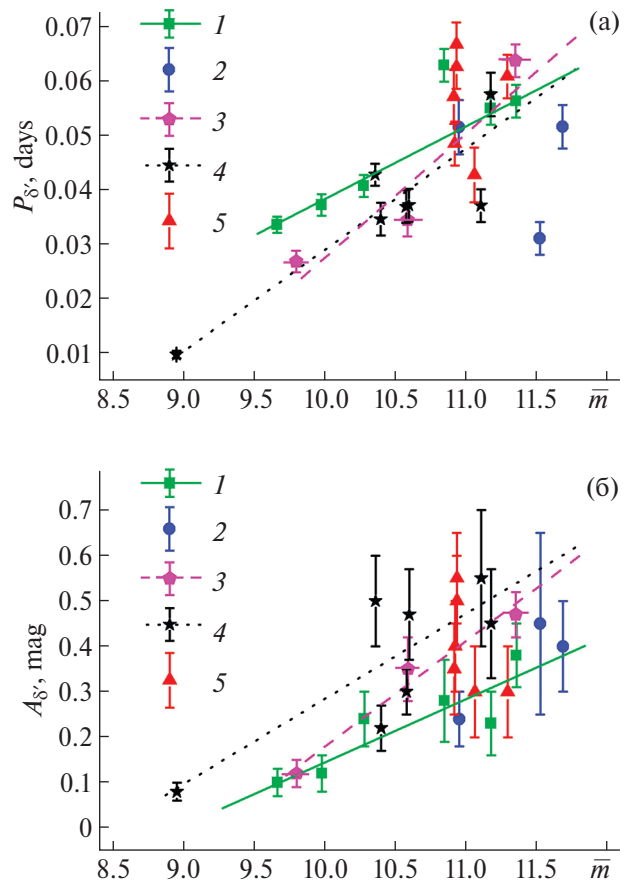


Рис. 24. Зависимости для всех 5 групп наблюдений в период 2019–2021 гг., цифры указывают номер группы.

околодискового гало ведет к росту амплитуды фликкеринга (например, рис. 14, JD 8798 и 8800). С приближением к краю диска, где из-за роста плотности набегающего вещества мощность ударной волны максимальна, такие вариации блеска могут стать хаотичными из-за смешивания ударных волн диска с неоднородным газовым потоком.

Характерное время циклических колебаний блеска горячей линии зависит от среднего радиуса сечения газового потока: в используемой нами модели он растет с ростом расстояния от L_1 . При значениях радиуса диска $\sim 0.4\xi$ он формально в ~ 1.5 раза больше, чем при диске с радиусом $\sim 0.7\xi$ в зоне околодискового гало. Большой радиус диска может быть связан как с более высоким темпом истечения вещества из красного карлика, так и с замедлением скорости аккреции газа на белый карлик [63]. В первом случае это приведет к еще меньшему радиусу сечения струи на том же расстоянии от центра масс БК, что и при $R_d = 0.4\xi$. То есть на качественном уровне с увеличением радиуса диска характерное

время циклических вариаций блеска ГЛ будет уменьшаться. С другой стороны, изменение радиуса диска будет влиять и на амплитуду фликкеринга: при $R_d = 0.4\xi$ плотность вещества в околосистемном гало будет выше, выделение энергии в ударной волне при столкновении дисковых струй со сгустком — больше. Изменение характера истечения вещества из красного карлика меняется со временем, это проявляется в том, что в каждой из наших групп наблюдений зависимость $P_8(m)$ индивидуальна (рис. 24). Заметим, что если сгустков в газовом потоке несколько, то при прохождении ими околосистемного гало будут наблюдаться биения (например, рис. 11, JD 8658). В отсутствие сгустков фликкеринга практически нет либо же он очень слабый (рис. 16, JD 8988; рис. 18, JD 9125).

Данная гипотеза лишь один из вариантов объяснения наблюдаемого фликкеринга. Надежные решения этой задачи можно получить из теоретических расчетов течения вещества в катаклизмических переменных.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены высокоскоростные наблюдения катаклизмической переменной SS Cyg в разных стадиях активности при разных уровнях ее блеска в период с июня 2019 г. по октябрь 2021 гг. с временным разрешением между двумя последовательными измерениями от 6 до 14 с в зависимости от используемой аппаратуры. Всего было получено ~8650 измерений в полосе R_c (3 сета) и ~49600 (22 сета) в полосе I . Весь массив наших наблюдений условно можно разделить на 5 групп по степени близости дат наблюдений друг к другу. В основном наблюдения были получены либо в неактивном состоянии между вспышками, либо на ниспадающей ветви кривой блеска после вспышки. Лишь несколько сетов пришлись на фазы вблизи максимума вспышки. Полученная нами база новых наблюдательных данных позволила провести не только качественный, но и количественный анализ наблюдений, и сделать выводы относительно характеристик аккреционных структур в различные моменты вспышечного цикла системы.

На основе новых наблюдений уточнено значение орбитального периода SS Cyg в 2019–2021 гг. $P_{\text{orb}} = 0.27408(2)^d$. Это величина оказалась на ~0.4% меньше значения периода $P_{\text{orb}} = 0.2751302^d$, полученного в результате анализа длительных фотометрических наблюдений системы в спокойном состоянии, выполненных 1983–1996 гг. [37, 42]. Ам-

плитуда средней орбитальной кривой блеска сохранилась на уровне 0.2^m в обоих фильтрах.

Анализ данных после учета орбитальной переменности и иных трендов, связанных с изменением параметров системы за ночь, показал присутствие циклических колебаний блеска, обычно до ~4–10 за орбитальный цикл — фликкеринг. Для большинства рядов наблюдений методом Лафлера-Кинмана определено такое значение периода колебаний в данном сете, при котором свертка наблюдений с полученным периодом показывала одиночную волну.

Полученные значения периодов фликкеринга и их амплитуд зависят от среднего уровня блеска системы: с ростом светимости обе эти величины линейно уменьшались: при блеске SS Cyg $\bar{m} \sim 9$ характерное время и амплитуда фликкеринга составили соответственно $P_8 \sim 0.01^d$ и $A_8 \sim 0.1^m$; с уменьшением блеска системы до $\bar{m} \sim 12^m$ они равны уже $0.06\text{--}0.07^d$ и $0.3\text{--}0.5^m$. В каждой из наших групп наблюдений зависимость $P_8(m)$ и $A_8(m)$ индивидуальна, разброс данных с падением блеска системы усиливался.

Чисто геометрические соображения показывают, что источник фликкеринга расположен в районе взаимодействия газового потока с околосистемным гало: только эта область в системе SS Cyg с параметрами (q, i, R_d) из работы [43] может затмеваться при больших радиусах диска и хорошо видна во всех остальных орбитальных фазах у этой системы. Для уточнения причины фликкеринга требуются как продолжительные высокоскоростные наблюдения катаклизмических переменных с другими параметрами (q, i, R_d) , так и газодинамические исследования поведения вещества между компонентами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена в рамках темы “Физика тесных двойных систем” (рук. академик А.М. Черепашук).

В нашем исследовании были использованы данные миссии TESS, взятые из архива В. А. Misulski (MAST) [49], созданного при поддержке NASA’s Science Mission Directorate. Авторы выражают искреннюю благодарность Б.С. Сафонову, В.В. Семенцову и А.В. Додину за полезное обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Fabbiano, L. Hartmann, J. Raymond, J. Steiner, G. Branduardi-Raymont, and T. Matilsky, **243**, 911 (1981).

2. *F. Giovannelli and L. Sabau-Graziati*, Mem. Soc. Astron. Ital. **70**(3–4), 987 (1999).
3. *G.T. Bathand and J.E. Pringle*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **194**, 967 (1981).
4. *Y. Osaki*, Publ. Astron. Soc. Pacific **26**, 429 (1974).
5. *F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister*, Astron. and Astrophys. **104**, 10 (1981).
6. *J.K. Cannizzo, P. Grosh, and J.C. Wheeler*, **260**, 83 (1982).
7. *R. Hoshi*, Publ. Astron. Soc. Japan **36**, 785 (1984).
8. *F. Giovannelli and I. G. Martinez-Pais*, Space Sci. Rev. **56**, 313 (1991).
9. *S. Scaringi*, arXiv:1311.6814 [astro-ph.GA] (2013).
10. *A. Bruch*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **503**(1), 953 (2021).
11. *I.J. Lima, C.V. Rodrigues, C.E. Ferreira Lopes, P. Szkody, et al.*, arXiv:2103.02007 [astro-ph.SR] (2021).
12. *J.I. Gonzalez Hernandez, R. Rebolo, and J. Casares*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **438**, L21 (2014).
13. *D.M. Russell, T. Shahbaz, F. Lewis, and E. Gallo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **463**, 2680 (2016).
14. *A. Bruch*, Astron. and Astrophys. **359**, 998 (2000).
15. *A. Bortoletto and R. Baptista*, Revista Mexicana Astron. Astrof. **20**, 247 (2004).
16. *T. Shahbaz, R.I. Hynes, P.A. Charles, C. Zurita, J. Casares, C. A. Haswell, S. Araujo-Betancor, and C. Powell*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **354**, 31 (2004).
17. *R.I. Hynes, P.A. Charles, J. Casares, C.A. Haswell, C. Zurita, and T. Shahbaz*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **340**, 447 (2003).
18. *D.M. Russell and R.P. Fender*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **387**, 713 (2008).
19. *R. Baptista, B. Borges, V. Kolokotronis, O. Giannakis, and C. J. Papadimitriou*, arXiv:1105.1382 [astro-ph.SR] (2011).
20. *P. Szkody*, **192**, L75 (1974).
21. *R.J. Stover*, Proc. of the Colloq. *White dwarfs and variable degenerate stars* (New York: University of Rochester, 1979), p. 489.
22. *M.F. Walker*, **248**, 256 (1981).
23. *P. Szkody*, **207**, 824 (1976).
24. *P. Szkody*, **217**, 140 (1977).
25. *A.V. Holm and J.C. Gallagher*, **192**, 425 (1974).
26. *S. Rappaport, W. Cash, R. Doxsey, J. McClintock, and G. Moore*, **187**, 5 (1974).
27. *I.D. Howarth, J. Brit. Astron. Assoc.* **88**, 458 (1978).
28. *G.T. Bath and J. van Paradijs*, Nature **305**, 33 (1983).
29. *J.K. Cannizzo and J.A. Mattei*, **401**, 642 (1992).
30. *J.K. Cannizzo*, **419**, 318 (1993).
31. *A.H. Joy*, **124**, 317 (1956).
32. *J. Echevarria, F. Diego, M. Tapia, R. Costero, E. Ruiz, L. Salas, L. Gutierrez, and R. Enriquez*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **240**, 975 (1989).
33. *F.V. Hessman, E.L. Robinson, R.E. Nather, and E.-H. Zhang*, **286**, 747 (1984).
34. *W.B. Honey, G.T. Bath, P.A. Charles, R. Whitehurst, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **236**, 727 (1989).
35. *A.L. Kiplinger*, Astron. J. **84**, 655 (1979).
36. *I.B. Voloshina and V.M. Lyutyi*, Soviet. Astron. Letters **9**, 319 (1983).
37. *И.Б. Волошина*, Письма в Астрон. журн. **12**, 219 (1986).
38. *A. Bruch*, Acta Astronomica **40**, 369 (1990).
39. *F. Giovannelli, I. G. Martinez-Pais, S. Gaudenzi, R. Lombardi, C. Rossi, and R. U. Claudi*, Astrophys. Space Sci. **169**, 125 (1990).
40. *G. Grant*, **122**, 566 (1955).
41. *M.C. Zuckermann*, Ann. Astrophys. **24**, 431 (1961).
42. *И.Б. Волошина, В.М. Лютый*, Астрон. журн. **70**, 61 (1993).
43. *И.Б. Волошина, Т.С. Хрузина*, Астрон. журн. **77**(2), 109 (2000).
44. *Т.С. Хрузина*, Астрон. журн. **68**(6), 1211 (1991).
45. *C.A. Hill, R.C. Smith, L. Hebb, and P. Szkody*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **472**(3), 2937 (2017).
46. *Т.С. Хрузина, И.Б. Волошина, В.Г. Метлов*, Астрон. журн. **93**(11), 942 (2016).
47. *Т.С. Хрузина, И.Б. Волошина, Ш. Цянь, В.Г. Метлов*, Астрон. журн. **95**(1), 35 (2018).
48. *Т.С. Хрузина, И.Б. Волошина, Ш. Цянь, М. Вольф, В.Г. Метлов*, Астрон. журн. **96**(7), 570 (2019).
49. *A. Barbara*, Misulski Archive for Space Telescopes (MAST), <https://archive.stsci.edu/>.
50. *G.R. Ricker, J.N. Winn, R. Vanderspek, D.W. Latham, et al.*, *Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)*, J. Astron. Telescopes, Instruments, and Systems **1**, id. 014003 (2015).
51. *H. Negoro, T. Mihara, K. Kobayashi, M. Nakajima, et al.*, Astron. Telegram № 13744 (2020).
52. *M. Kimura, S. Yamada, N. Nakaniwa, Y. Makita, et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **73**(5), 1262 (2021), arXiv:2106.15756 [astro-ph.SR].
53. *A.P. Cowley, D. Crapmton, and J.B. Hutchings*, **241**, 269 (1980).
54. *Т.С. Хрузина*, Астрон. журн. **88**(5), 463 (2011).
55. *Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук, О.А. Кузнецов, В.М. Чечеткин*, Астрон. журн. **74**(6), 880 (1997).
56. *Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук, О.А. Кузнецов, Т.С. Хрузина, А.М. Черепашук, В.М. Чечеткин*, Астрон. журн. **75**(1), 40 (1998).
57. *D.V. Bisikalo, A.A. Boyarchuk, V.M. Chechetkin, and D. Molteni*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **390**, 39 (1998).
58. *Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук, П.В. Кайгородов, О.А. Кузнецов*, Астрон. журн. **80**, 879 (2003).
59. *M. Makita, K. Miyawaki, and T. Matsuda*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **316**, 906 (2000).

60. *D.A. Kononov, F. Giovannelli, I. Bruni, and D.V. Bisikalo*, *Astron. and Astrophys.* **538**, id. A94 (2012).
 61. *K. Sawada and T. Matsuda*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **255**, 17P (1992).
 62. *Z. Kopal*, *Close Binary Systems* (London: Chapman and Hall, 1959).
 63. *B. Warner*, *Cataclysmic variables* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).

STUDY OF THE RAPID VARIABILITY OF A DWARF NOVA SS CYG AT DIFFERENT BRIGHTNESS LEVELS

T. S. Khruzina^a, I. B. Voloshina^a, V. G. Metlov^{a,b}

^a*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

^b*Crimean Astronomical Station, Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Nauchnyi, Russia*

Observations of the dwarf nova SS Cyg were made in the period 2019–2021 at different brightness values ($V \sim 10\text{--}12^m$) both at the stage of falling radiation flux after the flare maximum, and in the inactive state between flares. Data were obtained in filters R_c (~ 8650 observations, 3 sets), and V ($\sim 50\,000$ points, 22 sets). The value of the system's orbital period in 2019–2021 ($P_{\text{orb}} = 0.27408(2)^d$) used in this study is 0.4% less than the value obtained in 1983–1996. The time resolution between two successive measurements is 6–14 s depending on the equipment used. An extensive database of new observational data allowed us to perform a quantitative analysis of observations. Analysis of the data after taking into account orbital variability and other trends associated with changes in the system's radiation flux during the night showed the presence of cyclic fluctuations in brightness, usually 4–10 events per orbital cycle — flickering. For most series of observations, the Lafleur-Kinman method determined such a value of the oscillation period at which convolution of observations with it showed a single wave. The obtained values of the characteristic flickering times and their amplitudes show their dependence on the average brightness level of the system. With increasing luminosity of the system, both of these quantities decreased linearly. From the component size ratios SS Cyg it was shown that the source of flickering is located in the region of interaction of the gas flow with the near-disk halo: only this region in the SS Cyg system with parameters (q, i, R_d), defined by the authors earlier, can be eclipsed at large radii disk, and is clearly visible in all other orbital phases of the system.

Keywords: cataclysmic variables, high-speed observations, flickering, SS Cyg

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХОЛОДНЫХ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ КРАСНОГО КАРЛИКА V647 HER

© 2024 г. Н. И. Бондарь^{1,*}, К. А. Антонюк^{1,2}, Н. В. Пить¹, И. Ю. Алексеев¹

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: otbn@mail.ru

Поступила в редакцию 16.11.2023 г.

После доработки 19.12.2023 г.

Принята в печать 29.01.2024 г.

Представлен анализ фотометрических наблюдений звезды V647 Her (M3.5V), проведенных в 2022 г. на 1.25 м телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Подтверждено присутствие малоамплитудной переменности блеска звезды с периодом 20.69 дней, обнаруженного по наблюдениям 2019 г., показано, что с понижением блеска звезда становится более красной. Наблюдаемый характер фотометрической переменности обусловлен присутствием холодных пятен на поверхности звезды и проявлением вращательной модуляции блеска с полной амплитудой не более 0^m.05. Выполнено сравнение результатов фотометрии 2019 г., 2022 г. и 2004 г. По фазовым кривым определены зоны концентрации пятен в разные эпохи. Распределение пятен сохраняется в течение 40–100 дней. В рамках зональной модели получены оценки параметров пятен. Температура пятен 2700–2800 K, занимаемая ими площадь в 2004 г. составляла 15% от полной площади поверхности звезды, в 2019 г. и 2022 г. — возросла до 30%, различие между запятненностью полушарий вследствие сезонного перераспределения пятен составляет менее 2%.

Ключевые слова: звезды малых масс, красные карлики, магнитная активность звезд, фотометрия, V647 Her

DOI: 10.31857/S0004629924020068 **EDN:** KTBJQU

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда V647 Her является ярким компонентом ($V = 11^m.2$) астрометрической двойной системы Gl 669 AB. Со второй звездой, V639 Her ($V = 12^m.93$), они образуют широкую пару, разделенную в проекции на 16.8" [1, 2], и исследуются как невзаимодействующие одиночные объекты. Обе звезды являются вспыхивающими красными карликами [3], однако по наблюдениям в разных областях спектра в проявлениях их активности отмечены различия [4], которые объясняются их внутренним строением. Теоретические расчеты [5] показали, что звезды с массами $M < 0.35 M_{\odot}$ являются полностью конвективными. Согласно массе и эффективной температуре, V647 Her (M3.5), имея развитую конвективную зону, еще сохраняет радиоактивное ядро, а V639 Her (M4.5) относится к полностью конвективным звездам. Условия для развития активности у таких звезд различны, различными будут и механизмы ее генерации. Подтверждения этому получены по наблюдениям этих звезд в радиодиапазоне [4]. Важным параметром, определяющим топологию магнитных полей и уровень звездной активности, является скорость осевого вращения звезды [6]. Периоды

вращения многих звезд определены по рядам спектральных и фотометрических наблюдений в оптическом диапазоне [7, 8]. Такие исследования для обеих звезд Gl 669AB немногочисленны, а полученные результаты существенно различаются [4]. О быстром вращении звезды V647 Her с периодом 0.95 сут сообщалось в статье [9] по результатам анализа данных из каталога ASAS, однако позднее был принят период 20.14 сут [10]. Близкое значение (19.81 сут) получено по фотометрическим рядам из каталога SuperWASP [8]. По выборке V -величин из фотометрического каталога SuperWASP был заподозрен период вращения 1.09 сут [11]. Анализ фотометрических наблюдений, полученных в 2019 г. на 1.25-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории (КрАО), показал проявление вращательной модуляции блеска с периодом 20.69 дней и низкую вероятность изменений с периодом 1.098 дней [12]. В 2022 г. в КрАО был получен новый ряд ПЗС-наблюдений с целью уточнения характеристик переменности блеска звезды и их связи с процессами активности.

В этой работе приведены результаты анализа поведения блеска и цвета звезды V647 Her. Показано,

что наблюдаемая вращательная модуляция с периодом 20.69 дней обусловлена наличием холодных пятен. По фазовым кривым 2019 г., 2022 г. и 2004 г. (каталог SuperWASP) рассмотрено распределение пятен по поверхности звезды в разные эпохи. В рамках зональной модели получены оценки параметров пятен.

2. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ V647 HER И ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ

Фотометрические наблюдения звезды были выполнены на 1.25-м телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории с помощью ПЗС-фотометра в полосах BV(RI)_c системы Джонсона-Козинса. Использовалась ПЗС-камера GE-2048 VI (формат 2k×2k, размер пикселей 13.5×13.5 мкм, поле в кадре 9'.7×9'.7, масштаб изображения 0".57/пиксель при бинировании 2×2). На интервале с 5 июля по 15 ноября 2022 г. фотометрические данные получены для 48 дат. В даты наблюдений в каждом фильтре последовательно выполнялось не менее 5 записей, время экспозиции одного кадра в фильтрах BV(RI)_c составляло соответственно 60, 30, 10 и 5 с. В каждом фильтре результирующий массив наблюдений содержит по 609 кадров. Журнал наблюдений приведен в табл. 1. В сентябре и октябре для 7 дат, указанных в табл. 2, наблюдения выполнены

Таблица 1. Даты наблюдений V647 Her и звезд сравнения в 2022 г.

Интервал наблюдений	JD 2450000+	Число дат	Число измерений
05–30.07	9766.3374–9791.2662	11	60
12–30.08	9804.2904–9822.2588	9	45
01–28.09	9824.2524–9851.3133	12	307
01–29.10	9854.2067–9882.2262	11	162
01–15.11	9885.1606–9899.1566	5	35

Таблица 2. Данные о блеске контрольной звезды и V647 Her по результатам мониторинга в сентябре и октябре 2022 г.

Дата	JD 2459800+	TYC 2082-2142-1		V647 Her		Число измерений
		$\langle V \rangle_{\text{ch}}$	$\sigma(V_{\text{ch}})$	$\langle V \rangle$	$\sigma(V)$	
16.09	39.2179–39.3635	0.597	0.006	0.171	0.006	79
19.09	42.2399–42.3575	0.586	0.006	0.162	0.006	67
25.09	48.2207–48.3243	0.597	0.007	0.197	0.007	57
28.09	51.2099–51.3133	0.596	0.006	0.175	0.005	60
15.10	68.1771–68.2723	0.585	0.005	0.179	0.006	50
21.10	74.1730–74.2468	0.592	0.005	0.157	0.006	43
29.10	82.1770–82.2262	0.581	0.006	0.153	0.005	29

Примечание. Значения блеска приведены относительно звезды сравнения TYC 2082-2143-1.

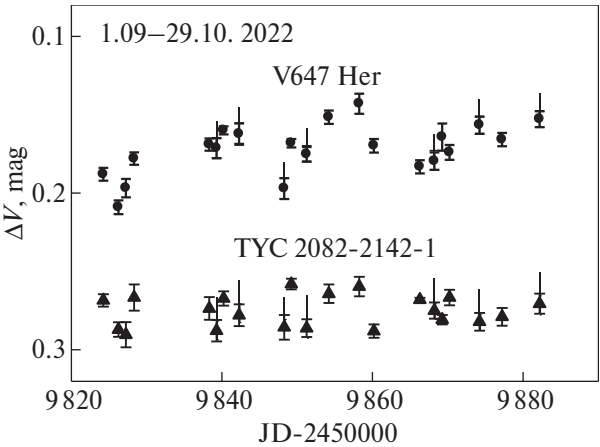


Рис. 1. Изменения средних значений блеска V647 Her в сентябре-октябре 2022 г. Значения блеска контрольной звезды (треугольники) приведены с нуль-пунктом, равным –0.31, бары отмечают средние квадратические ошибки, черточки — даты мониторинга.

в режиме мониторинга длительностью 1–3.5 часа. При этом смена фильтра выполнялась после записи одного кадра, время экспозиций в соответствующих фильтрах сохранялось.

Обработка изображений выполнена программой MaximDL, в качестве звезд сравнения взяты близкие звезды TYC 2082-2143-1 ($V = 11^{\text{m}}.22$) и TYC 2082-2142-1 ($V = 11^{\text{m}}.99$) (SIMBAD database). Оценки блеска V647 Her и контрольной звезды TYC 2082-2142-1 получены в инструментальной системе, а также определены дифференциальные величины относительно звезды сравнения, что позволило исключить влияние атмосферной экстинкции и ошибочные измерения. По результатам мониторинга программной и контрольной звезды были построены кривые блеска, по которым у обеих звезд не выявлено регулярной переменности в течение ночи. Средние значения блеска звезд в течение ночи определены с точностью 0^m.006 (табл. 2). На всем интервале наблюдений значения среднего блеска контрольной звезды

не выходят за пределы 2σ , средний уровень ее блеска оставался постоянным, равным $0^m.591 (\pm 0.007)$. У звезды V647 Her средний блеск меняется от ночи к ночи. На рис. 1 приведены кривые блеска для обеих звезд по наблюдениям в сентябре-октябре, значения $\langle \nu \rangle_{ch}$ смещены, $\Delta V_{ch} = \langle \nu \rangle_{ch} - 0^m.31$.

3. АНАЛИЗ БЛЕСКА И ЦВЕТА V647 HER

Поведение блеска V647 Her по результатам фотометрии в июле-ноябре 2022 г. представлено в инструментальных величинах на рис. 2а. После первичной обработки из ряда данных ($N = 609$) были исключены 8 значений, относящихся к вспышке (JD 2459789) и случайным отклонениям, и определены средние значения в даты наблюдений ($N = 47$). Для сравнения с результатами 2019 г., опубликованными в [12], получен ряд оценок блеска относительно блеска звезды сравнения (рис. 2б). Характер переменности блеска звезды в 2022 г. такой же, как в 2019 г., на обеих кривых блеска сохраняется уровень максимального блеска, но в отдельные эпохи максимальные и минимальные значения не достигаются.

В октябре-ноябре на интервале JD 2459854–2459899 максимальные значения блеска ниже мак-

симального уровня на $\sim 7\%$, а минимумы стали менее глубокими на $\sim 10\text{--}12\%$.

Наибольшие изменения блеска ΔV составили $0^m.066$, что незначительно отличается от этих значений в 2019 г., где $\Delta V = 0^m.07$. Средний уровень блеска сохраняется равным $0^m.171$ ($\sigma = 0.016$).

По ряду ΔV -величин 2019 г. методами Юркевича, Скаргля и Хартли у звезды была выявлена переменность с периодом 20.69 (0.07) сут [12]. Эти же методы были применены для анализа кривой блеска 2022 г. Результаты поиска периодов в интервале значений от 1 до 40 дней подтвердили полученное значение фотометрического периода. На рис. 3а показана кривая блеска 2022 г. и присутствие периодической переменности, представленное синусоидой с периодом 20.69 сут (рис. 3б). На вставке приведена периодограмма, полученная методом Ломба–Скаргля, с высоким пиком на частоте, соответствующей этому периоду, линии показывают уровни значимости FAP (0.3, 0.05 и 0.01), соответствующие 1σ , 2σ и 3σ . Свертка всех данных была выполнена с фотометрическими элементами $HJD = 2453128.5102 + 20.69 \times E$, принятыми в [12]. Учитывая, что амплитуда переменности в октябре-ноябре уменьшилась, мы построили фазовые кривые

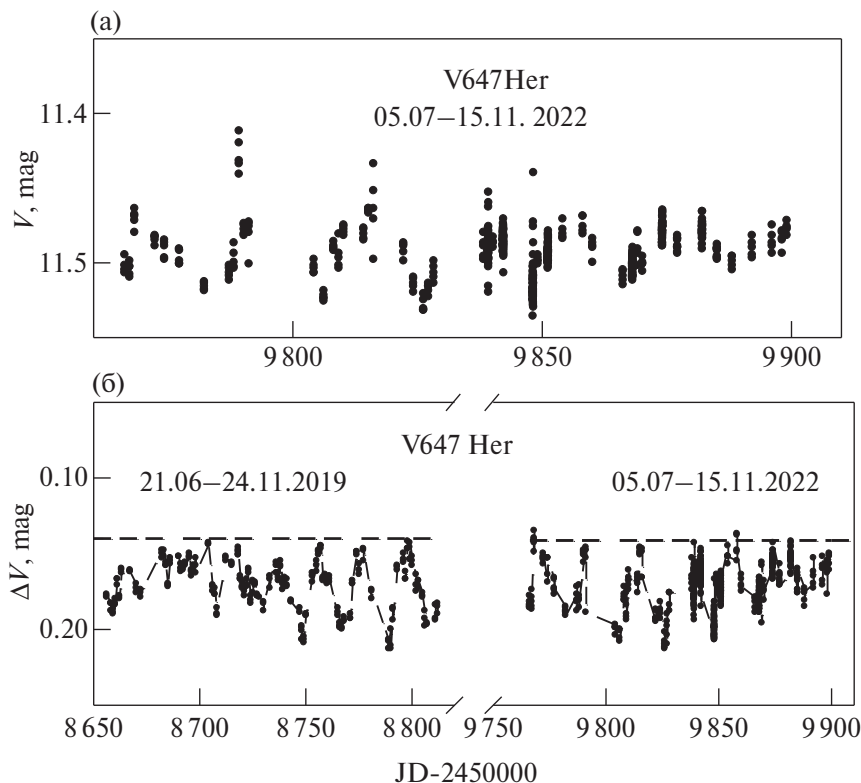


Рис. 2. Поведение блеска V647 Her по наблюдениям 2019 и 2022 гг. (а) результаты наблюдений 2022 г., (б) ряды ΔV -величин после первичной обработки данных 2019 г. и 2022 г., ΔV определены относительно звезды сравнения ТУС 2082-2143-1, пунктирной линией отмечен максимальный уровень блеска.

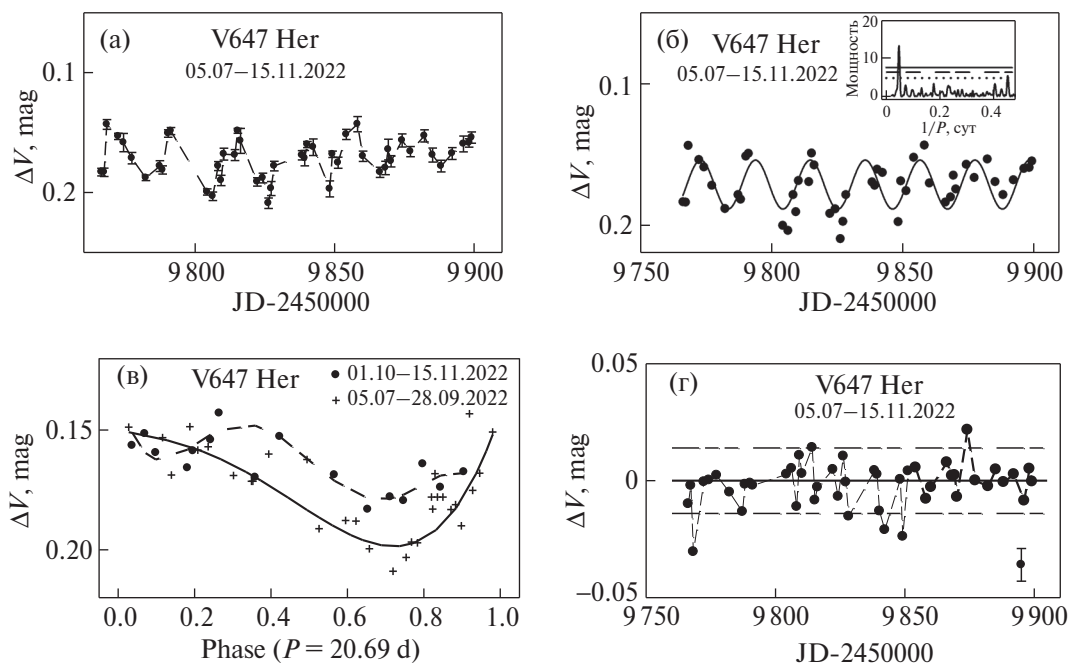


Рис. 3. Изменения блеска V647 Her с периодом 20.69 дней. (а) кривая блеска по наблюдениям 2022 г. и ошибки усредненных в дату наблюдения ΔV -величин; (б) изменения блеска V647 Her с периодом 20.69 сут, на вкладке — период 20.69 сут по результатам частотного анализа методом Ломба-Скаргля; (в) свертки данных на интервалах 05.07–28.09 (крестики) и 1.10–15.11 (зачерненные кружки), линиями приведены аппроксимирующие полиномы; (г) ряд остатков после вычитания вклада переменности с $P = 20.69$ сут и средняя квадратическая ошибка (ско) остаточных значений, пунктирами отмечены уровни $\pm 2\sigma$.

для этого интервала и для данных, полученных в июле-сентябре. Аппроксимации этих кривых полиномами 4-й и 5-й степени представлены на рис. 3в.

Видно, что в октябре-ноябре произошли не только изменения амплитуды переменности, но и формы фазовой кривой, на которой стал проявляться еще один минимум. Данные ряда остатков, полученные после вычитания переменности с периодом 20.69 сут, не показывают значимых изменений, превышающих уровень 2σ (рис. 3г). Дальнейший анализ ряда остатков не проводился.

Наблюдаемые особенности переменности блеска V647 Her — малая амплитуда, изменение формы кривой — являются характерными для красных карликов, на поверхности которых присутствуют холодные пятна. Наличие таких пятен приводит к покраснению звезды, что хорошо заметно по показателям цвета в красной области спектра. На рис. 4а приведены изменения блеска и показатели цвета $V-I$ по наблюдениям V647 Her в 2022 г. Показатели цвета меняются в пределах 2.7–2.75, при этом в минимумах блеска звезда становится более красной. Свертка значений $V-I$ с периодом 20.69 сут показана на рис. 4б. Амплитуда переменности составляет $\sim 0^m.04$, фаза минимума 0.70. После вычитания вклада переменности с периодом 20.69 сут получен

ряд остатков, в котором не выявлено изменений, превышающих 2σ (рис. 4в).

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗДЫ И ОЦЕНКИ ИХ ПАРАМЕТРОВ

Изменения блеска и цвета V647 Her по крымским наблюдениям 2019 г. и 2022 г. и по данным 2004 г. из каталога SuperWASP происходят с периодом 20.69 сут, что позволяет считать это значение периодом вращения звезды. Фазовые кривые, построенные с этим периодом, представляют характеристики вращательной модуляции, которая наблюдается при неоднородном распределении пятен на поверхности звезды. Форма фазовой кривой, амплитуда и фаза минимума меняются, оставаясь стабильными в течение 40–100 дней (рис. 3в, рис. 5). Согласно фазам минимума, можно выделить два типа фазовых кривых: с одним минимумом, когда вращательная модуляция обусловлена появлением области повышенной концентрации пятен на одном из полушарий, и двумя минимумами, как было в октябре-ноябре 2022 г., когда такие области наблюдались на обеих полусферах. В табл. 3 приведены данные об амплитудах и фазах минимума на указанных интервалах.

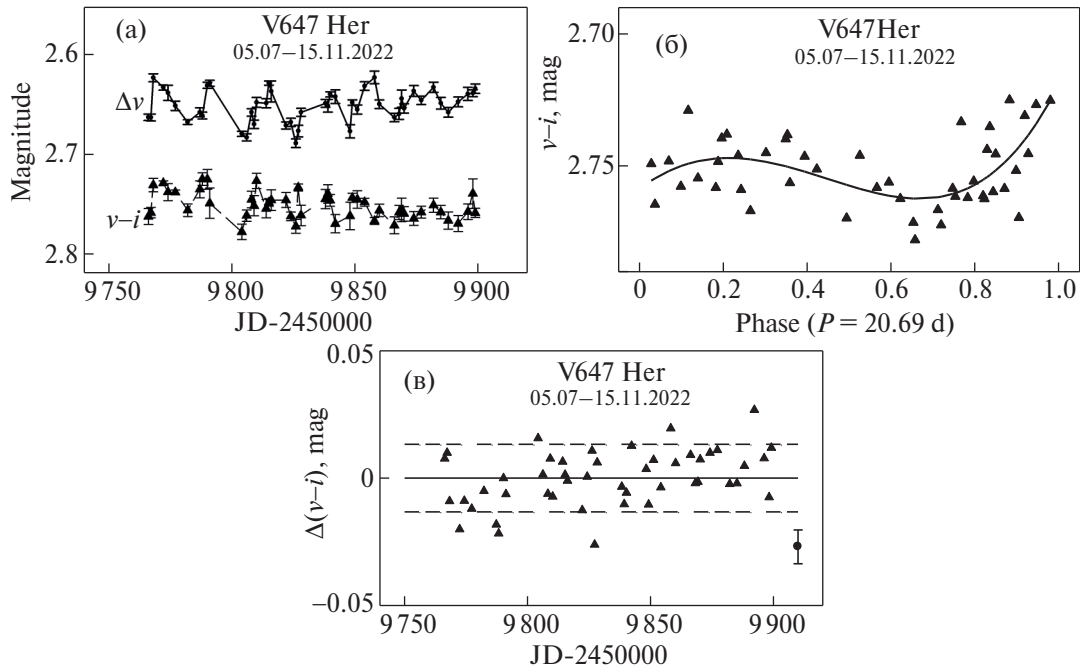


Рис. 4. Изменения показателя цвета $V-I$ с периодом 20.69 дней. (а) изменения блеска и показателя цвета $V-I$ и соответствующие ско; (б) фазовая кривая — свертка данных $V-I$ с периодом 20.69 сут и аппроксимирующий полином 4-го порядка (сплошная линия); (в) ряд остатков $\Delta(V-I)$ после учета периодичности 20.69 сут, значение σ и уровни $\pm 2\sigma$ (пунктирные линии).

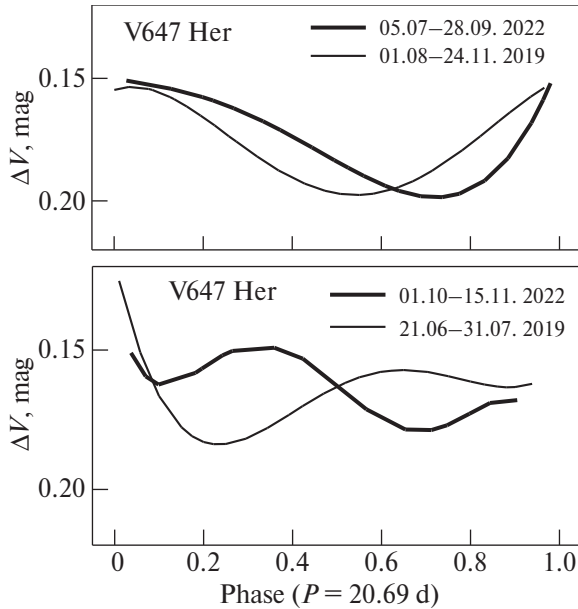


Рис. 5. Проявления вращательной модуляции блеска в 2019 г. и 2022 г. Фазовые кривые (представлены полиномами) показывают изменения амплитуды и фазы минимумов в 2019 г. (тонкая линия) и в 2022 г. (жирная линия).

Характеристики вращательной модуляции меняются как на короткой временной шкале, так и на более длинной, выраженной в годах. Максимальная амплитуда модуляции в 2019 г. и 2022 г. возросла по сравнению с 2004 г. на 30%. Сезонные изменения

Таблица 3. Характеристики вращательной модуляции блеска V647 Her в разные эпохи ($P_{\text{rot}} = 20.69$ сут).

Год	Интервал наблюдений	Фаза минимума	Амплитуда A_{mod}
2004	24.05–23.07	0.43	0.03
	15.08–24.09	0.17	0.026
2019	21.06–31.07	0.22	0.027
	01.08–24.11	0.55	0.044
2022	05.07–28.09	0.72	0.046
	01.10–15.11	0.66	0.028
	01.10–15.11	0.09	0.015

амплитуды и фазы минимумов обусловлены эволюцией пятен и их поверхностным распределением, изменения на более длинной шкале свидетельствуют об изменениях интенсивности процессов пятнообразования.

Для оценки параметров пятен в рамках зональной модели необходимы следующие фотометрические данные: значение максимального блеска и его изменений в эпоху наблюдений и значения показателей цвета $B-V$, $V-R$, $V-I$ [13]. На ограниченном временном интервале мы можем наблюдать некоторый максимальный уровень блеска, соответствующий минимальной запятненности звезды в данную эпоху, но блеск в отсутствии пятен (V_{max}) определя-

ется по долговременным наблюдениям среднего годового блеска. Для V647 Her была построена компилированная кривая блеска по данным с 1939 г. по 2018 г., из которой следует, что $V_{\max} = 11^m.1(\pm 0.1)$ [14]. С этим значением максимального блеска и необходимыми входными параметрами, принимая эффективную температуру фотосферы при отсутствии пятен $T_{\text{eff}} = 3300$ К [15], мы получили следующие оценки: площадь, занимаемая пятнами в 2004 г., составляла $\sim 15\%$ от полной площади поверхности звезды, а в 2019 г. и 2022 г. возросла до 30%, температура пятен 2700–2800 К. Согласно малоамплитудным сезонным вариациям блеска, различие между максимальными и минимальными значениями площади, покрытой пятнами, составляют 1–2%. Детальные расчеты параметров пятен готовятся к опубликованию.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фотометрические исследования М-карлика V647 Her, выполненные нами по результатам ПЗС-наблюдений в 2019 г. и 2022 г. в КрАО, показали присутствие малоамплитудной переменности блеска с периодом 20.69 сут. Фаза минимума и амплитуда переменности сохраняются на интервале 40–100 дней. Изменения показателей цвета $V-I$ происходят с этим же периодом, в минимуме блеска звезда становится более красной. Такой характер переменности указывает на присутствие холодных пятен на поверхности звезды и их неравномерное распределение, что приводит к модуляции блеска с периодом вращения. Вращательная модуляция происходит при сохранении максимального уровня блеска в годы наблюдений, амплитуда вращательной модуляции не превышает $0^m.05$. Согласно фазовым кривым, зоны повышенной запятненности обычно обнаруживаются только на одном из полушарий — в одни эпохи — на фазах 0.6–0.7, в другие — на фазах 0.1–0.2, но в октябре–ноябре 2022 г. концентрация пятен наблюдалась в указанных фазах на обоих полушариях. В 2004 г. (каталог SuperWASP) более запятненным оставалось одно из полушарий с локализацией пятен на фазах 0.43 и 0.17.

По данным из публикаций и фотометрических каталогов мы приняли значение максимального блеска звезды равным $V_{\max} = 11^m.1$ и в рамках зональной модели выполнили расчеты площади и температуры пятен. В 2004 г. пятна занимали 15%, а в 2019 г. и 2022 г. — до 30% полной площади поверхности звезды, температура пятен 2700–2800 К при температуре спокойной фотосферы 3300 К. Се-

зонные различия в распределении пятен приводят к изменению запятненности полусфер звезды на 1–2%. Изменения среднего годового блеска на шкале в несколько лет указывает на изменение интенсивности процессов пятнообразования, что заметно, если сравнить площадь запятнения в 2004 г. и в современную эпоху.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензента за полезные комментарии и рекомендации, а также коллективы, обеспечивающие использование ресурсов астрономической базы данных SIMBAD в Страсбурге, Франция, The International Variable Star Index (AAVSO) и каталога SuperWASP, Чехия.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E.W. Weis, *Astron. J.* **101**, 1882 (1991).
2. N. Samus, O. V. Durlevich, et al., *VizieR Online Data Catalog*: II/ 250 (2004).
3. N.I. Shakchovskaya, W. Sofina, *Inf. Bull. Var. Stars*, No.730 (1972).
4. L.H. Quiroga-Nuñez, H.T. Intema, J.R. Callingham, J. Villadsen, H.J. van Langevelde, et al., *Astron. and Astrophys.* **633**, id. A130 (2020).
5. G. Chabrier, and I. Baraffe, *Astron. and Astrophys.* **327**, 1039 (1997).
6. J. Morin, J.-F. Donati, P. Petit, X. Delfosse, T. Forveille, and M.M. Jardine, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **407**, 2269 (2010).
7. S.L. Baliunas, A.H. Vaughan, L. Hartmann, F. Middelkoop, D. Mihalas, et al., *Astrophys. J.* **275**, 752 (1983).
8. A. J. Norton, P. J. Wheatley, R. G. West, C. A. Haswell, R. A. Street, et al., *Astron. and Astrophys.* **467**, 785 (2007).
9. M. Kiraga, and K. Stepień, *Acta Astron.* **57**, 149 (2007).
10. M. Kiraga, *Acta Astron.* **62**, 67 (2012).
11. N.I. Bondar', M.M. Katsova, and M.A. Livshits, *Geomagnetism and Aeronomy* **59** (7), 832 (2019).
12. N.I. Bondar, K.A. Antonyuk, and N.V. Pit, *Astrophysics* **65** (4), 4833 (2022).
13. I.Y. Alekseev, and R.E. Gershberg, *Astron. Zhurn.* **73** (4), 589 (1996).
14. N.I. Bondar, *Astron. and Astrophys. Trans.* **31**(3), 295 (2019).
15. P.J. Amado, C.J. Butler, and P.B. Byrne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **310**, 1023 (1999).

DISTRIBUTION OF COOL STARSPOTS ON THE SURFACE OF THE RED DWARF V647 HER

N. I. Bondar^{a,*}, K. A. Antonyuk^{a,b}, N. V. Pit^a, I. Yu. Alekseev^a

^a*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Russia*

^b*Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*

Photometric observations of the star V647 Her (M3.5V) obtained in 2022 at the 1.25 m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory are analyzed. The presence of a low-amplitude variability in brightness of the star with a period of 20.69 d, found from observations in 2019, is confirmed; it is shown that as the brightness decreases, the star becomes redder. The observed nature of photometric variability is due to the presence of cool spots on the surface of the star and manifestation of rotational brightness modulation with a full amplitude of no more than 0^m.05. We have performed a comparison of the photometric results obtained in 2019, 2022 and 2004. The zones of starspot concentrations in different epochs were determined from the analysis of phase curves. The distribution of spots has been maintained for 40–100 days. Starspot parameters were estimated in the framework of the zonal model. The temperature of the spots is 2700–2800 K. The area they occupied in 2004 is 15% of the total surface area of the star. According to the 2019 and 2022 data, it increases to 30%. The difference between the spottedness of the hemispheres caused by their seasonal redistribution is less than 2%.

Keywords: low-mass stars, red dwarfs, magnetic activity of stars, photometry, V647 Her

ТОНКАЯ ЧАСТОТНАЯ СТРУКТУРА МЕЖЗВЕЗДНЫХ МЕРЦАНИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА B1133+16 НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2024 г. М. В. Попов^{1,*}, Т. В. Смирнова^{2,**}

¹Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

²Пушчинская радиоастрономическая обсерватория Физического института
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Пушкино, Россия

*E-mail: popov069@asc.rssi.ru

**E-mail: tania@prao.ru

Поступила в редакцию 16.08.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

Пульсар B1133+16 наблюдался на частоте 111 МГц на радиотелескопе БСА ПРАО ФИАН с октября 2022 г. по март 2023 г. Наблюдения проводились дважды в неделю в два последовательных дня. Всего было проведено 38 измерений параметров мерцаний с высоким частотным разрешением (до 65 Гц). Использовалась непрерывная запись сигнала в полосе частот 2.5 МГц. Сигнал был восстановлен методом когерентной дедисперсии. Проведен анализ динамических спектров пульсара с использованием двумерной автокорреляционной функции (2DACF). Исследовалась тонкая частотная структура мерцаний пульсара как по анализу временных и частотных сечений 2DACF динамических спектров, так и по спектрам отдельных импульсов. Из анализа частотных сечений двумерной автокорреляционной функции было показано, что истинный вид дифракционных частотных искажений в среднем может быть представлен обобщенной экспоненциальной функцией с характерной шириной частот 1.2 кГц и показателем 0.57. Сравнение параметров мерцаний отдельно для двух компонентов среднего профиля показало, что они одинаковы для обоих компонентов.

Ключевые слова: пульсар B1133+16, межзвездное рассеяние, динамические спектры

DOI: 10.31857/S0004629924020078 **EDN:** KTAEUJ

1. ВВЕДЕНИЕ

При распространении радиоизлучения пульсара через неоднородности межзвездной плазмы наблюдается целый ряд эффектов. К таким эффектам относятся: частотная и временная модуляция интенсивности радиоизлучения с характерными частотно-временными масштабами (дифракционные мерцания), изменение формы импульса и углового размера источника (рассеяние), долговременные вариации амплитуды сигнала с масштабами от нескольких дней (для близких пульсаров на метровых волнах) до нескольких лет (для далеких пульсаров на более коротких волнах) — рефракционные мерцания [1]. Изучение этих эффектов позволяет исследовать пространственную структуру неоднородностей электронной плотности межзвездной плазмы. Уже в 1960-х появилось несколько работ, объясняющих дифракционные мерцания [2, 3]. Случайные флуктуации электронной концентрации в межзвездной среде приводят к фазовым возмущениям, вызывающим рассеяние радиоволн. По мере распространения эти волны интерферируют друг с другом, вызывая большие вариации амплитуды сигнала в

зависимости от частоты и времени. Дифракционные мерцания вызваны мелкомасштабными (10^6 – 10^8) м флуктуациями плотности, тогда как рефракционные обусловлены крупномасштабными неоднородностями (10^{10} – 10^{12}) м [1, 4]. Существует также сильная собственная переменность излучения пульсара в широком диапазоне временных масштабов от микросекунд до дней (нулинги). Однако это широкополосное явление, и поэтому его можно отделить от эффектов распространения, сильно зависящих от частоты.

Спектр масштабов неоднородностей межзвездной плазмы в упрощенном виде может быть описан степенным законом в случае, когда пространственный масштаб турбулентности (в общем случае трехмерный) q находится в определенных пределах (больше внутреннего и меньше внешнего масштабов) [5]:

$$P(q) = C_2^2 q^{-n}, \quad (1)$$

где C_2^2 — уровень турбулентности. Как показали, например, авторы работ [6, 7], наблюдательные данные

пульсарных мерцаний в большинстве случаев хорошо описываются спектром пространственных неоднородностей с индексом $n = 3.67$ (спектр Колмогорова) в очень широком диапазоне пространственных масштабов q . Однако спектр в локальных направлениях Галактики может существенно отличаться от Колмогоровского. Показатель спектра можно оценить как по зависимости параметров мерцаний (характерных масштабов по частоте и по времени, f_{dif} и t_{dif}) от частоты, так и по зависимости временного уширения импульсов $\tau \propto f^{-\gamma}$. В модели с однородной изотропной турбулентностью со степенным спектром значения γ и n связаны соотношением: $\gamma = 2n/(n-2)$, и $f_{\text{dif}} \propto f^{-\gamma}$ [4]. Применение комплексного анализа структурной функции, полученной из многочастотных наблюдений пульсарных мерцаний, показало, что для PSR B0329+54, B0437-47, B0950+08 и B1642-03 показатель спектра отличается от 3.67 [8, 9]. Анализ временного уширения τ для 60 пульсаров из многочастотных наблюдений [10] показал, что показатель степени γ в зависимости τ от частоты во многих случаях отличается от теоретических предсказаний. Исходя из теории, спектральный индекс n должен быть меньше 4 и самое низкое значение $\gamma = 4$ [11]. Для спектра Колмогорова $\gamma = 4.4$. Как показано в работе [10], значение γ для многих источников меньше 4, но для некоторых может быть от 4.4 до 5.6 (PSR B0402+61). Такие различия требуют более сложной теории, включающей возможную анизотропию неоднородностей, наличие нескольких рассеивающих экранов, наличие внутреннего масштаба. В моделях обычно предполагается однородная изотропная турбулентность.

Межзвездные мерцания, возникающие в результате интерференции рассеянных лучей, могут быть использованы в качестве межзвездного интерферометра при обнаружении относительного смещения излучающих областей на разных долготах среднего профиля. Эту возможность рассмотрел Бэккер [12], который предложил сравнивать положения излучателей в основном импульсе и в интеримпульсе для некоторых пульсаров с помощью межзвездного интерферометра. Кордс с соавторами [13] сравнили мерцания в двух компонентах профиля пульсаров B0525+21 и B1133+16. Они не обнаружили разницы в динамических спектрах этих компонентов.

Вольжан и Кордс [14] наблюдали периодическую структуру в динамическом спектре PSR B1237+25, полученном на телескопе Аресибо (AR), на частоте 430 МГц. Они интерпретировали эту структуру как интерференционную картину, образованную двумя лучами с разными траекториями прохождения через

межзвездную среду. Было показано изменение периодической структуры в динамических спектрах в зависимости от долготы импульса, и дана оценка типичного поперечного расстояния между областями излучения $\sim 10^3$ км для экрана, расположенного на половине расстояния между пульсаром и Землей. Такое большое разнесение областей излучения соответствует высоте излучающей области, близкой к радиусу светового цилиндра. Аналогичные результаты были получены для пульсара B1133+16 Гуптой с соавторами [15] с использованием радиотелескопа обсерватории Ути на частоте 327 МГц. Они также наблюдали множественные изображения во время рефракционного события и обнаружили немонотонное изменение фазы интерференции вдоль профиля импульса. Было определено разделение областей излучения в передней и хвостовой части профиля в 3×10^7 м, что соответствует нижнему пределу высоты излучающей области $\geq 2.6 \times 10^3$ км.

Сравнение параметров мерцаний для разнесенных по долготе компонентов профиля пульсара также может дать информацию о пространственном разнесении источников излучения, соответствующую этим компонентам. Поэтому в данной работе мы исследовали динамические спектры, полученные для двух компонентов среднего профиля пульсара B1133+16, одного из самых мощных пульсаров на низких частотах.

Другой целью нашего исследования было измерение и анализ параметров мерцаний на частоте 111 МГц с целью анализа долговременной переменности параметров мерцаний и меры вращения. В данной работе мы приводим методику наблюдений, первичную обработку данных и результаты анализа на временном интервале в полгода. Эти наблюдения будут продолжаться, и данная работа является первой в цикле работ. Мы анализировали тонкую частотную структуру мерцаний этого пульсара как путем анализа спектров отдельных импульсов, так и путем анализа динамических спектров. Мы исследовали временную эволюцию формы и параметров автокорреляционных функций по динамическим спектрам PSR B1133+16.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

PSR B1133+16 — близкий пульсар, расстояние до него измерено с хорошей точностью: $R = 372 \pm 3$ пк [16], $DM = 4.8471$ пк·см⁻³, $P_1 = 1.188$ с, мера вращения $RM = 3.9$ рад/м², $l = 241.9^\circ$, $b = 69.2^\circ$ (параметры взяты из каталога ATNF [17]). На этом расстоянии собственное движение, измеренное с хорошей точностью [16], соответствует тангенциаль-

ной скорости $|V_p| = 659.7 \pm 4.5$ км/с. Этот пульсар имеет сильную линейную поляризацию. Наблюдения пульсара B1133+16 проводились на радиотелескопе Большой фазированной решетки (БСА) Физического института им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) на частоте 111 МГц. Антенна принимает линейно поляризованное излучение, приемник имеет полосу пропускания 2.5 МГц. Продолжительность записи пульсара за один сеанс соответствует времени, которое требуется источнику для прохождения по уровню половины мощности диаграммы направленности антенны.

Мы использовали режим непрерывной регистрации недетектированного сигнала (напряжения) с 8-разрядной оцифровкой в течение 3.3 мин (168 импульсов). В момент времени, который соответствует моменту прихода первого импульса, начинается буферизация данных, поступающих с АЦП. Данные формируются блоками по 2048 точек. Затем эти блоки отправляются в оперативную память и непрерывно записываются на жесткий диск в течение заданного времени (3.3 минуты). Временной интервал между выборками (8-битные целые числа со знаком) составляет 0.2 мкс. За шесть месяцев с 8 октября 2022 г. по 24 марта 2023 г. было проведено 38 сеансов наблюдений; наблюдения проводились два раза в неделю в течение двух дней подряд.

3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

3.1. Когерентная компенсация дисперсии

Из-за дисперсии радиоволн, распространяющихся через межзвездную плазму, импульсы размываются в полосе приемника на величину τ_d . В наших наблюдениях с частотой $f_0 = 109.584$ МГц и шириной полосы приемника 2.5 МГц время размытия τ_{rmd} составляет около 74 мс для меры дисперсии $DM = 4.847$ пк·см. Мы используем метод когерентной дедисперсии для устранения размытия сигнала пульсара в полосе приемника B , используя регистрацию напряжения с дискретом на частоте Найквиста. Метод основан на том, что эффект дисперсии сигнала пульсара можно рассматривать как операцию линейной фильтрации. Когда характеристика такого фильтра известна, исходный сигнал может быть восстановлен из принятого сигнала путем выполнения операции обратной фильтрации. Временное разрешение в этом подходе составляет $1/B$. Хэнкинс [18] впервые применил этот метод, в работе Гирина с соавторами [19] дается подробное его описание, которому мы и следуем в нашей работе.

Когерентная дедисперсия, выполненная в частотной области, эквивалентна свертке функции

импульсного отклика с сигналом во временной области. Однако деконволюция, выполненная в частотной области, приводит к циклической свертке [20]. В нашем случае реального сигнала и при дедисперсии, отнесенной к низкой частоте f_0 , первые k точек, соответствующие временному интервалу τ_d , будут ошибочно умножены на данные, перенесенные с конца сегмента, и эти данные должны быть отброшены. Таким образом, при таком подходе первая часть сигнала будет потеряна на интервале τ_d . Из непрерывной сырой записи мы выбрали окна длительностью 200 мс (один миллион отсчетов), разделенные периодом пульсара. В начале каждого такого окна 80 мс данных отбрасывались как искаженные циклической сверткой. Таким образом, у нас остались данные в окнах по 120 мс, которые и использовались в дальнейшем. Примеры среднего профиля для отдельных сеансов наблюдений приведены на рис. 1. Мы оценили эквивалентную плотность потока, соответствующую шумам фона и приемной системы (SEFD) в направлении на пульсар B1133+16, равной 50 Дж. Точность этой оценки составляет около 25%.

3.2. Динамические спектры

Мы построили динамические спектры (ДСП) для каждого сеанса наблюдений. На рис. 2 они показаны за 4 дня наблюдений. ДСП представляют собой изменение интенсивности по частоте и по времени, обусловленное прохождением излучения пульсара через неоднородности межзвездной плазмы. Хорошо видны яркие узкие детали по частоте и длинные в десятки периодов пульсара по времени. Светлые полосы по всему частотному диапазону соответствуют широкополосным уменьшениям амплитуды импульсов самого пульсара. Каждый динамический спектр $S(f_i, t_j)$ является функцией частоты f и времени t и состоит из $N_f \times N_t$ значений, где $1 \leq i \leq N_f$ и $1 \leq j \leq N_t$, N_f — количество частотных каналов в полосе пропускания от 109.6 до 112.1 МГц, — количество отдельных спектров в данном сеансе наблюдений. Мы откалибровали динамические спектры следующим образом:

$$S(f_i, t_j) = S_{\text{on}}(f_i, t_j) - S_{\text{off}}(f_i, t_j), \quad (2)$$

и в дальнейшем будем называть их просто $S(f, t)$. Здесь S_{on} и S_{off} — спектры, полученные для сигнала, зарегистрированного в окне излучения пульсара, и вне этого окна соответственно. В последующем анализе мы будем использовать две категории спектров.

1) Спектры, рассчитанные по всей длительности импульса 48 мс ($N = 240\,000$ отсчетов времени). Они

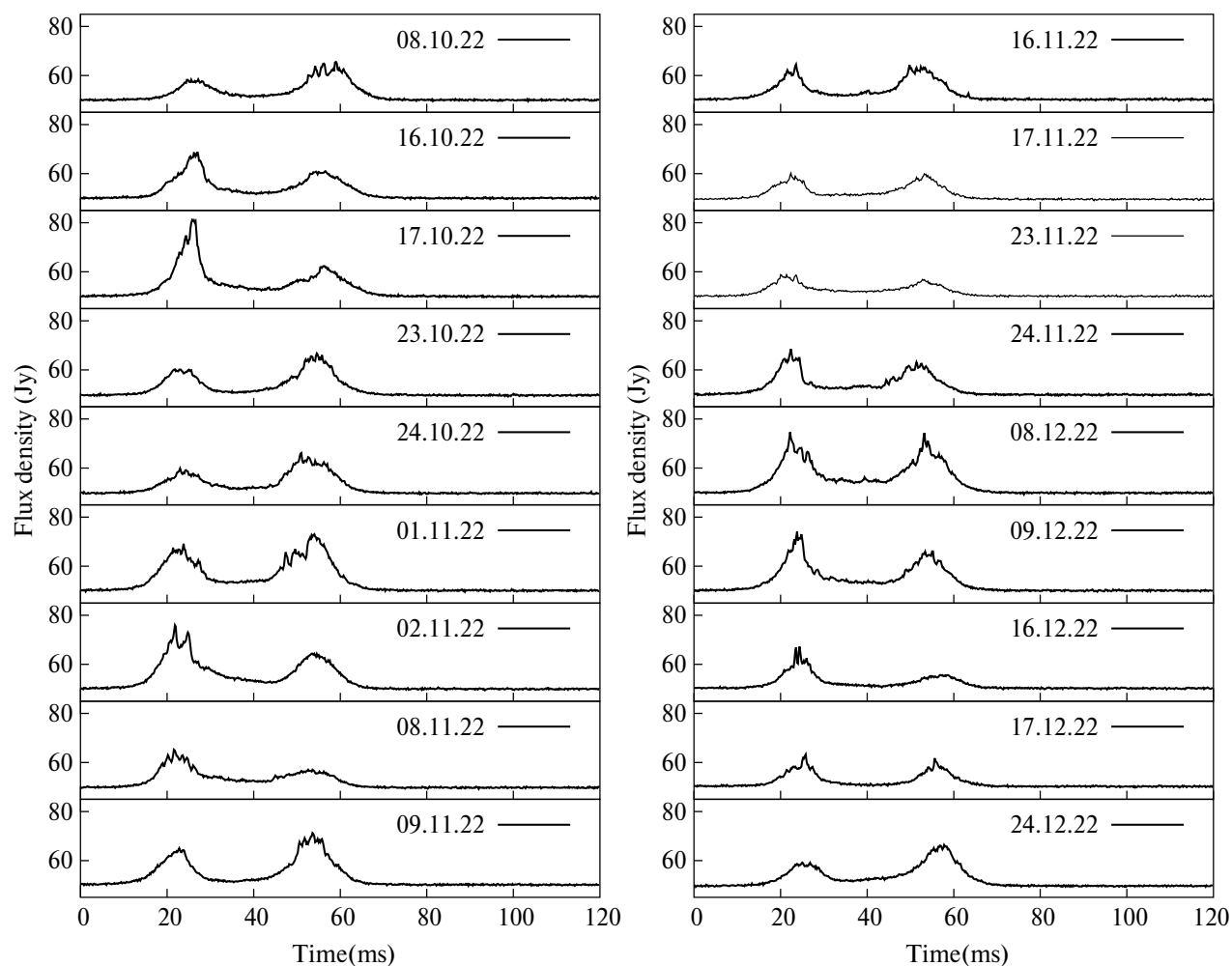


Рис. 1. Примеры средних профилей в отдельных сеансах наблюдений. Временное разрешение составляет 0.2 мс.

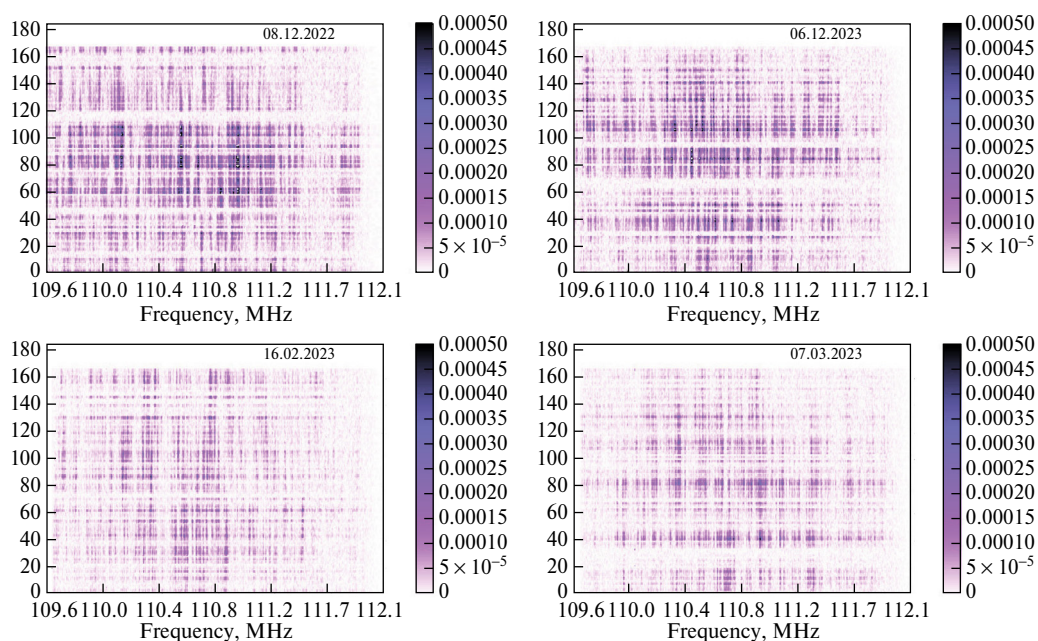


Рис. 2. Примеры динамических спектров за 4 дня наблюдений. Шкала интенсивностей представлена в произвольных единицах. Столбцы справа от спектров соответствуют градации интенсивности сигнала. По оси x отложена частота в МГц, по оси y — номер импульса (время).

состоят из 120 000 гармоник с шагом по частоте $\delta f = 20.833$ Гц. Эти сырые спектры мощности были усреднены по 20 гармоник для увеличения отношения сигнал/шум. Таким образом, окончательный шаг по частоте δf в этом случае составил 0.417 кГц при $N_f = 6000$. За каждый сеанс наблюдений мы регистрировали 168 импульсов ($N_t = 168$). Примеры таких динамических спектров приведены на рис. 2.

2) Спектры, рассчитанные для каждого из двух компонентов среднего профиля (рис. 1). Окно импульса в этом случае равнялось 16 мс ($N = 80\,000$ отсчетов), что обеспечивает шаг по частоте в спектре $\delta f = 62.5$ Гц. Эти спектры были усреднены по 10 гармоникам, что дало $\delta f = 0.625$ кГц. Временной диапазон динамических спектров составляет 200 с; он больше, чем время мерцаний, определенное в разделе 5 (45 с), поэтому наши результаты относятся к анализу мерцаний в режиме усреднения. Однако в отдельных случаях мы также представили анализ в режиме моментального снимка (раздел 7) и в режиме усреднения по ансамблю (раздел 5).

3.3. Двумерные автокорреляционные функции

В дальнейшем анализе мы будем использовать двумерные автокорреляционные функции (2DACF),

$$ACF(\Delta f, \Delta t) = \frac{1}{(N_f - i)(N_t - j)} \times \sum_{i=0}^{N_f - i} \sum_{j=0}^{N_t - j} \Delta S(f_i, t_j) \Delta S(f_i + \Delta f, t_j + \Delta t). \quad (3)$$

Здесь $\Delta f = (B/N_f)i$, B — полоса приемника и $\Delta t = P_1$, где P_1 — период пульсара; Δf и Δt соответствуют шагу по частоте и времени, $\Delta S(f_i, t_j) = S(f_i, t_j) - \langle S(f_i, t_j) \rangle$, и

$$\langle S(f, t) \rangle = \frac{1}{N_f N_t} \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{j=1}^{N_t} S(f_i, t_j). \quad (4)$$

Ниже мы будем использовать нормированные автокорреляционные функции, которые будем обозначать 2DACF: $2DACF(\Delta f, \Delta t)_{\text{norm}} = ACF(\Delta f, \Delta t) / ACF(0, 0)$ и в дальнейшем анализировать такие нормированные функции с символом 2DACF.

4. ПАРАМЕТРЫ МЕРЦАНИЙ, ИЗМЕРЕННЫЕ В КАЖДОМ НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ СЕАНСЕ

По частотным и временным сечениям для каждой 2DACF мы определяли полосу декорреляции $f_{\text{dif}} = \Delta f_{1/e}$ по ее полуширине на уровне 1/2 от макси-

мума и время мерцания $t_{\text{dif}} = \Delta t_{1/e}$ по полуширине на уровне 1/e. Мы также оценили временные и частотные сдвиги динамических спектров между двумя компонентами среднего профиля. Функция Гаусса традиционно использовалась для аппроксимации сечений двумерных корреляционных функций (2DACF) [21–23]. Бартель с соавторами [24] обсуждали возможность использования других подгоночных функций, таких как функция Лоренца или функция Лапласа (экспонента). Попов [25] предложил использовать так называемую обобщенную экспоненциальную функцию для анализа формы ACF. Попов и Смирнова [26] продемонстрировали использование таких функций при анализе временных сечений 2DACF для 11 пульсаров. Мы будем использовать эту подгоночную функцию в нашем анализе частотных сечений 2DACF. Обозначим частотное сечение, как $Y(x)$ с $x = \Delta f$. Мы использовали следующую аппроксимирующую функцию

$$Y(x) = A \exp\left(-\frac{|x - x_0|^\alpha}{d}\right) + C. \quad (5)$$

Параметр d определяет полуширину функции через соотношение $W_{1/2} = (d \ln 2)^{1/\alpha}$; x_0 используется в дальнейшем для определения возможного частотного сдвига в кросс-корреляционных функциях, рассчитанных между динамическими спектрами для двух компонентов среднего профиля (см. раздел 6); параметр C компенсирует возможное смещение базового уровня, A — амплитуда функции (5). Дополнительный параметр α обеспечивает лучшую точность аппроксимации.

Параметры рассеяния для каждого сеанса наблюдений приведены в табл. 1. Содержание таблицы описано в ее заголовке. Каждая величина содержит ошибку параметра, определенную формальной процедурой аппроксимации данных методом наименьших квадратов. Наличие пробелов в некоторых ячейках таблицы связано с плохой аппроксимацией, вызванной нестандартной формой сечений 2DACF для некоторых наблюдательных сеансов. Примеры частотных сечений представлены на рис. 3 в двух частотных масштабах: с широкой шкалой ± 1.25 МГц (левые панели) и с узкой шкалой ± 50 кГц (правые панели). Шумовая составляющая при нулевом частотном сдвиге убрана. На правых рисунках видны две частотные структуры: широкая частотная структура, вызванная фарадеевским вращением плоскости поляризации в полосе приемника, и узкая частотная структура, вызванная межзвездными мерцаниями. Значения периода фарадеевского вращения приве-

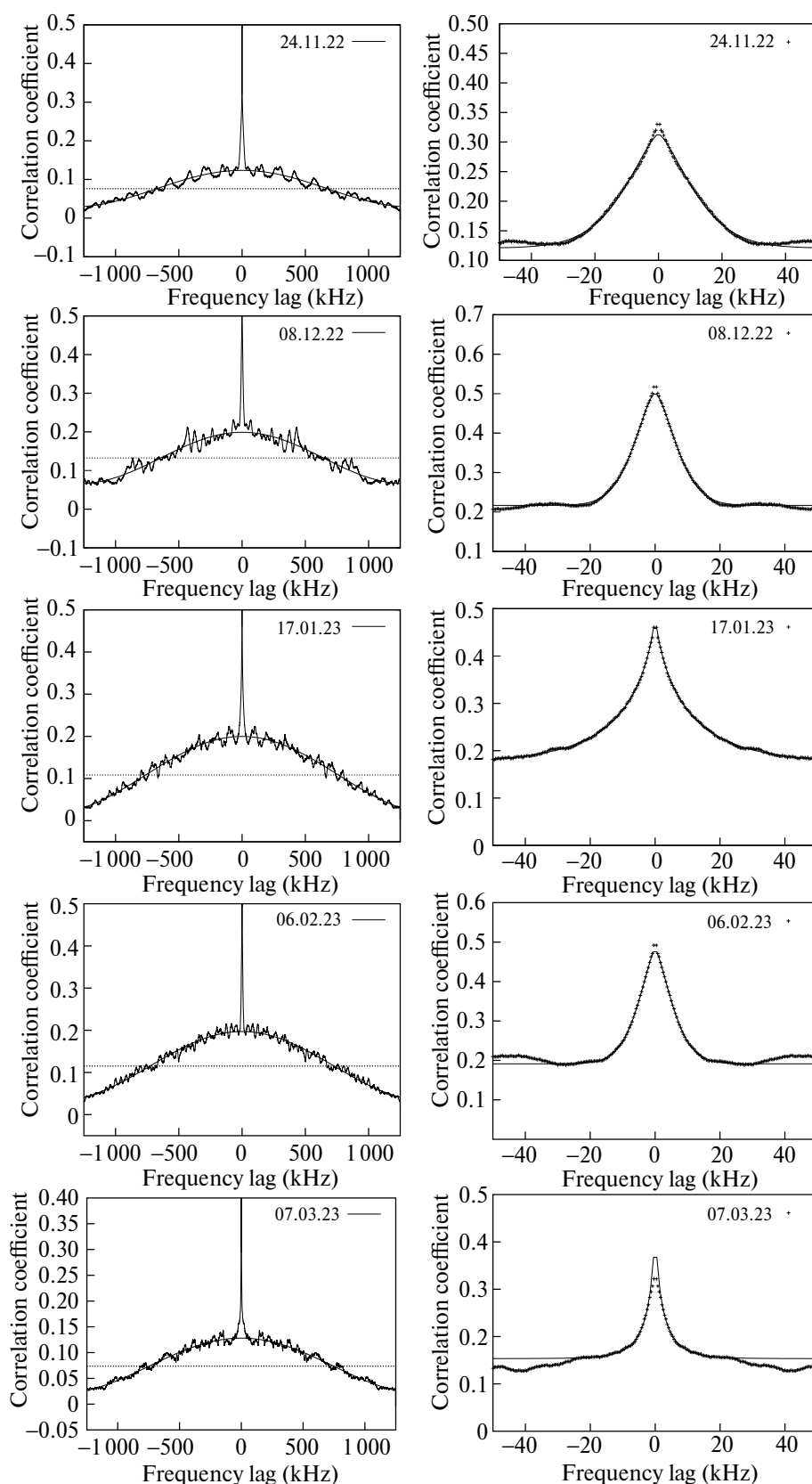


Рис. 3. Примеры частотных сечений двумерных автокорреляционных функций (2DACF). Сплошные линии в левой части рисунка представляют синусоидальные кривые, обусловленные фарадеевским вращением плоскости линейной поляризации в полосе приемника, а штриховые линии соответствуют среднему значению синусоидальной волны. Правые панели рисунка показывают аппроксимацию частотного сечения обобщенной экспоненциальной функцией $Y(x)$.

Таблица 1. Параметры рассеяния, измеренные в наблюдательных сеансах

Дата	A	α	f_{dif} , кГц	t_{dif} , с	P_f , МГц
08.10.22	0.266 ± 0.017	0.93 ± 0.07	6.1 ± 1.2	52.4 ± 10.0	5.60 ± 0.03
16.10.22	0.185 ± 0.007	1.15 ± 0.06	7.6 ± 1.3	47.9 ± 4.0	5.39 ± 0.05
17.10.22	0.294 ± 0.009	0.95 ± 0.03	6.1 ± 0.7	50.4 ± 4.0	5.45 ± 0.06
23.10.22	0.232 ± 0.004	1.36 ± 0.04	5.8 ± 0.4	39.8 ± 3.5	5.54 ± 0.07
24.10.22	0.227 ± 0.004	1.33 ± 0.03	5.3 ± 0.3		5.32 ± 0.04
01.11.22	0.340 ± 0.010	0.95 ± 0.04	5.8 ± 0.6	35.0 ± 2.0	5.87 ± 0.04
02.11.22	0.296 ± 0.006	1.08 ± 0.03	6.5 ± 0.5	44.4 ± 3.0	5.00 ± 0.03
08.11.22	0.165 ± 0.001	1.04 ± 0.01	8.5 ± 0.3	40.1 ± 2.0	5.43 ± 0.03
09.11.22	0.271 ± 0.002	1.05 ± 0.01	6.7 ± 0.2	48.3 ± 4.7	5.52 ± 0.10
16.11.22	0.228 ± 0.002	1.74 ± 0.04	7.8 ± 0.5	33.2 ± 2.7	5.39 ± 0.15
17.11.22	0.148 ± 0.006	0.85 ± 0.04	5.0 ± 0.6	38.5 ± 1.9	5.14 ± 0.03
23.11.22	0.105 ± 0.001	1.26 ± 0.03		56.0 ± 5.0	5.62 ± 0.11
24.11.22	0.193 ± 0.003	1.44 ± 0.04		47.9 ± 2.9	5.39 ± 0.05
08.12.22	0.285 ± 0.002	1.58 ± 0.02	7.1 ± 0.3	42.0 ± 2.2	5.14 ± 0.04
09.12.22	0.212 ± 0.002	1.41 ± 0.01	5.1 ± 0.5	37.2 ± 1.9	5.62 ± 0.04
16.12.22	0.112 ± 0.004	1.15 ± 0.05	5.1 ± 0.5	39.1 ± 2.6	5.80 ± 0.05
17.12.22	0.066 ± 0.005	0.84 ± 0.08	7.8 ± 1.0	32.9 ± 4.0	5.12 ± 0.02
23.12.22	0.040 ± 0.001	1.60 ± 0.09	7.2 ± 0.4	41.9 ± 2.1	5.53 ± 0.03
24.12.22	0.089 ± 0.005	0.82 ± 0.06	6.1 ± 1.3	45.2 ± 2.1	5.47 ± 0.05
08.01.23	0.207 ± 0.016	0.78 ± 0.02	3.0 ± 0.3	35.7 ± 2.0	5.64 ± 0.03
09.01.23	0.207 ± 0.016	0.82 ± 0.07	3.0 ± 0.6	33.2 ± 1.2	6.02 ± 0.06
16.01.23	0.225 ± 0.004	1.6 ± 0.05		42.0 ± 2.3	5.14 ± 0.03
17.01.23	0.319 ± 0.007	0.76 ± 0.02	5.9 ± 0.5	52.1 ± 4.8	6.10 ± 0.05
23.01.23	0.244 ± 0.021	0.53 ± 0.04	1.7 ± 0.5	44.3 ± 2.3	5.50 ± 0.02
24.01.23	0.166 ± 0.006	0.97 ± 0.05	4.9 ± 0.5	43.6 ± 2.2	6.00 ± 0.06
06.02.23	0.290 ± 0.003	1.44 ± 0.02	5.5 ± 0.2	35.5 ± 2.1	5.82 ± 0.04
07.02.23	0.164 ± 0.004	1.16 ± 0.04	4.7 ± 0.4	36.2 ± 1.7	5.55 ± 0.04
16.02.23	0.232 ± 0.007	1.16 ± 0.04	3.4 ± 0.3	31.6 ± 1.2	5.69 ± 0.04
17.02.23	0.189 ± 0.020	0.96 ± 0.09	2.6 ± 0.6	39.8 ± 3.0	6.84 ± 0.09
23.02.23	0.300 ± 0.020	0.80 ± 0.05	2.5 ± 0.4	38.0 ± 2.4	5.69 ± 0.03
24.02.23	0.365 ± 0.003	0.70 ± 0.01	2.8 ± 0.5	31.4 ± 1.6	5.92 ± 0.03
06.03.23	0.126 ± 0.034	0.56 ± 0.10	1.0 ± 0.5		5.66 ± 0.04
07.03.23	0.309 ± 0.048	0.69 ± 0.07	1.3 ± 0.4	57.1 ± 5.5	5.96 ± 0.04
09.03.23	0.098 ± 0.004	1.04 ± 0.07	1.3 ± 0.2	37.0 ± 2.4	6.78 ± 0.09
16.03.23	0.219 ± 0.094	0.58 ± 0.20	1.0 ± 0.7		6.02 ± 0.05
17.03.23	0.210 ± 0.031	0.54 ± 0.06	1.7 ± 0.7	56.0 ± 7.4	5.95 ± 0.05
23.03.23	0.061 ± 0.001	0.71 ± 0.01	3.4 ± 0.1	39.1 ± 1.8	6.24 ± 0.08
24.03.23	0.046 ± 0.002	0.69 ± 0.04	1.7 ± 0.2		6.33 ± 0.07

Примечание. Приведены: дата наблюдений, амплитуда ACF (A), показатель α , f_{dif} — полоса декорреляции по уровню $1/2$ в кГц, t_{dif} — время мерцаний по уровню $1/e$ в с, период фарадеевского вращения в МГц.

дены в 6-м столбце табл. 1; эти величины были определены путем аппроксимации данных синусоидальной функцией на частотном интервале за пределами 50-килогерцового диапазона, в котором доминирует дифракционный эффект. Амплитуда ACF соответствует коэффициенту A в уравнении (5).

5. ПАРАМЕТРЫ, ИЗМЕРЕННЫЕ В РЕЖИМЕ УСРЕДНЕНИЯ ПО АНСАМБЛЮ

Мы усреднили индивидуальные 2DACF за весь полугодовой период наблюдений и по усредненным функциям получили оценки параметров мерцаний в режиме усреднения по ансамблю. Результаты

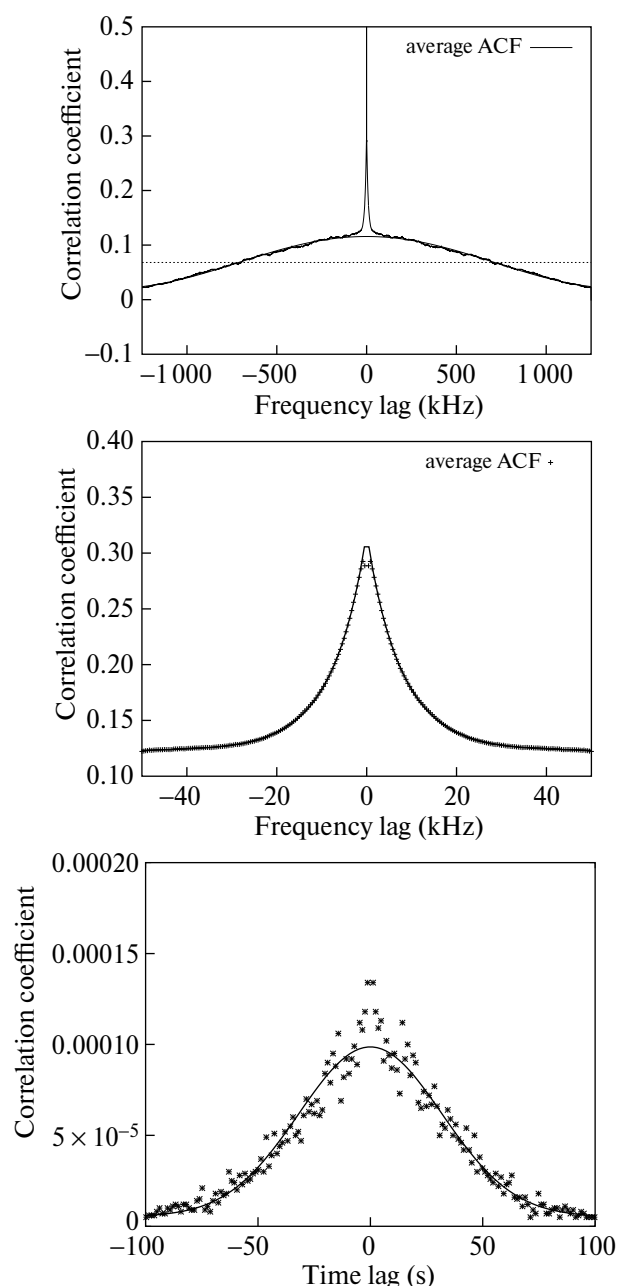


Рис. 4. Функции, усредненные за весь период наблюдений. Вверху — средняя ACF в широком диапазоне сдвигов по частоте, в центре — ее центральная часть (устранено значение при нулевом сдвиге по частоте). Внизу — временное сечение средней 2DACF со следующими параметрами: $P_f = 5.7 \pm 0.1$ МГц; $f_{\text{dif}} = 5.2 \pm 0.1$ кГц; $\alpha = 0.95 \pm 0.01$; $t_{\text{dif}} = 45.0 \pm 1.7$ с.

такого усреднения представлены на рис. 4. Усредненные параметры: период фарадеевского вращения $P_f = 5.7 \pm 0.1$ МГц, полоса декорреляции $f_{\text{dif}} = 5.2 \pm 0.1$ кГц, показатель степени аппроксимирующей функции $Y(x)$ (ур-е (5)) $\alpha = 0.95 \pm 0.01$ и время мерцаний $t_{\text{dif}} = 45.0 \pm 1.7$ с. Временное сечение средней 2DACF демонстрирует сильные флуктуации при малых временных задержках, вызванные соб-

ственной переменностью пульсара. Чтобы как-то уменьшить влияние этих собственных флуктуаций, мы взяли временное сечение не при нулевом сдвиге по частоте, а при сдвиге, равном одному шагу по частоте, т.е. 0.625 кГц; поэтому амплитуда временного сечения значительно уменьшена. Мы аппроксимировали это временное сечение функцией Гаусса вне временных задержек ± 10 с. Неопределенности (ошибки) параметров соответствуют одному среднеквадратичному значению разброса реальных данных от фитинга.

Важно отметить, что показатель степени α в обобщенной экспоненциальной функции $Y(x)$, аппроксимирующей сечение 2DACF по частоте, оказался очень близким к единице (0.95 ± 0.01). То есть это сечение фактически очень мало отличается от экспоненты. Ограниченные по времени и частоте области повышенной яркости в динамическом спектре принято называть сцинтилями. Как показали Бартель с соавторами [24], экспоненциальная автокорреляционная функция соответствует форме частотных сцинтиллей, описываемых функцией

$$K(\sigma, f) = \frac{1}{\pi\sigma} K_0\left(\frac{|f|}{\sigma}\right),$$

которая является модифицированной функцией Бесселя $K_0(z)$ второго рода порядка 0 и аргумента z ; эта функция возрастает логарифмически до бесконечности при $f \rightarrow 0$ [27]. Попов [25] провел численные расчеты, устанавливающие связь между формой сцинтиля и соответствующей ACF путем аппроксимации как сцинтиля, так и ACF обобщенной экспоненциальной функцией $Y(x)$ с показателями степени β и α соответственно. При таком рассмотрении наша средняя ACF с $\alpha = 0.95$ и $f_{\text{dif}} = 5.2$ кГц соответствует форме сцинтиля с $\beta = 0.57$ и $W_{1/2}^f = 1.2$ кГц.

6. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕРЦАНИЙ ДЛЯ ДВУХ КОМПОНЕНТОВ СРЕДНЕГО ПРОФИЛЯ

Как отмечалось во Введении, для пространственного разрешения источников использовались интерферометрические наблюдения на частоте 327 МГц [14]. Попов с соавторами [28] использовали РСДБ-наблюдения PSR B1237+25, проведенные на радиотелескопах обсерваторий Аресибо (AR) и Грин Бэнк (GB) на частоте 324 МГц, и проанализировали интерферометрические данные с использованием динамических спектров на отдельных радиотелескопах. Они также обнаружили, что динамические спектры изменялись с долготой среднего профиля, и наблюдаемые характерные фазовые и частотные

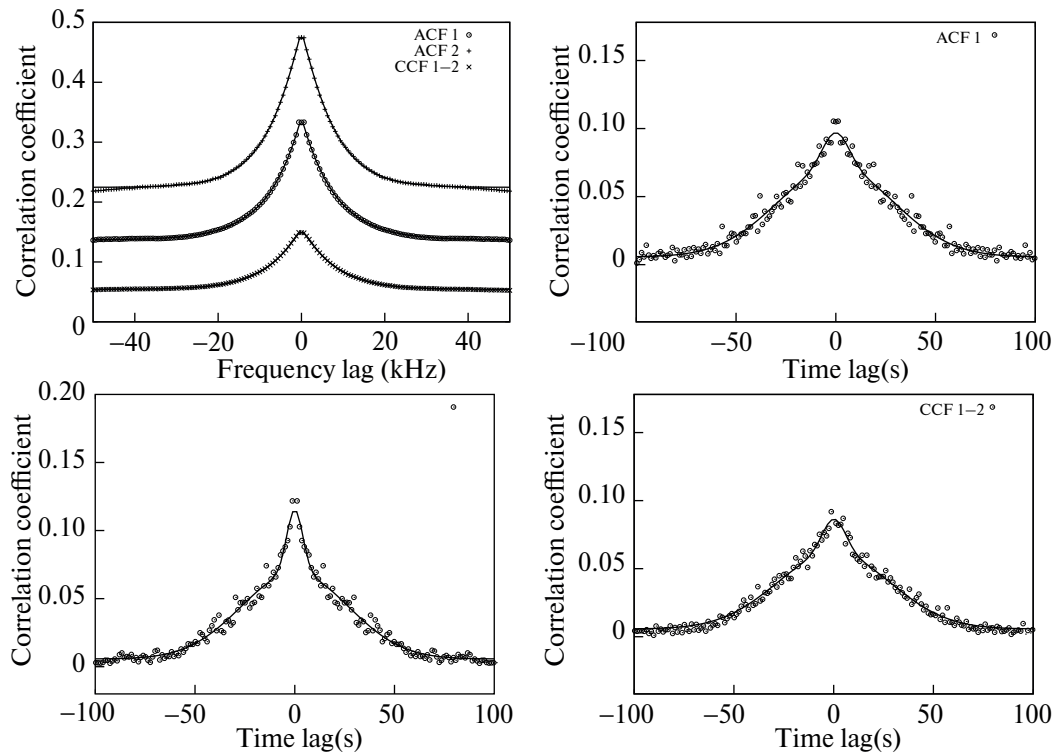


Рис. 5. Сравнение временных и частотных сечений ACF и CCF для двух компонентов среднего профиля. Параметры, полученные при аппроксимации соответствующих функций, приведены в табл. 2.

сдвиги в спектрах мерцаний в зависимости от долготы пульсара были похожи по форме и амплитуде на явления, обнаруженные Вольжаном и Кордсом [14]. Однако Попов с соавторами [28] пришли к выводу, что наблюдаемые искажения динамических спектров вызваны влиянием двухбитной оцифровки данных. Они продемонстрировали, что с исправленными данными [29] частотный сдвиг динамических спектров по долготе импульса в значительной степени исчезает.

В наших наблюдениях PSR B1133+16 на частоте 111 МГц регистрация сигнала проводилась с 8-битной оцифровкой, а спектры вычислялись после когерентной дедисперсии. Таким образом, сравнение динамических спектров для двух компонентов среднего профиля лишено указанных выше недостатков, вызванных низким уровнем оцифровки данных. Мы рассчитали два набора динамических спектров отдельно для двух компонентов среднего профиля в окнах длительностью 16 мс: первое окно занимает долготы от 15 до 31 мс, а второе окно расположено между 50 и 66 мс, как это представлено на рис. 1. Для каждого сеанса наблюдений вычислялись 2DACF в обоих окнах и 2ДККФ между динамическими спектрами двух окон. Эти автокорреляционные и кросс-корреляционные функции были усреднены по всем сеансам наблюдений. Частотные сечения усредненных функций аппроксимировались,

как обычно, функцией $Y(x)$ (5), но мы использовали сумму двух гауссиан для аппроксимации временных сечений средних ACF, чтобы учесть вклад внутренней переменности пульсара. Все измеренные параметры мерцаний для двухкомпонентного профиля приведены в табл. 2. Мы иллюстрируем их сравнение на рис. 5. Не наблюдается смещений ни по частоте, ни по времени между динамическими спектрами двух компонентов. На основании полученных результатов мы сделали вывод об отсутствии значимых различий между динамическими спектрами, полученными для двух компонентов среднего профиля.

7. РЕЖИМ МОМЕНТАЛЬНОГО СНИМКА: СПЕКТРЫ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Пульсар B1133+16 — очень яркий пульсар, и также благодаря высокой чувствительности антенны БСА мы зарегистрировали много сильных импульсов. Поэтому была возможность исследовать мерцание в режиме моментального снимка по отдельным импульсам. На рис. 6 показаны три импульса, достаточно яркие в обоих компонентах среднего профиля. Спектры мощности рассчитывались отдельно для двух компонентов в окнах длительностью 16 мс с центром на долготе максимума соответствующих компонентов. Для этого случая

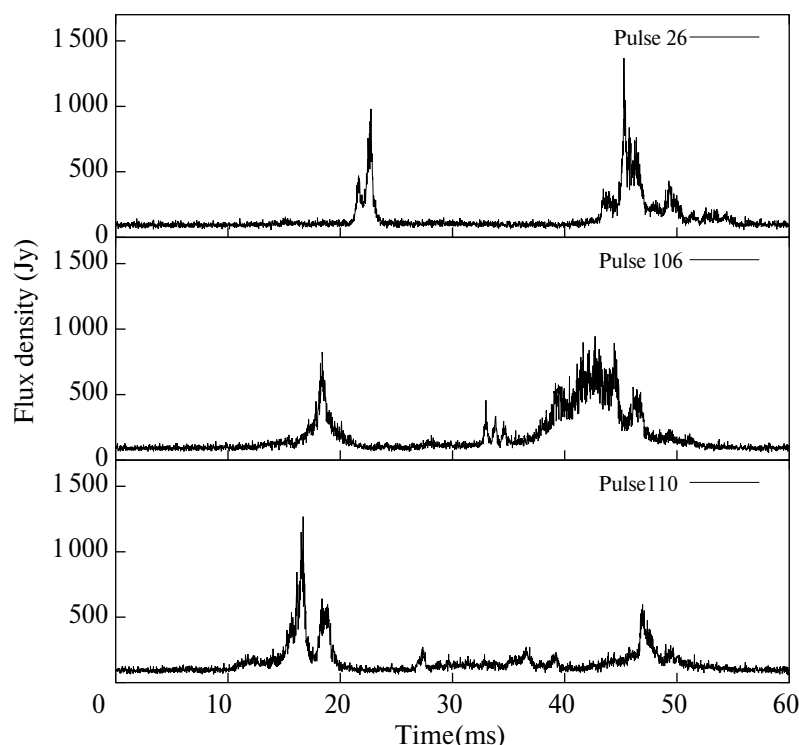


Рис. 6. Избранные сильные индивидуальные импульсы, зарегистрированные в наблюдательном сеансе 6 февраля 2023 г. Импульсы показаны с временным разрешением 20 мкс.

получается спектральное разрешение 65.2 Гц. Затем рассчитывались автокорреляционные функции для каждого спектра и взаимные корреляционные функции между спектрами для первого и второго компонентов среднего профиля. На рис. 7 показаны все эти функции в двух частотных шкалах: левые панели отображают данные в узком диапазоне частот (± 2 кГц), а правые панели охватывают частотный диапазон ± 30 кГц. Оказалось, что автокорреляционные функции имеют короткомасштабные компоненты шириной менее килогерца; эти детали отсутствуют в функциях взаимной корреляции. Мы полагаем, что эти узкополосные детали возникают в результате модуляции спектра огибающей импульса и не относятся к мерцательному процессу. Действительно, узкочастотные детали (100–200 Гц), видимые на левой панели рис. 7, различаются для разных компонентов среднего профиля. Частотные ширины этих структур хорошо согласуются с характерной длительностью субимпульсов (5–10 мс, рис. 6).

8. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОВ

Параметры рассеяния, определенные по автокорреляционным функциям отдельных импульсов (режим моментального снимка), не отличаются радикально от аналогичных параметров, полученных

по частотному сечению двумерных корреляционных функций, полученных по динамическим спектрам (обычный режим усреднения). Следовательно, тонкая частотная структура одиночного импульса, вызванная дифракционными искажениями, тоже может быть представлена в виде набора двусторонних обобщенных экспоненциальных функций с показателем степени $\alpha \approx 1$.

Представляет интерес провести численное моделирование такой частотной структуры для определения некоторых дополнительных параметров мерцаний. В качестве примера такого численного моделирования был выбран один сильный импульс, наблюдавшийся 9 декабря 2022 г. под номером 58 (рис. 8). Для первого компонента этого импульса был построен спектр мощности во временном окне 16 мс с разрешением по частоте 0.625 кГц (4000 частотных каналов). При подгонке автокорреляционной функции этого спектра по функции (5) были определены следующие параметры: показатель степени $\alpha = 1.39 \pm 0.05$ и полуширина $W_{1/2}^f = 6.4 \pm 0.5$ кГц. Для этих параметров мы рассчитали показатель степени $\beta = 0.95$ и полуширину $W_{1/2}^f = 4.4$ кГц для формы самого сцинтилля, используя для перехода табл. 2, опубликованную Поповым в работе [25]. С этими параметрами по формуле (5) были вычислены АСФ частотного сечения и собственная форма среднего сцинтилля, представленные на рис. 9. Затем строился

Таблица 2. Параметры, полученные в режиме усреднения по ансамблю

Интервал долгот	α	f_{dif} , кГц	t_{dif} , с	t_{fluct} , с	P_f , МГц
Весь профиль	0.95 ± 0.01	5.2 ± 0.1	45.0 ± 1.7	6.5 ± 0.6	5.70 ± 0.01
Компонент 1	1.07 ± 0.09	5.5 ± 0.1	41.4 ± 0.4	9.2 ± 1.7	
Компонент 2	1.11 ± 0.01	5.7 ± 0.1	38.2 ± 1.5	5.6 ± 0.4	
CCF I–II	1.06 ± 0.09	5.8 ± 0.2	40.4 ± 0.8	8.2 ± 1.5	

Примечание. Приведены: интервал долгот профиля, показатель α , f_{dif} — полоса декорреляции по уровню $1/2$, t_{dif} — время мерцаний по уровню $1/e$, t_{fluct} — характерное время собственной переменности по уровню $1/e$, P_f — период фарадеевского вращения.

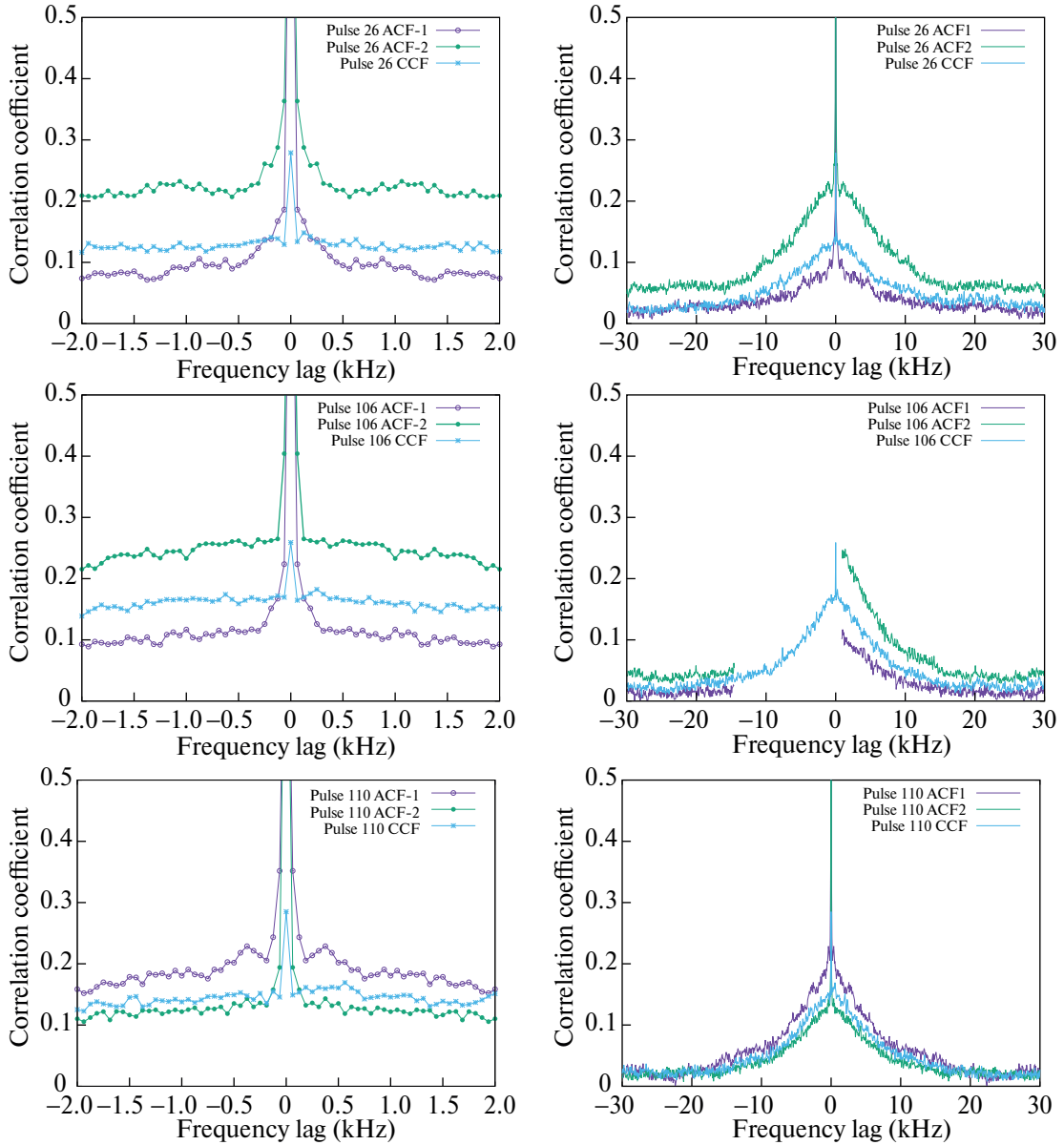


Рис. 7. Автокорреляционные функции (ACF), полученные для спектров отдельных компонентов среднего профиля, и кросс-корреляционные функции (CCF) между спектрами отдельных компонентов. Они получены для индивидуальных импульсов в сеансе 2 февраля 2023 г. и представлены на рис. 6.

спектр из 20 одинаковых по форме синтилей с амплитудой, соответствующей нормальному распределению со стандартным отклонением $\sigma=1.0$;

эти синтили случайным образом распределялись по спектру (пример приведен на рис. 8). Уровень фонового шума также был добавлен к смоделиро-

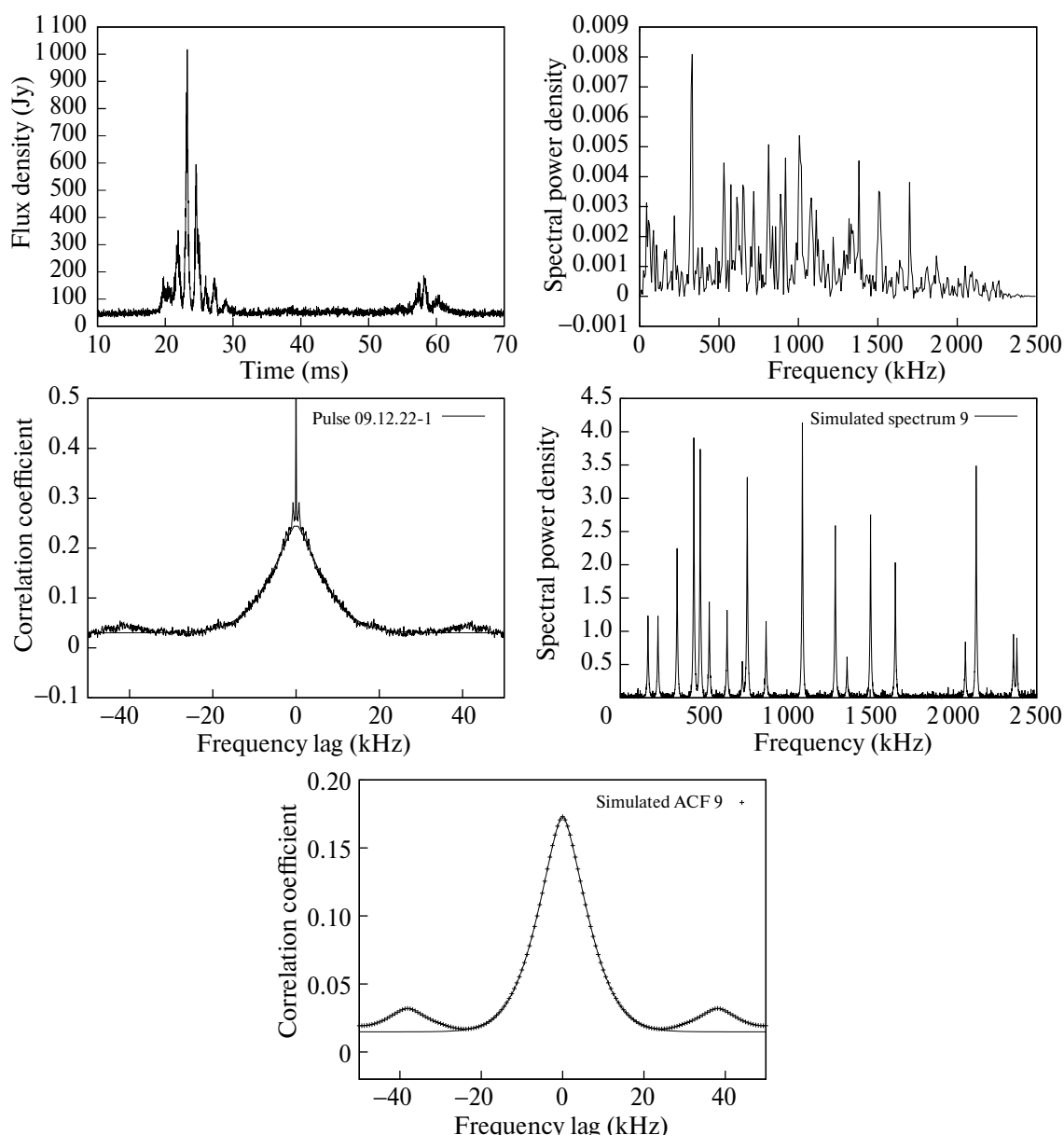


Рис. 8. Результаты численного моделирования спектров. Верхний левый рисунок — индивидуальный импульс, зарегистрированный в сеансе 9 декабря 2022 г. под номером 58; верхний правый рисунок — спектр мощности для этого импульса (первый компонент); в середине слева приведена ACF для спектра мощности импульса № 58; в середине справа показан смоделированный спектр; в нижней части рисунка дается ACF от смоделированного спектра.

ванному спектру; этот шум имеет распределение χ^2 с $\sigma=0.1$. Наконец, была рассчитана ACF для этого спектра и определены ее параметры аппроксимацией ACF функцией $Y(x)$. Получились следующие параметры: показатель степени $\alpha = 1.49 \pm 0.05$ и полуширина $W'_{1/2} = 6.70 \pm 0.05$ кГц. Они хорошо согласуются с исходными параметрами. Мы считаем, что этот результат подтверждает нашу гипотезу о тонкой частотной структуре мерцаний. На самом деле мы сделали сотни таких симуляций с разным количеством сцинтил в полосе частот. При количестве сцинтил значительно больше 10 отдельные сцин-

тили накладываются друг на друга, что приводит к сложной форме ACF.

9. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе Попова с соавторами [30] проанализированы свойства функции видности для 5 пульсаров на наземных и наземно-космических базах интерферометра. Авторам [30] удалось показать, что зависимость амплитуды функции видности от временной задержки для всех пульсаров может быть представлена функцией Лоренца. Известно, что

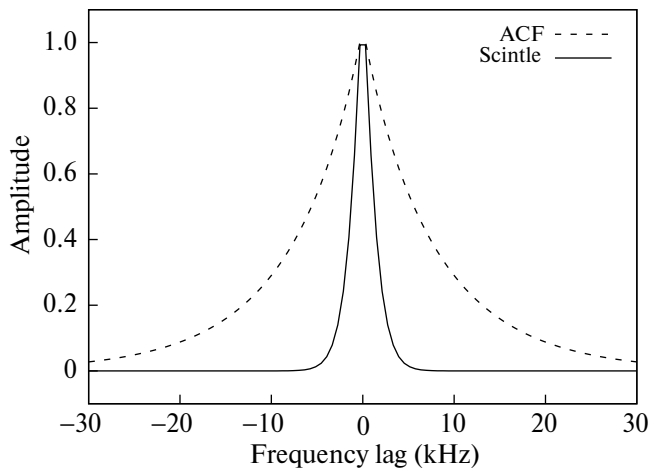


Рис. 9. Сравнение усредненного по ансамблю АСФ частотного сечения (штриховая линия) и соответствующей собственной частотной формы среднего по ансамблю сцинтиля (сплошная линия). Эти функции были вычислены в соответствии с уравнением (5) для параметров, указанных в тексте.

преобразование Фурье от функции Лоренца является двусторонней экспонентой. Поскольку функция видности для двух радиотелескопов А и В получается обратным преобразованием Фурье из кросс-спектра $A \times B$, то форма спектральных деталей в этом кросс-спектре должна описываться в среднем набором из двусторонних экспоненциальных функций.

В отличие от среднего профиля импульса получить среднюю форму сцинтиля из наблюдений невозможно из-за случайного характера дифракционных пятен в спектре. Из наблюдений получают только среднюю автокорреляционную функцию. Бартель с соавторами [24] объяснили, что корреляционная функция сигнала, описываемого двусторонней экспонентой $y(\Delta f) = \exp(\Delta f/b)$, имеет следующий вид АСФ: $ACF(\Delta f) = (b + \Delta f)\exp(\Delta f/b)$. Они назвали эту функцию модифицированной экспонентой. Бартель с соавторами [24] проанализировали частотные сечения 2DACF для 12 пульсаров и обнаружили, что примерно для половины объектов в их выборке модифицированная экспонента хорошо подходит для аппроксимации частотного сечения 2DACF в то время, как для другой половины объектов лучше использовать простую экспоненциальную функцию. Но в последнем случае сам сцинтиль должен формально описываться функцией Бесселя нулевого порядка второго рода. Поскольку Бартель с соавторами [24] исследовали АСФ по единичным измерениям, остается неясным, присущи ли обнаруженные типы АСФ данному объекту или пульсар может переходить со временем из одной категории в другую. Основной целью наших длительных из-

мерений было проследить временную эволюцию формы и параметров автокорреляционных функций по динамическим спектрам PSR B1133+16.

Попов [25] предложил использовать обобщенную экспоненциальную функцию (5) для анализа формы АСФ. Это уравнение позволяет отслеживать плавные переходы формы АКФ во времени. Например, для функции Лоренца показатель степени обобщенной аппроксимирующей функции равен 1.36, а для модифицированной экспоненциальной функции этот показатель равен 1.43. В наших измерениях показатель степени обобщенной экспоненциальной функции изменяется от 0.53 до 1.74, меняясь как в краткосрочной, так и в долгосрочной временной шкале. Краткосрочные вариации индекса мы связываем со статистической неопределенностью наших измерений, основанной на малой продолжительности сеансов наблюдений. Продолжительность сеанса наблюдения составляет 200 с, что всего в 4 раза превышает характерное время мерцания.

В режиме усреднения по ансамблю (все наблюдения вместе взяты) мы получили для частотного участка $2DACF f_{\text{dif}} = 5.2$ кГц и показатель степени $\alpha = 0.95$; этим параметрам соответствует форма среднего сцинтиля, представленная формулой (5), с полушириной $W_{1/2} = 1.2$ кГц и показателем степени $\beta = 0.57$ (см. раздел 5). Усредненный по ансамблю частотный разрез 2DACF и соответствующая форма АСФ усредненного по ансамблю сцинтиля показаны на рис. 9. Такую форму сцинтиля можно формально понимать, как действие резонансного частотного фильтра с очень высокой добротностью. Получается, что именно такой фильтр определяет амплитудно-частотную характеристику, соответствующую интерференции когерентных рассеянных волн.

Анализ динамических спектров, полученных для двух компонентов среднего профиля пульсара, показал, что параметры дифракционных мерцаний одинаковы для этих компонентов, и для них нет временного смещения в средней кросс-корреляционной функции. Это означает, что пространственное разделение между компонентами существенно меньше диска рассеяния.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Пульсар B1133+16 наблюдался на радиотелескопе БСА ПРАО ФИАН в период с октября 2022 по март 2023 года. Выполнено 38 измерений параметров рассеяния с высоким временным и частотным разрешением.

2. Из анализа частотных сечений двумерной автокорреляционной функции следует, что истинный

вид дифракционных искажений в среднем может быть представлен обобщенной экспоненциальной функцией с полосой 1.2 кГц и показателем 0.57 (рис. 9). Такую форму частотных скинтилей формально можно интерпретировать как действие резонансного фильтра с очень высокой добротностью.

3. Численное моделирование спектра набором таких узкополосных скинтилей показало, что количество скинтилей в спектре ограничено и составляет 10–20.

4. В динамических спектрах, полученных для двух компонентов среднего профиля пульсара, различий в параметрах мерцаний обнаружено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B.J. Rickett*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 561 (1990).
2. *P.A. G. Scheuer*, *Nature* **218**(5145), 920 (1968).
3. *B.J. Rickett*, *Nature* **221**(5176), 158 (1969).
4. *B.J. Rickett, W. A. Coles, and G. Bourgois*, *Astron. and Astrophys.* **134**, 390 (1984).
5. *B.J. Rickett*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 479 (1977).
6. *J.W. Armstrong, B.J. Rickett, and S.R. Spangler*, *Astrophys. J.* **443**, 209 (1995).
7. *V.I. Shishov and T.V. Smirnova*, *Astron. Rep.* **46**(9), 731 (2002).
8. *V.I. Shishov, T.V. Smirnova, W. Sieber, V.M. Malofeev, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **404**, 557 (2003).
9. *T.V. Smirnova, V.I. Shishov, W. Sieber, D.R. Stinebring, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **455**(1), 195 (2006).
10. *W. Lewandowski, M. Kowaliska, and J. Kijak*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **449**(2), 1570 (2015).
11. *R.W. Romani, R. Narayan, and R. Blandford*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **220**, 19 (1986).
12. *D.C. Backer*, *Astron. and Astrophys.* **43**(3), 395 (1975).
13. *J.M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff*, *Astrophys. J.* **268**, 370 (1983).
14. *A. Wolszczan and J. M. Cordes*, *Astrophys. J. Letters* **320**, L35 (1987).
15. *Y. Gupta, N. D. R. Bhat, and A. P. Rao*, *Astrophys. J.* **520**(1), 173 (1999).
16. *A.T. Deller, W.M. Goss, W.F. Briskin, S. Chatterjee, et al.*, *Astrophys. J.* **875**(2), id. 100 (2019).
17. *R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and N. Hobbs*, *Astron. J.* **129**(4), 1993 (2005).
18. *T.H. Hankins and B.J. Rickett*, in *Methods in Computational Physics. Radio astronomy* **14**, 55 (1975).
19. *I.A. Girin, S.F. Likhachev, A.S. Andrianov, M.S. Burgin, M.V. Popov, A.G. Rudnitskiy, V.A. Soglasnov, V.A. Zuga*, *Astronomy and Computing* **45**, id. 100754 (2023), arXiv:2303.17280 [astro-ph.IM].
20. *R.N. Bracewell*, *The Fourier Transform and its applications*, McGraw-Hill Ser. Electrical Engineering, Networks and Systems (New York: McGraw-Hill, 1986).
21. *J.M. Cordes*, *Astrophys. J.* **311**, 183 (1986).
22. *J.M. Cordes, J.M. Weisberg, and V. Boriakoff*, *Astrophys. J.* **288**, 221 (1985).
23. *N.D.R. Bhat, A.P. Rao, and Y. Gupta*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **121**(2), 483 (1999).
24. *N. Bartel, M.S. Burgin, E.N. Fadeev, M.V. Popov, N. Rognahikhameneh, T.V. Smirnova, and V.A. Soglasnov*, *Astrophys. J.* **941**(2), id. 112 (2022).
25. *M.V. Popov*, *Astron. Rep.* **66**(12), 1311 (2022).
26. *M.V. Popov and T.V. Smirnova*, *Astron. Rep.* **65**(11), 1129 (2021).
27. *W. Feller*, *An Introduction to Probability Theory and its Applications, Vol. II*, 2nd Edition (New York — London — Sydney — Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1971).
28. *M.V. Popov, N. Bartel, A.S. Andrianov, M.S. Burgin, et al.*, arXiv:2302.13326 [astro-ph.GA] (2023).
29. *F.A. Jenet and S. B. Anderson*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **110**(754), 1467 (1998).
30. *M.V. Popov, N. Bartel, M.S. Burgin, C.R. Gwinn, T.V. Smirnova, and V. A. Soglasnov*, *Astrophys. J.* **888**(2), id. 57 (2020).

FINE FREQUENCY STRUCTURE OF INTERSTELLAR SCINTILLATION PATTERN IN RADIO EMISSION OF THE PSR B1133+16 AT 111 MHZ

M. V. Popov^a, T. V. Smirnova^b

^a*Astrospace Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Pushchino Radio Astronomy Observatory of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia*

The B1133+16 pulsar was observed at a frequency of 111 MHz with the LPA PRAO radio telescope from October 2022 to March 2023. Observations were made twice a week for two days in a row. In total 38 measurements of the scattering parameters were carried out with a high frequency resolution (up to 65 Hz). We used continuous recording of voltage in the frequency band 2.5 MHz with 8-bit digitization. The signal was reconstructed using the coherent dedispersion method. Dynamic spectra (DSP) were constructed for each observing session. Then, for each DSP, we calculated a two-dimensional autocorrelation function (2DACF) and analyzed its frequency and time sections. We have studied the fine frequency structure of pulsar scintillations by analyzing both the

dynamic spectra, and the spectra of individual pulses. It has been found that the intrinsic shape of diffraction distortion on average can be represented by a sharp two-sided function with a characteristic frequency width of 1–2 kHz. The long-term variability of the following parameters has been carefully studied: characteristic scales in frequency and time (f_{dif} and t_{dif}), and rotation measure RM . Based on the analysis of long-term variations, it is suggested that the true frequency form of scintillations may be distorted by ionospheric effects. We also compared the scintillation parameters separately for the two mean profile components, and no differences between the parameters were found.

Keywords: pulsar B1133+16, interstellar scattering, dynamic spectra

АДИАБАТНЫЙ СПЕКТР РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАКОВ ПЛАЗМЫ, ВЫБРАСЫВАЕМЫХ СОЛНЦЕМ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, И НЕОДНОРОДНОСТИ СПЕКТРА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАКОВ

© 2024 г. А. Ф. Дравских^{1,*}, Ю. А. Дравских¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербургский филиал,
Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: dedalfed@mail.ru

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

После доработки 08.01.2024 г.

Принята в печать 29.01.2024 г.

Известно, что в области солнечных пятен систематически возникают так называемые солнечные вспышки. Они сопровождаются излучениями практически во всех диапазонах частот и иногда — выбросом горячей плазмы. Наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600 показали, что спектр радиоизлучения облаков плазмы, нагретых до значений порядка 10^6 К, извергаемых из области солнечной вспышки, оказался адиабатным. Высокая корреляция неоднородностей спектров радиоизлучения активного образования над группой солнечных пятен указывает на устойчивое наличие рекомбинационных радиолиний в излучении активного образования. Однако спектры радиоизлучения облаков горячей плазмы, выбрасываемых из области солнечных вспышек, происходящих в этой группе пятен, никакой корреляции не показывают.

Ключевые слова: солнечные пятна, солнечные вспышки, активные радиообразования над солнечными пятнами, адиабатный спектр радиоизлучения облаков плазмы, корреляция спектров радиоизлучения

DOI: 10.31857/S0004629924020082 **EDN:** КТАСУ1

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечная вспышка — это явление взрывообразного локализованного электромагнитного излучения в атмосфере Солнца. Во время вспышки вещество может быть разогрето до температур $\sim 10^7$ К. Такой нагрев приводит к испусканию больших потоков ультрафиолетового и рентгеновского излучения, а также видимого света. Кроме того, вспышки стремятся выбрасывать наружу большое количество плазмы со скоростью порядка 1000 км/с и выше. Продолжительность вспышки составляет от минут до часа. Вспышки происходят в областях солнечных групп пятен и по мощности их излучения в рентгене разбиты на классы А, В, С, М, Х. Самый слабый класс — А. Диапазон мощностей двух соседних классов вспышек отличается на порядок. Все классы, кроме Х, могут изображаться так: например, М1, ..., М3.2, ..., М9. Вспышка М3.2 мощнее М1 в 3.2 раза, а М9 — в 9 раз. Для класса Х предела мощности не предусмотрено. Например, может быть Х18. Вспышки Х_{*n*}, где $n > 9$, иногда называют вспышками супер Х класса. Они очень редки.

С.И. Сыроватский предложил модель солнечной вспышки, основанную на фундаментальных свойствах пересоединяющего токового слоя [1]. В работе

[2] содержится широкий обзор физических явлений, возникающих в результате пересоединения — от лабораторных машин, магнитосферы Земли и атмосферы Солнца до вспыхивающих звезд и астрофизических аккреционных дисков. Обширный материал по солнечным вспышкам можно найти в [3–6]. Над группами пятен всегда существуют достаточно стабильные активные образования (АО), излучающие в радиодиапазоне.

Выброс корональной массы при вспышках (ВКМ), или coronal mass ejection (СМЕ), попадает в поток плазмы, называемый солнечным ветром (СВ), постоянно испускаемый короной. Существование СВ теоретически предсказал E.N. Parker [7, 8]. ВКМ может содержать достаточно сильное, встроенное в него магнитное поле. ВКМ, взаимодействуя с СВ, изменяет свои параметры и возмущает СВ. Если ВКМ был выброшен в направлении Земли, то при достижении ее он вызывает возмущение магнитного поля Земли (геомагнитную бурю) и полярные сияния. ВКМ опасны для космических кораблей и космонавтов. В [6] показано, что солнечные вспышки редко создают ВКМ. Физические связи между этими явлениями до сих пор однозначно не установлены и являются предметом интенсивных исследований.

Радиотелескоп РАТАН-600 (РТ) проводит практически ежедневные наблюдения Солнца. Спектральный комплекс радиотелескопа обладает большим диапазоном анализируемого спектра (3–18 ГГц, 10–1.7 см) — 84 канала шириной ~100 МГц, расставленных через 187.5 МГц [9]. РТ имеет диаграмму направленности ножевой формы (28''×20' на волне 3 см). Наблюдения проводятся в пассажном режиме в ряде азимутов в диапазоне -30° и $+30^\circ$ относительно меридиана РТ. Архив результатов наблюдений находится в открытом доступе на сайте <http://www.spbf.sao.ru/prognoz/>.

В этой работе рассматриваются спектры радиоизлучения АО, наблюдаемые во время солнечных вспышек. Обнаружено, что облака плазмы, извергаемые Солнцем во время вспышек достаточно высокого класса М и X, имеют адиабатный спектр радиоизлучения. Термин «адиабатный спектр» был введен в работе [10]. Найдено также, что неоднородности спектров радиоизлучения АО, полученные в разное время, имеют очень высокий коэффициент корреляции, что указывает на наличие рекомбинационных радиолиний в АО [11]. Однако неоднородности спектров радиоизлучения облаков горячей плазмы, выбрасываемых из области солнечных вспышек, происходящих в этой группе пятен, никакой корреляции не показывают.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 1 показана совокупность солнечных пятен по состоянию на 06.09.2017.

На рис. 2 показан скан Солнца в азимуте 0° за 06.09.2017.

Доминирующий источник в максимуме имеет антенную температуру 300000 К. Это активное образование АО12673, показанное на рис. 1.

На рис. 3 показаны изменения интенсивности в максимуме спектра АО12673 по наблюдениям РТ в азимуте 0° за весь период пребывания АО12673 на видимой стороне Солнца с 30 августа по 9 сентября 2017 г.

Следует учесть, что 6 сентября не только резко изменилась интенсивность АО, но и максимум интенсивности в его спектре переместился в более высокочастотную область.

Возникает вопрос, какое примечательное событие произошло на Солнце, которое можно было бы связать со скачком интенсивности АО? Оказалось, что в группе пятен, где находилось АО, 6 сентября произошло 6 солнечных вспышек различных классов. Приводим перечень этих вспышек, полученный

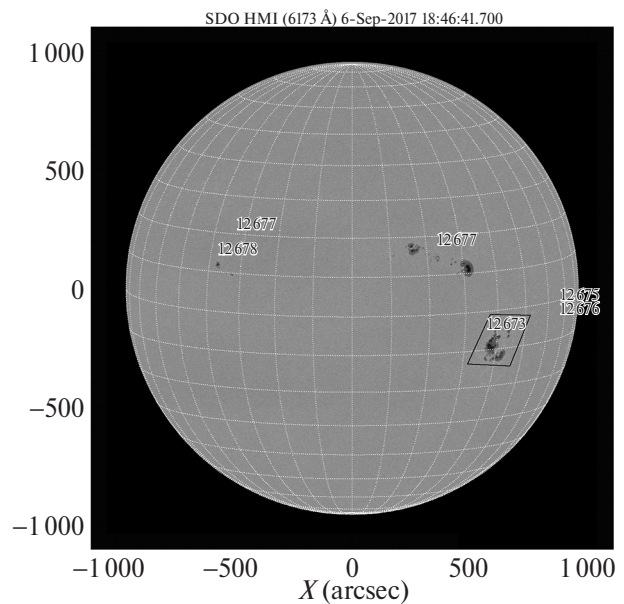


Рис. 1. Группы солнечных пятен 06.09.2017 и соответствующие им АО. Группа 12673 выделена.

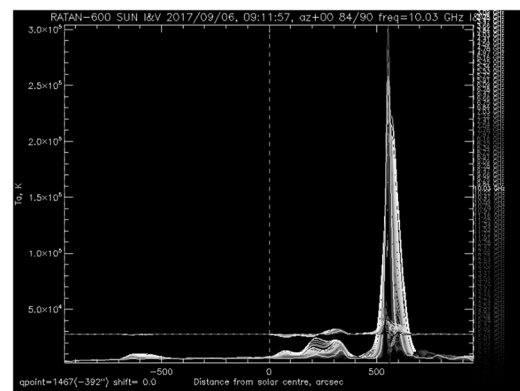


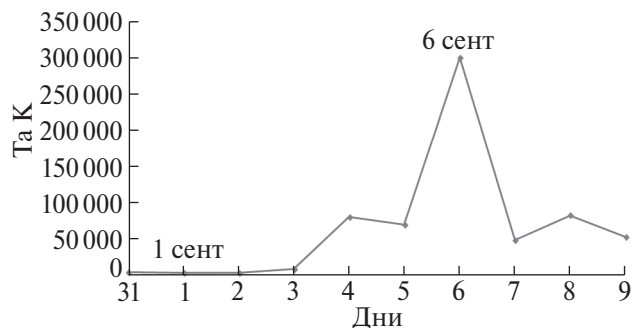
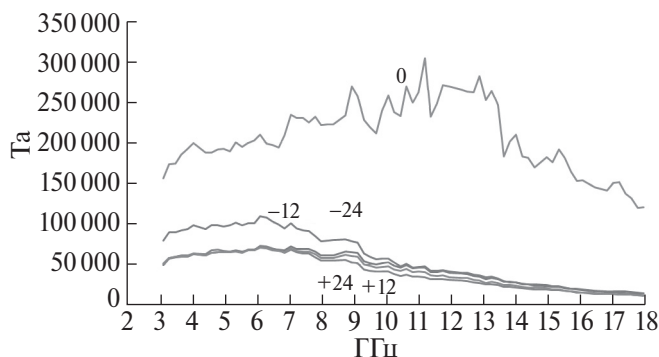
Рис. 2. Скан Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 в азимуте 0° за 06.09.2017.

по наблюдениям в рентгеновском диапазоне спутниками GOES, публикуемым [12] на сайте https://thesis.xras.ru/sun_flares.html?m=9&d=6&y=2017.

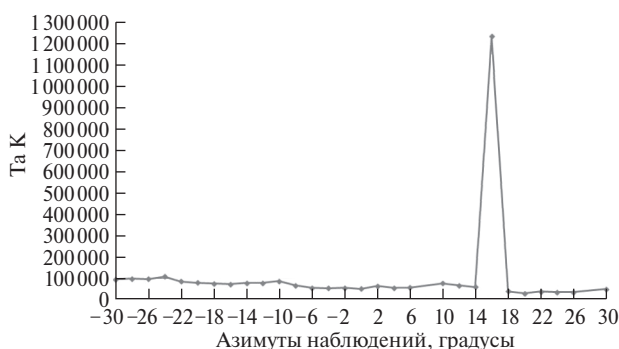
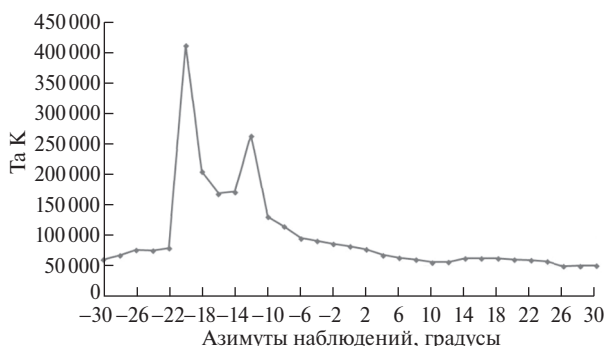
В табл. 1 показано всемирное время UT, в отличие от UT +3:00, представленного на сайте. 6 сентября РТ наблюдал в азимутах -24° , -12° , 0° , $+12^\circ$, $+24^\circ$, что соответствует значениям UT 07:35:20, 08:23:39, 09:11:57, 10:00:14, 10:48:32. Длительность наблюдения в каждом азимуте составляет ~127 секунд. Поскольку вспышки происходили в АО12673, то UT, соответствующие моменту прохождения диаграммой антенны АО12673 будут, соответственно, 07:35:56, 08:24:15, 09:12:33, 10:00:50, 10:49:08. Сопоставив эти значения с таблицей, видим, что близко по времени совпадают: вспышка класса C2.7 с прохождением АО12673 в азимуте -24° и вспышка класса X2.2 в азимуте 0° . Слабая вспышка C2.7

Таблица 1. Солнечные вспышки, произошедшие в АО12673 06.09.2017 г.

Активная область 12673	Начало	Максимум	Окончание
Вспышка класса M1.4	19:21:00	19:30:00	19:35:00
Вспышка класса M2.5	15:51:00	15:56:00	16:03:00
Вспышка класса X9.3	11:53:00	12:02:00	12:10:00
Вспышка класса X2.2	08:57:00	09:10:00	09:17:00
Вспышка класса C2.7	07:29:00	07:34:00	07:48:00
Вспышка класса C1.6	06:17:00	06:22:00	06:29:00

**Рис. 3.** Изменения интенсивности в максимуме спектра АО12673 по наблюдениям РТ в азимуте 0° за весь период пребывания АО на видимой стороне Солнца с 30 августа по 9 сентября 2017 г.**Рис. 4.** Спектры в максимумах излучения АО 12673 при наблюдениях Солнца 6 сентября 2017 г. в азимутах -24°, -12°, 0°, +12°, +24°.

в радиодиапазоне никак не проявилась, а мощная, класса X2.2, привела к многократному росту интенсивности радиоизлучения в АО12673. Кроме того, как показано на рис. 4, спектр этого внезапного всплеска излучения в азимуте 0° кардинально отличается от спектра излучения АО12673 в других азимутах. Спектр в азимуте 0° является адиабатным спектром [10], такой спектр возникает у излучения плазмы, движущейся в магнитном поле, имеющем сильно расходящуюся конфигурацию силовых линий. Именно такой спектр с завалом на нижних частотах характерен для солнечного ветра, испускаемого корональными дырами. Поскольку корональ-

**Рис. 5.** Интенсивность радиоизлучения АО12673 07.09.2017 в азимутах.**Рис. 6.** Интенсивность радиоизлучения АО12673 08.09.2017 в азимутах.

ные дыры являются достаточно долгоживущими образованиями, то их излучение с адиабатным спектром можно наблюдать в ряде азимутов и даже дней.

Поскольку мы наблюдаем всплеск интенсивности АО только в азимуте 0° и время всплеска 09:12:33 примерно совпадает со временем солнечной вспышки 09:10:00, то можно считать, что на РАТАНе-600 наблюдалось радиоизлучение облака корональной плазмы, выброшенного из области солнечной вспышки.

Подобные всплески радиоизлучения, связанные с солнечными вспышками в той же области АО12673 наблюдались 7 и 8 сентября. В эти дни РТ наблюдал Солнце в 31 азимуте от -30° до +30° через каждые 2°. На рис. 5 и 6 показаны интенсивности излучения АО12673 в азимутах за эти дни.

7 сентября произошло 11 солнечных вспышек, 3 из них, классов C2.3, M1.4, M7.3, попали в поле зрения РТ, и только M7.3 привела к мощному всплеску радиоизлучения в АО12673 в азимуте +16°. 8 сентября была 21 солнечная вспышка, из них в поле зрения РТ попало 4 вспышки классов C6, M8.1, C1.3, C1.6, и только M8.1 привела к всплеску радиоизлучения в АО12673 в азимуте -20°. Более слабый всплеск радиоизлучения в азимуте -12° не имеет

Таблица 2. Сравнение моментов появления солнечных вспышек и всплесков радиоизлучения в АО12673

Даты, сентябрь	Максимум солнечной вспышки	Максимум радиовсплеска
6	09:10:00	09:12:33
7	10:15:00	10:16:40
8	07:49:00	07:51:47

соответствующей, близкой по времени, солнечной вспышки.

Солнечные вспышки принято делить на импульсные и постепенные в зависимости от длительности всплеска мягкого рентгеновского излучения. Вспышки двух классов имеют разные временные и пространственные характеристики, а также отличаются своей энергетикой, наличием или отсутствием СМЕ [6]. Возможно, 8 сентября произошла совокупность такого класса вспышек, и поэтому вид всплеска радиоизлучения в АО заметно отличается от всплесков за 6 и 7 сентября.

В приведенной ниже табл. 2 указаны значения всемирного времени UT, соответствующие таким событиям, как время максимума солнечной вспышки и время максимума всплеска радиоизлучения в АО12673.

Во всех случаях солнечные вспышки происходили раньше радиовсплесков на время от ~1.5 до ~3 минут. Обратим внимание, что значения времени для максимумов солнечных вспышек в рентгене приводятся с точностью до минуты.

3. НЕОДНОРОДНОСТИ СПЕКТРОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

На рис. 7 приведены спектры радиоизлучения АО12673 за 6 сентября 2017 г. в азимутах -12° и $+12^\circ$, аппроксимированные полиномами 5-й степени.

Неоднородностями спектра мы называем разность между спектром и гладкой кривой, аппроксимирующей спектр. Видна корреляция неоднородностей этих спектров. Однако для вычисления коэффициента корреляции неоднородностей необходимо их выделить. На рис. 8 приведены эти неоднородности, представленные как процент от интенсивности. Коэффициент их корреляции (КК) составляет 0.92. Обратим внимание — наблюдения в азимуте -12° предшествуют, а в азимуте $+12^\circ$ следуют за наблюдениями в азимуте 0° , в котором произошел выброс облака горячей корональной плазмы из области солнечной вспышки. Корреляция неоднородностей спектров АО12673 в других азимутах

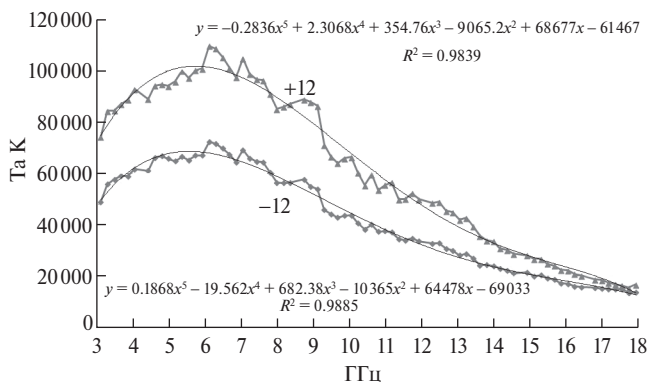


Рис. 7. Спектры радиоизлучения АО12673 за 6 сентября 2017 г. в азимутах -12° и $+12^\circ$, аппроксимированные полиномами 5-й степени. Приведены полиномы и величины достоверности аппроксимации R^2 .

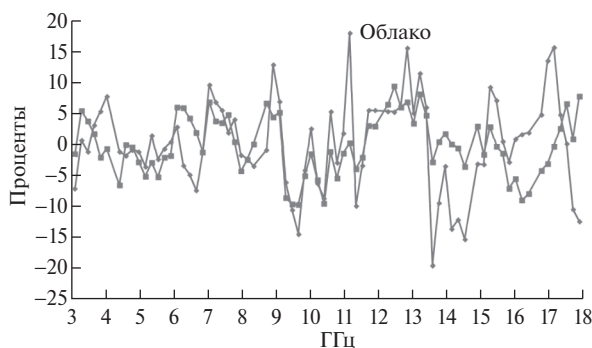


Рис. 8. Неоднородности спектров радиоизлучения АО12673 за 6 сентября 2017 г. в азимутах -12° и $+12^\circ$. Коэффициент их корреляции составляет 0.92.

сохраняется близкой к 0.9. Она остается достаточно высокой и при сравнении неоднородностей спектров АО за разные дни наблюдений.

Однако корреляция неоднородностей спектров облака плазмы и АО за 6 сентября практически отсутствует. Это показано на рис. 9.

Коэффициент корреляции неоднородностей спектров радиоизлучения облака и АО в азимуте -12° за 6 сентября составляет 0.398.

Интенсивность этих неоднородностей, определяемая как среднеквадратические отклонения в процентах от интенсивностей облака и АО, составляют, соответственно, 7.59 и 4.79%.

На рис. 10 показаны спектры в максимумах излучения АО 12673 при наблюдениях Солнца 7 сентября 2017 г. в азимутах от -30° до $+30^\circ$.

Спектры излучения АО за 07.09.2017 во всех азимутах, кроме азимута $+16^\circ$, сходны и расположены ниже уровня $T_a < 10^5$ К. В азимуте $+16^\circ$ спектр стал адиабатным и мощность излучения в максимуме превзошла $1.2 \cdot 10^6$ К.

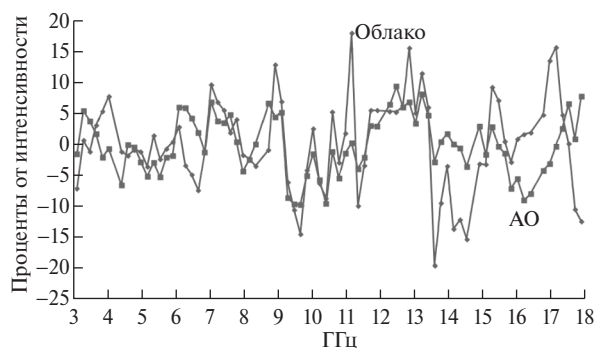


Рис. 9. Неоднородности спектров радиоизлучения облака и АО за 6 сентября 2017 г. в азимуте -12° в процентах от интенсивностей облака и АО.

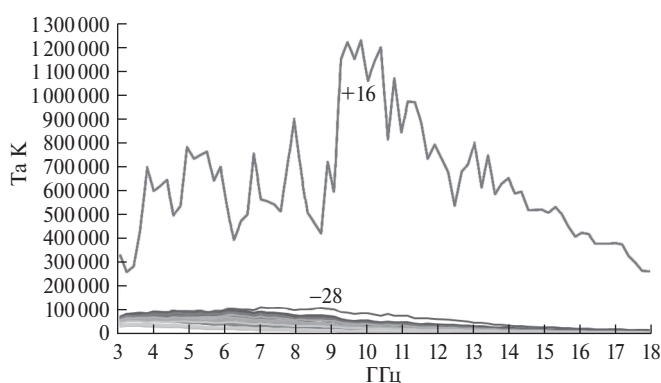


Рис. 10. Спектры в максимумах излучения АО 12673 при наблюдениях Солнца 7 сентября 2017 г. в азимутах от -30° до $+30^\circ$.

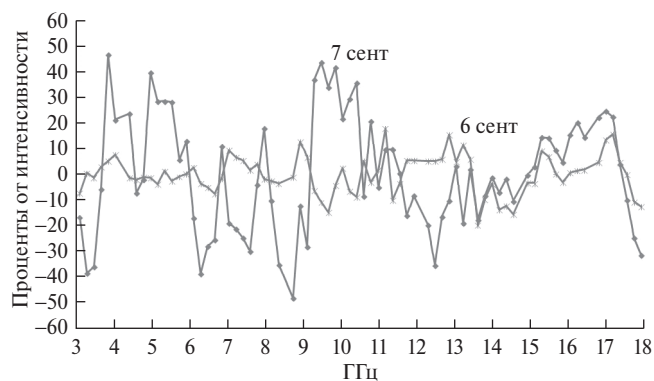


Рис. 11. Неоднородности спектров радиоизлучения облаков корональной плазмы, выброшенных из областей солнечных вспышек за 6 и 7 сентября 2017 г., в процентах от интенсивностей излучения облаков, их КК = -0.01982 , их интенсивности равны, соответственно, 7.58684 и 22.86702%.

На рис. 11 показаны неоднородности спектров радиоизлучения облаков корональной плазмы выброшенных из областей солнечных вспышек за 6 и 7 сентября 2017 г.

4. ДИСКУССИЯ

На Солнце происходит много солнечных вспышек. Однако большинство из них являются слабыми, класса С. Из рассмотренного выше следует, что выброс облаков горячей корональной плазмы из области вспышки происходит лишь при достаточно мощных вспышках класса М и Х. Группа солнечных пятен 12673 является уникальной. В этой группе с 4 по 8 сентября произошло 65 солнечных вспышек [12]. Из остальных пяти групп, присутствовавших на видимой стороне Солнца, за это же время произошло всего 2 слабые вспышки. В группе 12673 произошла мощнейшая за 20 лет вспышка класса Х9.3. Эта вспышка произошла 6 сентября 2017 г. достаточно поздно и в поле зрения РАТАНА не попала. С этой вспышкой связаны выброс облака корональной плазмы и связанные с ним явления геомагнитной бури [12] очень высокого класса G4 и полярных сияний, продолжавшиеся более суток 9 сентября 2017 г. Поскольку 7 и 8 сентября в той же группе пятен произошли еще вспышки, то приписать бурные явления в атмосфере Земли 9 сентября 2017 г. только облаку из вспышки за 6 сентября невозможно. Отслеживание движения облаков плазмы до столкновения с земной атмосферой — процесс очень сложный и пока не вполне решенный.

Мощные кратковременные всплески радиоизлучения в АО12673 мы отождествили с радиоизлучением облаков плазмы, выброшенных из области вспышки. Кроме того, оказалось, что эти всплески радиоизлучения имеют еще и спектр излучения, радикально отличающийся от спектра самого АО. Спектр радиоизлучения облаков оказался адиабатным [10]. Всплеск радиоизлучения 7 сентября имел место только в азимуте $+16^\circ$. Наблюдения в соседних азимутах происходят через ~ 8 минут. Это значит, что подъем интенсивности и изменение спектра АО длились не более 16 минут. Солнечная вспышка, ответственная за всплеск радиоизлучения [12], длилась 10 минут. Установлено время задержки между солнечной вспышкой, видимой в рентгене, и выбросом облака, наблюдаемого в радиодиапазоне, оно составило от ~ 1.5 до ~ 3 минут.

Большой коэффициент корреляции неоднородностей спектра АО в азимутах -12° и $+12^\circ$ свидетельствует о наличии в излучении АО когерентной составляющей [11] (рекомбинационных радиолиний) и об устойчивых физических условиях в среде АО и независимости этих условий от солнечных вспышек и выбрасываемых ими облаков плазмы.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Показано:

1. Мощный кратковременный всплеск радиоизлучения в активном образовании (АО) отражает процесс выброса корональной массы из области солнечной вспышки, поскольку начало и продолжительность всплеска и солнечной вспышки по времени примерно совпадают.

2. Облака корональной плазмы, выбрасываемые из областей солнечных вспышек, имеют адиабатный спектр радиоизлучения, свидетельствующий о движении плазмы в магнитном поле с резко расходящейся конфигурацией силовых линий магнитного поля.

3. Облака корональной плазмы, выбрасываемые солнечными вспышками, не влияют на физические условия в активных образованиях (АО), излучающих в радиодиапазоне, хотя и солнечные вспышки и АО связаны с одной и той же группой солнечных пятен.

4. Неоднородности спектров радиоизлучения облаков обладают повышенным уровнем по сравнению с таковыми у АО и, в отличие от АО, не показывают присутствия рекомбинационных радиолний в облаках.

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.И. Сыроватский, Токовые слои и вспышечные процессы в лабораторной и космической плазме (УФН 118 738–741, 1976).
2. E.R. Priest and T. Forbes, Magnetic Reconnection. MHD Theory and Applications (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000).
3. А.Б. Северный, Н.Н. Степанян, Солнечные вспышки (М., 1976).
4. В.М. Томозов, В.Н. Цытович, Взрывные процессы на Солнце (Знание, М., т. 56, 1979).
5. А.Т. Алтынецев, В.Г. Банин, Г.В. Куклин, В.М. Томозов, Солнечные вспышки (Наука, М., 1982).
6. Л.И. Мирошниченко, Физика Солнца и солнечно-земных связей. Учебное пособие (Университетская книга, М., 2011).
7. Э. Паркер, Солнечный ветер, УФН, Физика наших дней, т. LXXXIV, вып. 1 (1964).
8. E.N. Parker, The Solar Wind, Scient. American **210** (4), 66 (1964).
9. В.М. Богод, А.М. Алесин, А.А. Перваков, Астрофиз. бюлл. **66**, 2 (2011).
10. А.Ф. Дравских, Ю.А. Дравских, Астрон. журн. **100**, 472 (2023).
11. А.Ф. Дравских, Ю.А. Дравских, Астрон. журн. **99**, 496 (2022).
12. Лаборатория солнечной астрономии ИКИ и ИСЗФ РАН (Лаборатория рентгеновской астрономии Солнца Института космических исследований (ИКИ) РАН и Института солнечно-земной физики (ИСЗФ) Сибирского отделения РАН).

ADIABATIC SPECTRUM OF RADIO EMISSION OF PLASMA CLOUDS, EMITTED BY THE SUN DURING SOLAR FLARES, AND INHOMOGENEITIES OF THE SPECTRUM OF RADIO EMISSION OF CLOUDS

A. F. Dravskikh^a, Yu. A. Dravskikh^a

^aSpecial Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences,
St. Petersburg Branch, St. Petersburg, Russia

It is known that so-called solar flares systematically occur in the area of sunspots. They are accompanied by radiation in almost all frequency ranges and sometimes by the emission of hot plasma. Observations on the RATAN-600 radio telescope have shown that the radio emission spectrum of plasma clouds heated to values of the order of 10^6 K erupted from the solar flare region turned out to be adiabatic. The high correlation of the inhomogeneities of the radio emission spectra of active formation over a group of sunspots indicates the stable presence of recombination radio lines in the radiation of active formation. However, the radio emission spectra of hot plasma clouds ejected from the region of solar flares occurring in this group of spots do not show any correlation.

Keywords: sunspots solar flares, active radio formations above sunspots, adiabatic radio emission spectrum of plasma clouds, correlation of radio emission spectra

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ, СВЯЗАННЫХ С МЕЖПЛАНЕТНЫМИ КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

© 2024 г. Д. Г. Родькин^{1,*}, В. А. Слемзин¹

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

*E-mail: rodkindg@gmail.com

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.

После доработки 13.11.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

Геомагнитные бури оказывают значительное влияние на работоспособность технических систем как в космосе, так и на Земле. Источниками сильных геомагнитных бурь чаще всего являются межпланетные корональные выбросы массы (МКВМ), порождаемые корональными выбросами массы (КВМ) в солнечной короне. Прогноз МКВМ основан на регулярных оптических наблюдениях Солнца, которые позволяют обнаружить КВМ на стадии формирования. Известно, что интенсивность геомагнитных бурь коррелирует с величиной южной компоненты магнитного поля (B_z) МКВМ. Однако при оперативном прогнозе произвольного КВМ заранее предсказать знак и величину B_z по солнечным наблюдениям пока не удастся. В этих условиях предварительный прогноз вероятности развития бури может быть получен в предположении, что сила бури связана с величиной магнитного потока из области эрупции, наблюдаемой как димминг. В данной работе на серии из 37 эруптивных событий 2010–2012 гг. рассматривается связь интегрального магнитного потока из области диммингов с вероятностью того, что КВМ, ассоциированные с ними, вызовут геомагнитные бури. Показано, что наблюдается общий тренд на увеличение геоэффективности МКВМ с повышением величины магнитного потока из области диммингов. Продемонстрировано, что частота наблюдения умеренных и сильных бурь повышается в случаях комплексных событий, связанных с взаимодействием КВМ с другими потоками солнечного ветра в гелиосфере.

Ключевые слова: солнечный ветер, корональные выбросы массы, геомагнитные бури, космическая погода

DOI: 10.31857/S0004629924020094 **EDN:** KSYVJD

1. ВВЕДЕНИЕ

Межпланетные корональные выбросы массы (МКВМ) являются гелиосферным продолжением корональных выбросов массы (КВМ) на Солнце. МКВМ фиксируются по плазменным параметрам непосредственно на орбите Земли при прохождении потока солнечного ветра (СВ) и отличаются повышенной плотностью, скоростью, напряженностью магнитного поля [1, 2]. Как показано в работе [3], МКВМ можно разделить по их структуре на Sheath + + Magnetic Cloud (Sh + MC) или Sheath + Ejecta, где повышенными плотностью и температурой обладает только Sheath, а часть, связанная с MC или Ejecta, имеет пониженные значения.

МКВМ (в особенности Sh + MC и MC) обладают высокой геоэффективностью, т. е. являются наиболее частой причиной возникновения умеренных и сильных геомагнитных бурь [4–6]. Геомагнитные бури, в свою очередь, оказывают сильное влияние на работоспособность космических аппаратов и сложных технических систем на Земле, поэтому растет заинтересованность к их прогнозированию. Поскольку МКВМ обладают максимальной геоэф-

фективностью среди всех типов СВ, одной из важнейших задач прогноза космической погоды является максимально раннее предсказание магнитных бурь на основе данных регулярных солнечных наблюдений.

Один из возможных способов краткосрочного предсказания магнитных бурь представлен, например, в статье [7]. В данной работе продемонстрирован алгоритм прогноза пика наиболее опасных бурь (минимальное значение Dst -индекса) за несколько часов (в среднем 5–6 ч) до начала по данным околоземных наблюдений (в точке L1). В статье было получено, что только в 10% событий выдается ошибочный прогноз (предсказанная магнитуда на 25% больше измерения). Однако авторы отмечают, что их метод позволяет надежно спрогнозировать только магнитуду бури, но не временной профиль и точный момент максимума.

В последнее время для краткосрочных прогнозов космической погоды, в том числе и для предсказания геомагнитных бурь, развиваются методы машинного обучения [8–10]. Например, в статье [10] представлен способ трехдневного прогноза Kp -ин-

декса с применением метода градиентного бустинга, основанный на использовании в качестве входных данных изображений SDO/AIA (193A) и предшествующей временной серии значений Kp -индекса. При оценке качества своего алгоритма при прогнозировании бурь ($Kp \geq 5$) авторы получили точность, равную 0.98, полноту 0.7 и F1-меру (среднее гармоническое между точностью и полнотой) 0.82.

Оперативное среднесрочное (за несколько суток) прогнозирование появления МКВМ обычно ограничивается предсказанием возможного времени и скорости прихода возмущения к Земле, при этом геоэффективность никак не оценивается ([11, 12] и ссылки в них). Отметим, что последние версии наиболее сложных магнитогидродинамических (МГД) моделей солнечного ветра WSA-ENLIL+Conc [13], EUHFORIA [14] также пока не обеспечивают прогнозирование магнитного поля и геоэффективности МКВМ.

Поскольку геоэффективность МКВМ в значительной степени определяется знаком и напряженностью компонента магнитного поля B_z , то наиболее естественно искать ее связь с параметрами магнитного поля в источнике в период формирования КВМ в короне. При этом следует иметь в виду, что в значительном числе случаев (~50%) КВМ взаимодействует с другими КВМ или с высокоскоростными потоками из корональных дыр (ВСП из КД) в короне и гелиосфере, образуя при этом комплексные структуры, регистрируемые на орбите Земли [15–19]. Критерии классификации одиночных и комплексных структур рассмотрены в [17, 18]. На состояние результирующей комплексной структуры могут влиять кинематика, магнитные параметры и временные соотношения взаимодействующих потоков таким образом, что может усилиться напряженность магнитного поля и увеличиться длительность комплекса, что повышает его геоэффективность [20].

Маркерами источника КВМ в короне являются димминги [21, 22], которые являются локальными областями короны с временным понижением уровня излучения в ВУФ спектре и мягком рентгене, что обусловлено падением плотности плазмы в области выброса из-за ухода вещества. Локализация диммингов в центральной части солнечного диска является важным критерием идентификации КВМ, направленных в сторону Земли. При анализе магнитных явлений димминги могут быть использованы для определения области изменения магнитного поля, участвующего в формировании КВМ.

Подробный подход и всесторонний статистический анализ характерных свойств корональных диммингов, измеренных в центре солнечного диска, и их связи с параметрами связанных с ними КВМ и вспышек представлены в цикле работ [22, 23]. Авторы рассматривали выборку из 62 диммингов, наблюдавшихся в центре солнечного диска в период 2010–2012 гг. Их исследования показали, что масса КВМ демонстрирует высокие значения корреляции с площадью диммингов, понижением их полной яркости и суммарным магнитным потоком, а максимальная скорость КВМ коррелирует с соответствующими производными по времени (т. е. скоростью роста площади, скоростью изменения яркости и магнитного потока) с коэффициентом корреляции (КК) 0.6–0.7.

В работе [24] исследовались димминги над солнечным лимбом и их характеристики сравнивались со скоростями и массами ассоциированных с ними КВМ. Было показано, что площадь и яркость надлиimbusовых диммингов демонстрируют сильную корреляцию с массой КВМ ($KK = 0.82$ и 0.75), тогда как скорости изменения площади и яркости коррелируют со скоростью КВМ ($KK \approx 0.6$).

В работах [25–27] рассматривалась выборка из 50 эруптивных событий за 1997–2006 гг., приведших к геомагнитным бурям с $Dst < -100$ нТ. На основе этой выборки были построены зависимости между индексами геомагнитной активности (Dst , Ap) и величиной суммарного магнитного потока из областей диммингов и постэруптивных аркад. В результате проверки полученных соотношений авторы получили, что между расчетом и измерением $KK \approx 0.5–0.7$ для Dst и $KK \approx 0.7–0.9$ для Ap .

В работе [28] для выборки из 8 КВМ типа магнитных облаков, наблюдавшихся одновременно на STEREO и SDO, удалось успешно смоделировать знак и амплитуду B_z .

Результаты, полученные в указанных работах, показывают, что в выборке по факту геоэффективных КВМ, когда известны входные данные и параметры пришедших к Земле МКВМ, существует высокая степень корреляции между суммарным потоком магнитного поля в областях, затронутых эрупцией (диммингов и аркад), и геоэффективностью МКВМ, определяемой величиной магнитных индексов Dst , Ap и Kp . Однако при оперативном прогнозировании произвольного КВМ эти результаты напрямую не применимы, поскольку заранее не известно, вызовет ли он геомагнитное возмущение.

В настоящее время ведется разработка оперативных моделей среднесрочного прогноза МКВМ,

основанных на регулярных наблюдениях солнечной короны со стороны Земли [11]. Задачей данной работы является проверка возможности оценки вероятности геомагнитного возмущения по интегральной величине потока магнитного поля в области диммингов до эрупции для использования в среднесрочном прогнозе геомагнитной активности. При этом мы не рассматриваем реальную структуру МКВМ в точке L1 около Земли, поскольку она окончательно образуется в результате прохождения МКВМ по гелиосфере и не может быть определена по данным наблюдений в солнечной короне.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В качестве исходных брались данные по диммингам и соответствующим магнитным потокам из статьи [23]. Димминги выбирались так, чтобы они находились на диске ($\pm 40^\circ$ от центрального меридиана) с точки наблюдения аппарата SDO, и при этом КВМ, ассоциированные с ними, наблюдались на лимбе со стороны аппаратов STEREO. Выделение границ диммингов проводилось по оптическим данным прибора SDO/AIA. При этом для определения областей затемнения использовался пороговый метод, применяемый к изображениям, которые, в свою очередь, были получены с помощью алгоритма деления кадров после начала эрупции на базовый (до начала выброса) (подробнее в [29]). Магнитные потоки определялись по данным прибора SDO/HMI путем интегрирования в пределах выделенных областей диммингов, при этом потоки в аркадах не учитывались.

Для исследования из рассмотренных в [23] 62 диммингов были отобраны 37 событий за период 2010–2012 гг., для которых можно было поставить в соответствие КВМ из каталога CDAW¹ и сопоставить МКВМ, фиксируемый у Земли по данным OMNI².

Для установления соответствия между диммингами на Солнце и появлением МКВМ у Земли использовалась модель магнитодинамического торможения DBM (Drag-Based model, [30, 31]). Она обеспечивает расчет прибытия МКВМ в точку L1 с погрешностью по времени ≈ 5 –15 ч и по скорости ≈ 20 –50 км/с ([32, 33] и ссылки в них). В качестве начальных данных для расчета использовались скорость КВМ на расстоянии в 20 солнечных радиусов из каталога CDAW и рассчитанное по ней время прихода КВМ в эту точку, а также наиболее вероят-

ные значения фоновой скорости СВ и параметра торможения. Полученное в результате расчета по DBM время в дальнейшем использовалось для определения границ МКВМ на основе параметров СВ из каталога OMNI. МКВМ были идентифицированы по областям с повышенной скоростью и плотностью протонов, повышенной напряженностью магнитного поля, падением протонной температуры ниже ожидаемой, низким значением протонного параметра β плазмы [2, 19, 34].

Проведено сравнение выделенных нами МКВМ с двумя каталогами: каталогом Ричарсона и Кейн (РК-каталог)³ и каталогом Института космических исследований (ИКИ каталог)⁴. 21 из 37 (57%) наших событий пересекается с РК-каталогом. При этом в РК-каталоге за период 2010–2012 гг. всего было выделено 83 МКВМ. В каталоге ИКИ за тот же период выделено 158 МКВМ различной длительности с их разделением на составные части (область сжатия перед выбросом — Sheath и тело выброса — MC/Ejecta). При этом 27 из 37 (73%) наших МКВМ пересекается с событиями типа MC/Ejecta из ИКИ каталога.

Из полученной общей серии событий были выделены 7 КВМ, приводящих к образованию одиночных МКВМ, и 30 КВМ, участвующих в формировании комплексных структур. Тот или иной тип определялся по данным из каталога OMNI. Для комплексных событий, как правило, на временном профиле параметров СВ наблюдается 2 или несколько близких друг к другу пика скорости, плотности или напряженности магнитного поля, связанные со взаимодействующими потоками. Примеры подобных событий представлены в статье [18]. Также стоит отметить, что структуры с большей длительностью (комплексы) приводят к более продолжительным бурям (с долгой фазой восстановления по временному профилю Dst-индекса) [20].

Минимальный *Dst*, максимальные *Ap* и *Kp* для установленных МКВМ были определены по данным из World Data Center for Geomagnetism⁵ и каталогу с сайта GFZ-Potsdam⁶.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

По каталогу CDAW были выделены КВМ, ассоциированные с выбранными нами 37 диммингами, и определены времена ($T_{\text{КВМ}}$) и скорости ($V_{\text{КВМ}}$)

³ <https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>

⁴ <http://www.iki.rssi.ru/pub/omni/>

⁵ https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/index.html

⁶ https://www-app3.gfz-potsdam.de/kp_index/Kp_ap_since_1932.txt

¹ https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/

² <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>

Таблица 1. Входные и выходные данные DBM модели. $T_{\text{КВМ}}$, $V_{\text{КВМ}}$ — время и скорость КВМ на R20; $T_{\text{ДВМ}}$ — время прихода МКВМ на 1 а. е. по DBM модели; γ — параметр торможения; W — фоновая скорость СВ; $T_{\text{МКВМ}}$ и $V_{\text{МКВМ}}$ — время и скорость измеренных МКВМ

№	$T_{\text{КВМ}}$, UT	$V_{\text{КВМ}}$, км/с	$T_{\text{ДВМ}}$, UT	$V_{\text{ДВМ}}$, км/с	$\gamma \cdot 10^{-7}$, км ⁻¹	W , км/с	$T_{\text{МКВМ}}$, UT	$V_{\text{МКВМ}}$, км/с
1	01.08.2010 17:20	1300	04.08.2010 03:22	487	0.3	350	03.08.2010 18:00	560
2	07.08.2010 22:09	827	10.08.2010 19:15	455	0.3	350	10.08.2010 18:00	451
3	17.10.2010 05:02	490	20.10.2010 18:11	411	0.3	350	20.10.2010 12:00	409
4	14.02.2011 02:53	793	16.02.2011 18:41	506	0.3	400	16.02.2011 10:00	411
5	15.02.2011 03:53	449	18.02.2011 15:45	449	0.3	450	18.02.2011 02:00	540
6	15.02.2011 07:01	471	18.02.2011 21:16	407	0.3	350	18.02.2011 19:00	494
7	07.03.2011 19:14	632	10.03.2011 22:30	436	0.3	350	10.03.2011 18:00	386
8	26.03.2011 04:28	580	29.03.2011 11:21	428	0.3	350	29.03.2011 23:00	344
9	02.06.2011 11:22	996	05.06.2011 03:39	468	0.3	350	04.06.2011 22:00	490
10	21.06.2011 07:34	708	23.06.2011 23:40	543	0.3	450	23.06.2011 14:00	608
11	03.07.2011 05:53	587	06.07.2011 13:58	428	0.3	350	06.07.2011 17:00	361
12	11.07.2011 23:38	513	15.07.2011 12:55	415	0.3	350	15.07.2011 04:00	436
13	02.08.2011 10:56	596	05.08.2011 11:32	477	0.3	400	05.08.2011 03:00	421
14	03.08.2011 19:04	480	07.08.2011 11:04	408	0.3	350	07.08.2011 02:00	538
15	06.09.2011 06:21	1080	09.09.2011 0:44	441	0.4	350	09.09.2011 12:00	451
16	07.09.2011 04:27	582	10.09.2011 11:54	428	0.3	350	10.09.2011 03:00	489
17	01.10.2011 16:30	394	05.10.2011 18:01	380	0.3	350	05.10.2011 08:00	451
18	25.11.2011 13:01	270	30.11.2011 09:36	351	0.3	400	30.11.2011 00:00	430
19	23.01.2012 05:25	2000	25.01.2012 02:33	590	0.4	450	25.01.2012 06:00	568
20	07.03.2012 01:33	2594	08.03.2012 19:49	603	0.4	450	08.03.2012 12:00	665
21	09.03.2012 07:41	876	11.03.2012 12:25	644	0.4	550	11.03.2012 00:00	435
22	10.03.2012 20:23	1261	12.03.2012 21:17	603	0.3	450	12.03.2012 18:00	584
23	15.03.2012 0:07	436	18.03.2012 08:08	493	0.3	550	18.03.2012 02:00	562
24	24.04.2012 00:15	510	26.04.2012 22:30	553	0.4	600	26.04.2012 00:00	559
25	12.05.2012 03:50	760	15.05.2012 03:03	449	0.3	350	15.05.2012 00:00	408
26	07.06.2012 02:51	473	10.06.2012 19:39	406	0.3	350	10.06.2012 06:00	413
27	14.06.2012 17:20	983	17.06.2012 10:05	467	0.3	350	16.06.2012 22:00	453
28	02.07.2012 21:17	565	05.07.2012 20:00	511	0.3	450	05.07.2012 12:00	457
29	03.07.2012 02:16	478	06.07.2012 18:43	408	0.3	350	06.07.2012 18:00	478
30	04.07.2012 22:04	550	08.07.2012 08:34	422	0.3	350	08.07.2012 18:00	423
31	12.07.2012 20:17	1090	15.07.2012 10:32	474	0.3	350	15.07.2012 06:00	523
32	13.08.2012 20:31	371	17.08.2012 19:30	412	0.4	450	17.08.2012 00:00	382
33	14.08.2012 6:17	804	17.08.2012 15:12	373	0.4	300	18.08.2012 04:00	379
34	15.08.2012 11:33	714	18.08.2012 12:44	444	0.3	350	18.08.2012 15:00	384
35	02.09.2012 09:45	430	06.09.2012 06:40	394	0.3	350	06.09.2012 02:00	431
36	25.09.2012 11:00	470	30.09.2012 00:07	299	0.4	250	30.09.2012 12:00	309
37	28.09.2012 03:28	817	30.09.2012 23:44	455	0.3	350	01.10.2012 00:00	390

выбросов на 20 солнечных радиусах (R20) для дальнейшего расчета времени прихода МКВМ к Земле ($T_{\text{ДВМ}}$) с помощью DBM модели (табл. 1). При этом параметр торможения (γ) выбирался равным от 0.3 до $0.4 \cdot 10^{-7}$ км⁻¹, как наиболее типичный [35, 36]. Фоновая скорость (W) первоначально бралась равной 350 км/с и уточнялась в процессе расчета для

получения минимального расхождения расчетного времени прихода МКВМ с измеренным. В пределах 24 ч от рассчитанного времени по данным кинематических и магнитных параметров (каталог OMNI) были определены временные границы ($T_{\text{МКВМ}}$) измеренных МКВМ и их средняя скорость ($V_{\text{МКВМ}}$). В итоге среднее отклонение между расчетом и наблю-

Таблица 2. Магнитный поток из области диммингов и геоэффективность рассмотренных МКВМ и время предупреждения ($T_{Dst} - T_{КВМ}$)

№	Тип	$\Phi, \cdot 10^{21}$, Мкс	Dst , нТ	Ap	Kp	$T_{Dst} - T_{КВМ}$, дни
1	к	8.29	−74	111	6.67	2.6
2	к	2.37	−28	18	3.33	3.6
3	о	0.93	−14	7	2.00	3.8
4	к	2.90	−18	4	1.00	2.9
5	к	2.97	−32	48	5.00	4.0
6	к	3.80	−30	12	2.67	4.4
7	к	1.45	−80	56	5.33	3.7
8	к	0.12	−5	18	3.33	6.0
9	о	3.15	−45	94	6.33	2.9
10	к	3.15	−30	22	3.67	2.8
11	о	0.93	−28	9	2.33	4.1
12	к	2.05	0	5	1.33	4.5
13	о	2.17	−15	15	3.00	3.0
14	к	4.50	−54	22	3.67	3.6
15	к	3.85	−72	67	5.67	3.7
16	к	7.97	−75	67	5.67	3.3
17	к	1.33	−43	32	4.33	4.3
18	о	2.06	−38	18	3.33	5.6
19	к	2.99	−75	32	4.00	2.3
20	к	8.31	−53	39	4.67	2.0
21	к	3.42	−64	9	2.33	1.9
22	к	7.82	−64	22	3.67	2.0
23	к	2.30	−54	22	3.67	3.5
24	к	0.13	−55	39	4.67	2.4
25	о	3.28	−10	9	2.33	3.4
26	к	0.82	−59	56	5.33	5.2
27	к	10.82	−86	94	6.33	3.0
28	к	3.00	−13	32	4.33	4.0
29	к	3.18	−36	32	4.33	4.1
30	к	0.87	−78	111	6.67	4.9
31	о	9.02	−139	132	7.00	3.0
32	к	0.11	−26	22	3.67	3.6
33	к	0.60	−12	9	2.33	4.2
34	к	0.35	−18	22	3.67	3.8
35	к	6.22	−32	27	4.00	4.1
36	к	0.63	−39	15	3.00	5.8
37	к	2.50	−122	111	6.67	3.2

дением по времени в результате составило $\Delta T \approx 8$ ч, а по скорости $\Delta V \approx 51$ км/с, что согласуется с другими работами [11, 33, 37].

Для каждого найденного МКВМ определялась его геоэффективность на основе 3 индексов геомагнитной активности — Dst , Ap и Kp (табл. 2). Присутствовали примеры как сильных геоэффективных событий с $Dst \approx 140$ нТ, так и тех, что не вызвали никаких бурь ($Dst \approx 0$ нТ). Среднее значение Dst для

всех 37 рассмотренных событий равнялось -46 нТ. 16 из 37 МКВМ привели к понижению Dst ниже -50 нТ. Средняя разница во времени между началом димминга на Солнце и минимальным значением Dst -индекса на Земле составила ≈ 3.5 дня.

Отдельно выделены 7 одиночных МКВМ (о), а также 30 МКВМ (к), входящие в состав комплексных структур (табл. 2). Всего было определено 21 комплексное событие, которое было связано

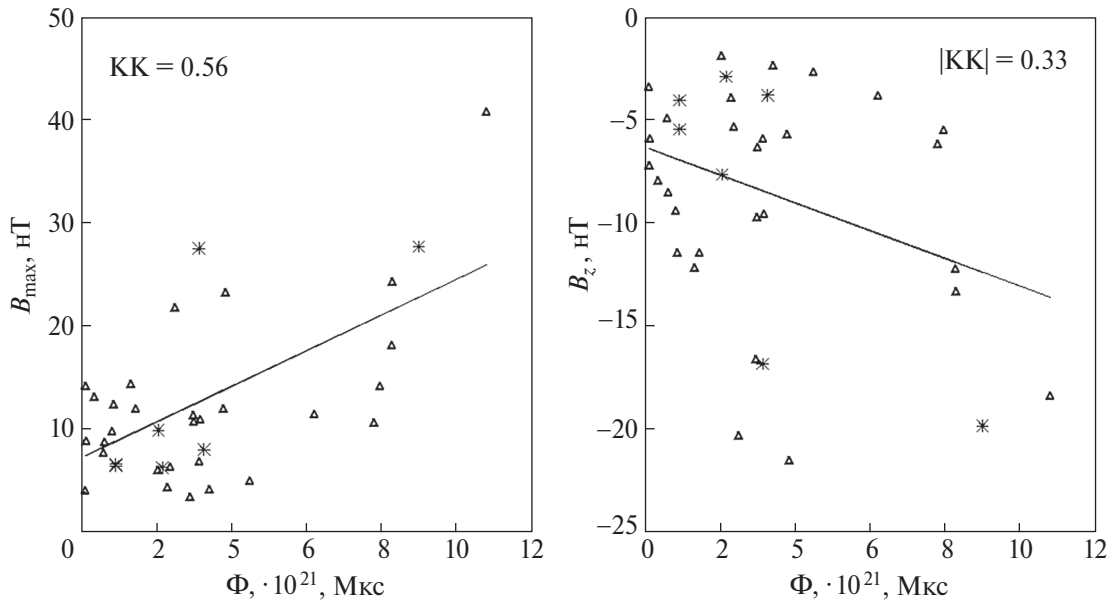


Рис. 1. Слева: график зависимости максимального значения модуля магнитного поля в МКВМ для 37 событий от полного магнитного потока из области диммингов; справа: зависимость минимального значения z -компоненты магнитного поля в МКВМ для 37 событий от полного магнитного потока из области диммингов. Треугольниками выделены МКВМ, входящие в состав комплексов, звездами — одиночные события. KK — коэффициент корреляции.

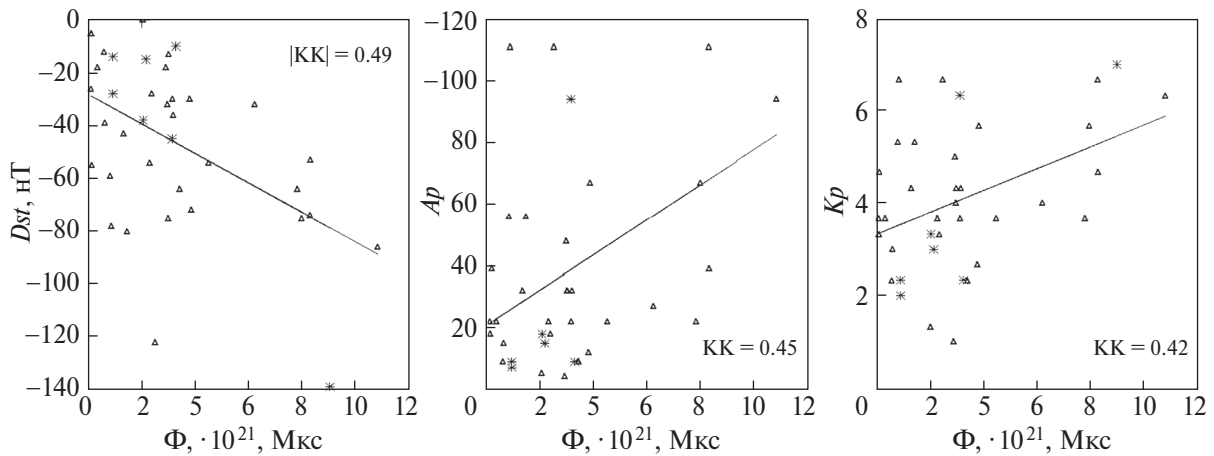


Рис. 2. Слева: график зависимости минимального значения Dst -индекса для 37 событий от полного магнитного потока из области диммингов; по центру: зависимости максимального значения Ap -индекса от полного магнитного потока из области диммингов; справа: зависимости максимального значения Kp -индекса от полного магнитного потока из области диммингов. Треугольниками выделены МКВМ, входящие в состав комплексов, звездами — одиночные события.

с нашим набором. В итоге только 1 из 7 одиночных событий привело к сильной магнитной буре, остальные не вызвали магнитных бурь (или вызвали слабые бури). В свою очередь, 57% (12 из 21) комплексных событий стали причиной умеренных или сильных магнитных бурь.

На рис. 1 приведены зависимости магнитных параметров МКВМ $B_{\max}$, B_z от магнитного потока. Наибольший коэффициент корреляции (по модулю более 0.4) наблюдается только между магнитным

потоком и максимальным значением модуля магнитного поля (0.56). Скорее всего, это связано с большой долей комплексов в нашей серии событий (30 событий из 37, $\approx 80\%$).

На рис. 2 показаны графики зависимости геомагнитных индексов (Dst , Ap , Kp) от магнитного потока. Для всех трех случаев наблюдается коэффициент корреляции более 0.4 (по модулю).

При разделении событий на одиночные и комплексы получаем результаты, представленные

Таблица 3. Коэффициенты корреляции между магнитным потоком, магнитными параметрами МКВМ и индексами геомагнитной активности для одиночных случаев и событий, входящих в состав комплексов

Тип (число)	Φ vs $ B _{\max}$	Φ vs $B_{z, \min}$	Φ vs Dst	Φ vs A_p	Φ vs K_p
о (7)	0.75	−0.78	−0.92	0.86	0.8
к (30)	0.52	−0.23	−0.38	0.34	0.32
Все (37)	0.56	−0.34	−0.5	0.45	0.42

в табл. 3. Для одиночных (7 событий) получаем высокие значения коэффициентов корреляции между магнитным потоком, магнитным полем и индексами активности. Для КВМ, входящих в состав комплексов (30 событий), высокий коэффициент корреляции сохраняется только между магнитным потоком и максимальным значением модуля магнитного поля (≈ 0.5).

Для определения вероятности возникновения геомагнитных бурь, вызванных КВМ, в зависимости от магнитного потока (Φ) из области диммингов, связанных с этими выбросами, было проведено деление на диапазоны (табл. 4). В клетках указано суммарное число событий для каждого диапазона. По вертикали — величина магнитного потока из области диммингов (Φ , 6 граваций), по горизонтали — три диапазона геомагнитного индекса Dst .

Поскольку рассмотренная нами выборка событий не была связана с заранее известной величиной геоэффективности (в этом смысле является случайной), то отношение числа геоэффективных МКВМ к суммарному числу событий выборки определяет вероятность возникновения геомагнитных бурь.

Из рассмотренных событий меньшая часть МКВМ (16) привела к возникновению умеренных или сильных геомагнитных бурь (вероятность 43%), при этом почти все бури, кроме одной, были связаны с МКВМ, входящими в состав комплексных структур. Большая часть МКВМ (21) не привела к бурям, попав в диапазон с $Dst < -50$ нТ, при этом значительную часть составляли одиночные МКВМ.

В целом наблюдается общий тренд на увеличение геоэффективности МКВМ (т. е. понижение индекса Dst) с повышением величины магнитного потока из области диммингов. Для диапазона $\Phi < 4 \cdot 10^{21}$ Мкс получили, что только 9 из 29 МКВМ привели к магнитным бурям (30% вероятность возникновения бури), а для $\Phi > 4 \cdot 10^{21}$ Мкс имеем 7 из 8 МКВМ, вызвавших умеренные и сильные бури (90% вероятность).

Отметим, что при рассмотрении бурь, связанных с комплексными структурами, использовался магнитный поток, ассоциированный только с одним из образующих комплекс КВМ. Для улучшения точ-

Таблица 4. Распределение числа (о/к) одиночных событий и МКВМ, входящих в состав комплексных структур, в зависимости от диапазона магнитного потока Φ и индекса магнитной активности Dst . В скобках указана вероятность (%) попадания события в указанный диапазон по Dst

Диапазон $\Phi \cdot 10^{21}$, Мкс	Диапазон Dst , нТ		
	[−50, 0]	[−100, −50]	< −100
0–2	2/6	0/4	0/0
2–4	4/8	0/4	0/1
4–6	0/0	0/1	0/0
6–8	0/1	0/2	0/0
8–10	0/0	0/2	1/0
10–12	0/0	0/1	0/0
Суммарное число (вероятность)	21 (57%)	14 (38%)	2 (5%)

ности прогноза нужен учет других составляющих, для чего необходимо развитие метода предсказания комплексов по начальным солнечным данным.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам оценок для рассмотренной серии событий 2010–2012 гг., предварительный прогноз геомагнитных бурь, вызванных КВМ, может быть сделан на основе абсолютной величины магнитного потока в области димминга за 2–6 суток с момента получения исходных данных до прихода МКВМ в точку L1. Этот интервал времени дает возможность подготовить критически важные системы, например космические аппараты, линии связи и управления к переходу в безопасный режим заблаговременно до наступления бури.

Важно учитывать, что окончательный прогноз геоэффективности зависит не только от характеристик источника, но и от структуры МКВМ, которая может быть уточнена за 2–6 часов до возможной бури по измерениям в точке L1. Данная структура формируется при движении КВМ в гелиосфере и может включать ударную волну (Shock), область сжатия (Sheath) и тело выброса (MC/Ejecta). Исследования геоэффективности различных частей МКВМ можно найти в статьях [3, 4, 38].

Точность предварительного прогноза может быть повышена за счет более полного учета магнитных потоков в комплексных МКВМ, а также при использовании большего числа параметров КВМ и области эрупции и применения алгоритмов машинного обучения.

Поскольку прогноз геоэффективности по данному методу выполняется на основе тех же исходных данных, что и прогноз времени и скорости прихода МКВМ на основе регулярных солнечных наблюдений (см., например, [11]), то предлагаемый метод прогноза геоэффективности может быть адаптирован в общую схему прогноза космической погоды.

Отметим, что полученные значения вероятностей возбуждения геомагнитных бурь относятся к относительно спокойному периоду солнечной активности 24-го цикла. С ростом активности происходит увеличение количества КВМ/МКВМ [4, 19] и величины магнитного потока в области эрупции, что может привести к росту вероятности возникновения умеренных и сильных геомагнитных бурь.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность создателям каталога солнечных событий ИКИ, каталога МКВМ Ричардсону и Кейн, а также составителям баз OMNI и CDAW за предоставление доступа к данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *I.G. Richardson, and H.V. Cane*, J. Geophys. Res. **109**, A09104 (2004).
2. *I.G. Richardson, and H.V. Cane*, Solar Phys. **264**, 189–237 (2010).
3. *Ю.И. Ермолаев, Н.С. Николаева, И.Г. Лодкина, М.Ю. Ермолаев*, Космич. исслед. **47**, 99–113 (2009).
4. *Ю.И. Ермолаев, И.Г. Лодкина, Н.С. Николаева, М.Ю. Ермолаев*, Космич. исслед. **48**, 499 (2010).
5. *Y.I. Yermolaev, N.S. Nikolaeva, I.G. Lodkina, M.Y. Yermolaev*, J. Geophys. Res. **117**, A00L07 (2012).
6. *Y.I. Yermolaev, I.G. Lodkina, N.S. Nikolaeva, M.Y. Yermolaev*, J. Geophys. Res.: Space Physics. **118**, 4760 (2013).
7. *T.V. Podladchikova, A.A. Petrukovich*, Space Weather **10**, S07001 (2012).
8. *Y. Tan, Q. Hu, Z. Wang, Q. Zhong*, Space Weather **16**, 406–416 (2018).
9. *I.S. Zhelavskaya, R. Vasile, Y.Y. Shpirts, C. Stolle, J. Matzka*, Space weather **17**, 1461–1486 (2019).
10. *J. Wang, B. Luo, S. Liu, L. Shi*, Front. Astron. Space Sci. **10** (2023).
11. *Y. Shugay, V. Kalegaev, K. Kaportseva, V. Slemzin, D. Rodkin, and V. Eremeev*, Universe **8**, 565 (2022).
12. *M. Temmer, C. Scolini, I.G. Richardson, S.G. Heinemann, et al.*, Advances in Space Research. In press (2023).
13. *D. Odstrcil*, Adv. Space Res. **32**, 497–506 (2003).
14. *S. Poedts, A. Lani, C. Scolini, C. Verbeke, et al.*, J. Space Weather Space Clim. **10**, 57 (2020).
15. *L.F. Burlaga, S.P. Plunkett, O.C. St. Cyr*, J. Geophys. Res. **107**, 1266 (2002).
16. *L. Burlaga, D. Berdichevsky, N. Gopalswamy, R. Lepping, T. Zurbuchen*, J. Geophys. Res. **108**, 1425 (2003).
17. *N. Lugaz, M. Temmer, Y. Wang, C. J. Farrugia*, Solar Phys. **292**, 64 (2017).
18. *D. Rodkin, V. Slemzin, A. N. Zhukov, F. Goryaev, Y. Shugay, I. Veselovsky*, Solar Phys. **293**, 78 (2018).
19. *В.А. Слемзин, Ф.Ф. Горяев, Д.Г. Родькин, Ю.С. Шугай, С. В. Кузин*, Физика плазмы **45**, 867–902 (2019).
20. *Д.Г. Родькин, В.А. Слемзин, Ю.С. Шугай*, Краткие сообщения по физике **47**, 36–43 (2020).
21. *R.A. Harrison, P. Bryans, G.M. Simnett, and M. Lyons*, Astron. and Astrophys. **400**, 1071–1083 (2003).
22. *K. Dissauer, A.M. Veronig, M. Temmer, and T. Podladchikova*, Astrophys. J. **874**, 123 (2019).
23. *K. Dissauer, A.M. Veronig, M. Temmer, and T. Podladchikova, K. Vanninathan*, Astrophys. J. **863**, 169 (2018).
24. *G. Chikunova, K. Dissauer, T. Podladchikova, A.M. Veronig*, Astrophys. J. **896**, 17 (2020).
25. *I.M. Chertok, V.V. Grechnev, A.V. Belov, A.A. Abunin*, Solar Phys. **282**, 175–199 (2013).
26. *I.M. Chertok, M.A. Abunina, A.A. Abunin, A.V. Belov, V.V. Grechnev*, Solar Phys. **290**, 627–633 (2015).
27. *I.M. Chertok, V.V. Grechnev, A.A. Abunin*, Solar Phys. **292**, 62 (2017).
28. *S. Pal, D. Nandy, E. Kilpua*, Astron. and Astrophys. **665**, A110 (2022).
29. *K. Dissauer, A. M. Veronig, M. Temmer, T. Podladchikova, K. Vanninathan*, Astrophys. J. **855**, 137 (2018).
30. *P. J. Cargill*, Solar Phys. **221**, 135 (2004).
31. *B. Vršnak, T. Žic, D. Vrbanc, M. Temmer, T. Rollett, C. Möstl, A. Veronig, J. Calogovic, M. Dumbovic, S. Lulic, Y.-J. Moon, and A. Shanmugaraju*, Solar Phys. **285**, 295 (2013).
32. *A. Vourlidas, S. Patsourakos, and N. P. Savani*, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. **377**, 20180096 (2019).
33. *M. Dumbovic, J. Calogovic, K. Martinic, B. Vrsnak, D. Sudar, M. Temmer, and A. Veronig*, Frontiers in Astronomy and Space Sciences. **8**, 58 (2021).
34. *T. Zurbuchen, I.G. Richardson*, Space Sci. Rev. **123**, 31–43 (2006).
35. *J. Čalogović, M. Dumbović, D. Sudar, B. Vršnak, K. Martinić, M. Temmer, and A. Veronig*, Solar Phys. **296**, 114 (2021).
36. *Д.Г. Родькин, В.А. Слемзин, Ю.С. Шугай*, Астрон. журн. **100**, 1–8 (2023).
37. *P. Riley, M.L. Mays, J. Andries, T. Amerstorfer, et al.*, Space Weather **16**, 1245–1260 (2018).
38. *N. Lugaz, C.J. Farrugia, R.M. Winslow, N. Al-Haddad, E.K. J Kilpua, P. Riley*, J. Geophys. Res.: Space Physics **121**, 10861–10879 (2016).

PREDICTION OF GEOMAGNETIC STORMS ASSOCIATED WITH INTERPLANETARY CORONAL MASS EJECTIONS

D. G. Rodkin^a, V. A. Slemzin^a

^a*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Geomagnetic storms have a significant impact on the performance of technical systems both in space and on Earth. The sources of strong geomagnetic storms are most often interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), generated by coronal mass ejections (CMEs) in the solar corona. The ICME forecast is based on regular optical observations of the Sun, which make it possible to detect CMEs at the formation stage. It is known that the intensity of geomagnetic storms correlates with the magnitude of the southern component of the magnetic field (B_z) of the ICME. However, it is not possible yet to predict the sign and magnitude of B_z from solar observations for the operational forecast of an arbitrary CME. Under these conditions, a preliminary forecast of the magnetic storm probability can be obtained under the assumption that the strength of the storm is related to the magnitude of the magnetic flux from the eruption region, observed as dimming. In this paper we examine the relationship between the integral magnetic flux from the dimming region and the probability that CMEs associated with them will cause geomagnetic storms, using a series of 37 eruptive events in 2010–2012. It is shown that there is a general trend toward an increase in the ICMEs geoefficiency with an increase in the magnitude of the magnetic flux from the dimming region. It has been demonstrated that the frequency of moderate and severe storms observation increases in cases of complex events associated with the interaction of CMEs with other solar wind streams in the heliosphere.

Keywords: solar wind, coronal mass ejections, geomagnetic storms, space weather

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛИНИИ ГЕЛИЯ D₃ УСКОРЕННЫМИ ПРОТОНАМИ В ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЦА

© 2024 г. М. Б. Шапочкин^{1,*}, С. А. Богачев²

¹МОО Московское физическое общество, Москва, Россия

²Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: labex@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.07.2023 г.

После доработки 01.12.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

В статье теоретически исследована величина ударной линейной поляризации линии гелия D₃ в хромосфере Солнца при воздействии на хромосферу ускоренных во вспышках протонов. Рассчитана зависимость энергетического распределения протонов от пройденного внутри хромосферы расстояния. Теоретически определено отношение концентраций нетепловых протонов и тепловых электронов на разной глубине. Из расчета степени линейной поляризации линии гелия D₃ для различных слоев хромосферы определена область вероятного формирования линии.

Ключевые слова: хромосфера Солнца, спектр излучения, линейная поляризация, солнечные вспышки, ускоренные протоны, функция распределения протонов

DOI: 10.31857/S0004629924020105 EDN: KSMORJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе мы исследуем вопрос о возможности формирования и величине ударной линейной поляризации в спектральной линии гелия D₃ (587.73 нм) при воздействии на хромосферу Солнца энергичных протонов, ускоренных в солнечных вспышках. Так как линия D₃ находится в видимой области спектра, существуют возможности для ее наблюдения с помощью наземных средств измерения. В то же время активно обсуждаются и космические эксперименты по регистрации соответствующего излучения. В частности, наблюдения Солнца в линии D₃ будут возможны в ходе космического эксперимента Proba-3 с помощью коронографа ASPIICS (разрабатывается европейским космическим агентством [1]). Речь в данном случае идет, однако, только об измерении интенсивности излучения без измерения его поляризации. Также измерения солнечного излучения в линии D₃ запланированы в рамках космического проекта Solar Orbiter [2]. Такие возможности предоставляет коронограф Metis, установленный на борту КА и проводящий, в числе прочего, наблюдения в канале видимого излучения 580–640 нм. В данный диапазон входит также линия D₃. Прибор помимо интегрального излучения будет измерять и поляризацию [3].

Основным источником излучения в линии D₃ является относительно холодная плотная плазма с температурой около 10 тыс. К, наблюдаемая на

Солнце в хромосфере, а также присутствующая в короне в протуберанцах и ядрах корональных выбросов массы (КВМ). О наблюдательных признаках поляризации излучения в линии D₃ сообщалось в работе [4], где было проанализировано несколько КВМ, наблюдавшихся прибором LASCO-C2 на борту космического аппарата SoHO. Возможности обнаружения поляризации в линии D₃ по наблюдениям коронографа Metis были ранее также изучены в работе [5].

В работе [6] был проведен аналитический расчет степени линейной поляризации излучения линии D₃ при ударном воздействии электронов на плазму солнечных протуберанцев. Авторами показано, что поляризация может иметь заметные значения, хотя и существенно зависит от характеристик спектра электронов, в особенности от его наклона. Вопрос об ударной поляризации протонами в работе не рассматривался.

В настоящей работе мы аналитически исследуем ударную поляризацию в линии D₃, возникающую под воздействием ускоренных протонов. Мы рассматриваем хромосферу Солнца, в которой складываются наиболее благоприятные условия для формирования данного излучения. Известно, что хромосфера Солнца является толстой мишенью для ускоренных частиц и по этой причине существенно изменяет их распределение по энергиям. Поэтому спектр нетепловых протонов и электронов внутри

хромосферы в области формирования линии D_3 должен существенно отличаться от исходного распределения ускоренных во вспышке частиц. Это различие следует принимать во внимание. Ранее похожие расчеты были проведены в работе [7], где рассматривалась ударная поляризация протонами линии водорода H_α в хромосфере Солнца. Излучение в линии гелия D_3 в работе не исследовалось. Мы в настоящей работе применяем схожий метод для расчета энергетического распределения протонов в области формирования линии D_3 , но используем иной метод для расчета поляризации, который совпадает с методом, применявшимся в работе [6].

Структура работы следующая. В разделе 2 мы обсуждаем общие особенности ударной поляризации протонами и основное ее отличие от поляризации электронами. В разделе 3 мы излагаем метод расчета спектров частиц и проводим соответствующий расчет. В разделе 4 мы проводим расчет поляризации. В последнем разделе мы представляем заключения и выводы.

2. АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ И СКОРОСТИ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛИНИИ ГЕЛИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ЭЛЕКТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ

Для оценки вклада механизмов ударного возбуждения электронами и протонами был выполнен расчет сечения возбуждения линии гелия $5876 \text{ \AA}$, соответствующей переходу $3D_{3,2,1}^3 - 2P_{2,1,0}^3$ электронным и протонным ударом из основного состояния атома с энергией возбуждения $\Delta\epsilon = 23.07 \text{ эВ}$. Расчет сечений возбуждения атомов гелия электронным и протонным ударом, а также соответствующих скоростей процессов проводился в приближении Борна по программе АТОМ, описанной в работе [8].

На рис. 1 показано, что сечения в широком диапазоне “приведенных” энергий ведут себя подобно. Для полноты сопоставления процессов возбуждения в равновесных условиях представляет интерес сравнение скоростей процессов возбуждения электронами и протонами в зависимости от температуры максвелловского распределения. Результат показан на рис. 2. “Квадратики” соответствуют возбуждению линии $5876 \text{ \AA}$. Видно, что для температур меньше 1 кэВ превалирует возбуждение электронами. Для больших энергий превалирует возбуждение протонами.

Таким образом, в равновесной плазме, близкой к LTE состоянию, при температуре около 10 эВ возбуждение линии $5876 \text{ \AA}$ определяется столкновениями с электронами.

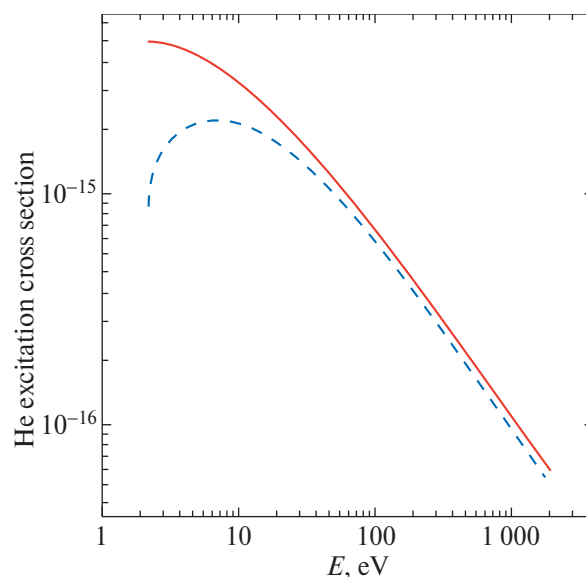


Рис. 1. Сечение возбуждения электронами (красная сплошная линия) и протонами (синяя штриховая линия) перехода $3D_{3,2,1}^3 - 2P_{2,1,0}^3$ атома He I.

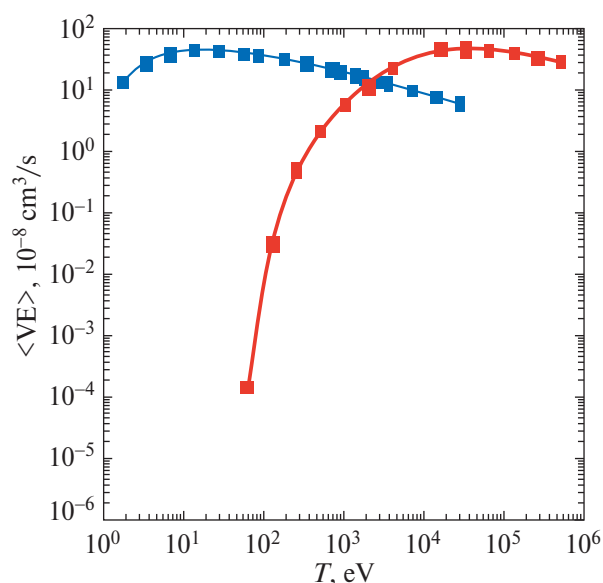


Рис. 2. Зависимость от температуры скорости процессов возбуждения перехода $3D_{3,2,1}^3 - 2P_{2,1,0}^3$ атома He I электронами (красный цвет) и протонами (синий цвет).

Если ввести термин “минимальная энергия степенного распределения” (low cut-off energy), то есть энергия, начиная с которой распределение приобретает степенную форму, то при значении этой величины более 1 кэВ вклад протонов в возбуждение линии $5876 \text{ \AA}$ будет преимущественный. Для определения роли электронов и протонов в возбуждении и поляризации линий гелия необходимо знать не только параметры теплового распределения частиц, но и сделать расчет характеристик функции распределения нетепловых частиц.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕТЕПЛОВЫХ ПРОТОНОВ И ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИИ D₃

3.1. Спектр ускоренных протонов внутри хромосферы

В настоящем разделе представлены результаты расчета распределения по энергиям ускоренных протонов как функции расстояния пройденного потоком протонов в хромосфере. Также проводится расчет отношения концентраций нетепловых протонов и тепловых электронов в области формирования линии D₃. Форма энергетического спектра протонов и отношение концентраций далее используются для расчета величины ударной поляризации протонами.

При расчете спектра протонов мы исходим из широко известной модели толстой мишени (см., напр., [9, 10]). Метод расчета, как уже упоминалось, взят из работы [7]. Исходные спектры протонов и электронов, ускоренных во время вспышек на Солнце, согласно наблюдениям, имеют степенную форму (см., напр., [11]), то есть описываются формулой вида

$$f_0(E_0) = AE_0^{-\varphi}, \quad (1)$$

где $E_0 > \varepsilon$. Здесь E_0 — начальная энергия частицы (протона) после ускорения во вспышке, φ — наклон спектра (индекс степенного распределения), а ε — минимальная энергия частиц (lower energy cut-off). Ограничение $E_0 > \varepsilon$ необходимо, поскольку, если $\varepsilon = 0$, то при $\varphi > 0$ полное число частиц в распределении (1) становится бесконечным.

При движении заряженной частицы через плазму с концентрацией N энергия частицы в результате кулоновских столкновений уменьшается по закону (см., напр., [12]):

$$\frac{dE}{dx} = -a \frac{N}{E}, \quad a \approx 3 \times 10^{-18} \text{ кэВ}^2 \text{ см}^2. \quad (2)$$

Уменьшение энергии частицы как функция пройденного пути x , таким образом, описывается формулой

$$E^2(x) = E_0^2 - 2a \int_0^x N(z) dz, \quad (3)$$

где z — переменная интегрирования.

В работе [7] вместо расстояния x было предложено использовать величину E_N , определяемую по формуле

$$E_N^2(x) = 2a \int_0^x N(z) dz. \quad (4)$$

В этом случае формула (3) может быть преобразована к виду

$$E^2(x) = E_0^2 - E_N^2(x). \quad (5)$$

Величина $E_N(x)$ равна минимальной энергии, которую должна иметь частица, чтобы пройти в хромосфере путь x . Таким образом, если глубина формирования спектральной линии равна некоторой величине x_0 , то частицы с начальной энергией $E_0 < E_N(x_0)$ не достигают области формирования линии и в формировании излучения не участвуют.

Для области формирования линии водорода H _{α} , исследованной в работе [7], для протонов была принята величина $E_N = 100 - 200$ кэВ. Хотя температура ионизации атома гелия He I выше, чем у атома водорода H I, мы полагаем, что области формирования линий H _{α} и D₃ в хромосфере примерно совпадают. По этой причине мы ниже при расчетах исследовали примерно такой же диапазон для величины E_N .

Конкретное значение глубины x для конкретного значения E_N , согласно формуле (4), зависит от распределения плотности внутри хромосферы. Пример соответствующего расчета приведен в приложении к работе.

Введем понятие начального потока протонов, то есть числа частиц на 1 см² за 1 с на верхней границе хромосферы (при $x = 0$):

$$N_0 = \int_{\varepsilon}^{\infty} f_0(E_0) dE_0 = \frac{A}{1-\varphi} \varepsilon^{1-\varphi}. \quad (6)$$

В этом случае формула (1) для исходного степенного распределения принимает вид:

$$f_0(E_0) = N_0(\varphi - 1) \varepsilon^{\varphi-1} E_0^{-\varphi}, \quad E_0 > \varepsilon. \quad (7)$$

Применяя к выражению (7) преобразование (5), получаем искомое распределение протонов по энергиям внутри хромосферы в зависимости от параметра E_N :

$$f(E) = N_0(\varphi - 1) \varepsilon^{\varphi-1} E(E^2 + E_N^2)^{-(\varphi+1)/2}. \quad (8)$$

Примеры расчета по формуле (8) показаны на рис. 3.

Согласно расчетам, распределение ускоренных протонов в хромосфере не сохраняет степенную форму. При больших энергиях ($E \gg E_N$) спектр примерно остается степенным с тем же наклоном φ : $f(E) \sim E^{-\varphi}$. При малых энергиях ($E \ll E_N$) распределение имеет форму $f(E) \sim E$. Точка перегиба приблизительно находится на энергии $E \approx E_N$.

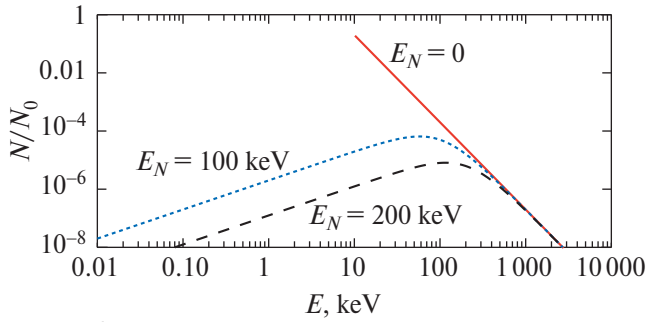


Рис. 3. Распределение ускоренных протонов в атмосфере Солнца. Сплошная линия (красная) — исходное степенное распределение $E_N=0$ с наклоном $\varphi=3$ и минимальной энергией $\varepsilon=10$ кэВ. Пунктирная линия (синяя) — распределение частиц на глубине $E_N=100$ кэВ ($x \approx 1600$ км). Пунктирная линия (черная) — распределение частиц на глубине $E_N=200$ кэВ ($x \approx 1800$ км).

3.2. Расчет эффективного спектра

Модель для расчета поляризации, использованная в работе [6], предполагает, что распределение ускоренных частиц в области формирования излучения является степенным. По этой причине мы далее будем заменять фактические спектры $f(E)$, определяемые по формуле (8), на эквивалентные степенные спектры, $f_c(E)$, имеющие вид:

$$f_c(E) = A_c E^{-\delta}, \quad E \geq \varepsilon_1. \quad (9)$$

Эффективный спектр рассчитывается, исходя из условия, что в нем содержится такое же число частиц, как и в фактическом спектре на глубине E_N :

$$\int_{\varepsilon_1}^{\infty} f_c(E) dE = \int_0^{\infty} f(E) dE. \quad (10)$$

Так как условия (10) недостаточно для однозначного расчета эффективного спектра, мы зафиксируем его минимальную энергию (low cut-off energy) $\varepsilon_1 = 20$ кэВ, и наклон (спектральный индекс распределения) $\delta = 2.5$. Из формул (8)–(10) получаем формулу для эффективного спектра:

$$f_c(E) = N_0 \frac{\delta-1}{\varepsilon_1} \left(\frac{\varepsilon}{E_N} \right)^{\varphi-1} \left(\frac{E}{\varepsilon_1} \right)^{-\delta}, \quad E \geq \varepsilon_1. \quad (11)$$

Пример расчета по формуле (11) показан на рис. 4.

Заметим, что солнечные вспышки обычно производят ускоренные частицы в очень широком диапазоне энергий, от единиц кэВ до десятков и сотен МэВ. При изучении некоторых эффектов, возникающих при взаимодействии ускоренных частиц с хромосферой, иногда исследуют и иные участки

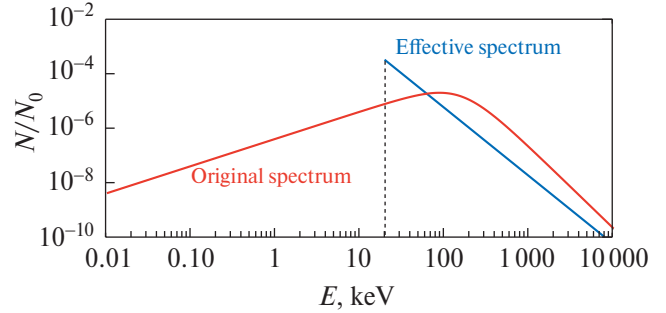


Рис. 4. Пример расчета эффективного степенного спектра (красная линия) по исходному спектру (синяя линия) внутри хромосферы.

спектра, в том числе высокоэнергичные, с энергиями от сотен кэВ и, как правило, с иным наклоном спектра (см., напр., [13]). В данной работе мы использовали более обычные традиционные значения, в частности минимальную энергию в 10–20 кэВ, которая считается границей, отделяющей тепловую плазму от нетепловой в обычных солнечных вспышках. Наклон $\delta = 2.5$ мы также рассматриваем как среднюю характерную величину в диапазоне $\delta = 2-3$.

3.3. Расчет отношения концентраций нетепловых протонов и тепловых электронов

Так как при движении протонов через хромосферу часть их тормозится, поток протонов уменьшается с глубиной. Зависимость потока протонов от глубины x , $N_p(x)$ может быть найдена по формуле:

$$\frac{N_p}{N_{p0}} = \frac{1}{N_{p0}} \int_0^{\infty} f(E) dE. \quad (12)$$

Подставляя сюда формулу (8), получаем:

$$N_p = N_{p0} \left(\frac{\varepsilon}{E_N} \right)^{\varphi-1}, \quad (13)$$

отсюда

$$\frac{N_e}{N_p} = \frac{N_e}{N_{p0}} \left(\frac{\varepsilon}{E_N} \right)^{\varphi-1}. \quad (14)$$

Для расчетов в работе мы использовали следующие значения параметров: начальная концентрация протонов $N_{p0} = 10^8 \text{ см}^{-3}$; концентрация тепловых электронов в области формирования линии (согласно расчетам в Приложении к работе соответствует глубине 1700 км) $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Поясним, что хотя взаимодействие протонов с хромосферой происходит вдоль всего их пути движения, то есть в столбе x км, распределение плотности газа в этом столбе является барометрическим, то есть экспоненциально растет с глубиной. По этой

Таблица 1. Степень поляризации излучения как функция параметров спектра протонов и высоты над нулевым уровнем фотосферы

Энергия ε , кэВ	Глубина $E_N(x)$	$n = N_{e,t}/N_{p,nt}$	Поляризация $P\%$		
			$\varepsilon_1 = 10$	$\varepsilon_1 = 15$	$\varepsilon_1 = 20$
10	50 кэВ ($x = 800$ км)	2.50×10^4	55	—	—
	100 кэВ ($x = 610$ км)	1.00×10^5	14	26	60
	150 кэВ ($x = 500$ км)	2.25×10^5	07	11	18
	200 кэВ ($x = 420$ км)	4.00×10^5	04	06	10
15	50 кэВ ($x = 800$ км)	1.10×10^4	—	—	—
	100 кэВ ($x = 610$ км)	4.45×10^4	30	55	40
	150 кэВ ($x = 500$ км)	1.00×10^5	14	26	22
	200 кэВ ($x = 420$ км)	1.80×10^5	08	12	—
20	50 кэВ ($x = 800$ км)	6.25×10^3	—	—	—
	100 кэВ ($x = 610$ км)	2.50×10^4	55	—	—
	150 кэВ ($x = 500$ км)	5.60×10^4	24	43	71
	200 кэВ ($x = 420$ км)	1.00×10^5	14	26	40

Примечание. Расчеты поляризации (три столбца справа) выполнены для значений $\varepsilon_1 = 10, 15$ и 20 кэВ. Прочерки означают, что программа дает «нереально большое» значение поляризации. В столбце $n = N_{e,t}/N_{p,nt}$ приведены значения отношения концентрации тепловых электронов к концентрации нетепловых протонов для различных глубин.

причине основное энергосвечение и основное излучение в спектральной линии происходят в ограниченном диапазоне высот вблизи основания “столба”, где сосредоточена основная масса газа мишени. Соответствующий диапазон высот мы называем в работе областью формирования излучения.

Результаты расчета для разных значений E_N и ε приведены в табл. 1. Для удобства восприятия мы в таблице перешли от глубины x , более удобной для расчетов, к высоте h над нулевым уровнем фотосферы. Величины h и x , очевидно, связаны в нашей модели простой формулой: $h = 2200$ км – x (см. также Приложение).

4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

В общем случае для спектральных линий, формирующихся в солнечной хромосфере, отсутствует локальное термодинамическое равновесие, в результате чего расчет конкретной спектральной линии требует учета полной структуры атома. При исследовании поляризации этим иногда пренебрегают, полагая, что основные зависимости (прежде всего, зависимость степени поляризации от характеристик частиц) могут быть выявлены в том числе в приближении “двухуровневого атома”. При проведении расчетов мы следовали этой упрощенной модели. В целом, мы полагаем, что такой подход допустим, в том числе поскольку формирование излучения при исследованных в работе энергиях протонов происходит на большой глубине в хромосфере, вблизи температурного минимума, где приближение ло-

кального равновесия хотя и не может быть признано полностью корректным, но все же более обосновано, чем в случае верхней хромосферы, имеющей более высокие температуры и, кроме того, активно взаимодействующей с магнитным полем Солнца. При расчетах, основанных на таком приближении, тем не менее учитывается, что среда, приближенно находящаяся в равновесии до воздействия на нее потоков частиц, тем не менее выходит из равновесия после такого воздействия. Такое приближение, где система находится в состоянии LTE, но отклоняется от него при взаимодействии с потоками частиц, в литературе иногда называется non-LTE. Мы далее будем следовать этой терминологии.

В качестве источника поляризации мы рассматриваем столкновение атомов гелия с изотропными электронами и анизотропными протонами. При таких столкновениях возбужденное состояние атомов гелия выстраивается в соответствии с состоянием частиц, имеющих анизотропное угловое распределение, что, в свою очередь, приводит к анизотропии (поляризации) излучения. Также считается, что величина и ориентация магнитного поля не влияют на выстраивание возбужденных состояний ударом [14].

Нас будет интересовать поляризация излучения в нормальном направлении к направлению анизотропного потока протонов.

Расчет степени линейной поляризации выполняется с использованием математического аппарата атомной матрицы плотности [14].

4.1. Функции распределения электронов и протонов

В качестве полного (энергетического и углового) распределения частиц, осуществляющих столкновительное воздействие на атомы гелия, мы используем функцию, которая учитывает максвелловские тепловые и степенные нетепловые электроны и протоны, что было предложено в работе [15]:

$$f(\epsilon, \theta, \phi) = \frac{N_t}{4\pi} f_t(\epsilon) + N_{nt} f_{nt}(\epsilon, \theta) f_{nt}(\epsilon). \quad (15)$$

Такая функция распределения содержит следующие параметры: N_t — концентрация тепловых электронов или протонов, T_0 — температура тепловых электронов или протонов, N_{nt} — концентрация нетепловых электронов или протонов, ϵ_1 — «low cut-off energy» степенного распределения электронов или протонов, δ — спектральный индекс распределения электронов или протонов, θ — питч-угол, описываемый функцией Хэвисайда.

Для случая плазмы pop-LTE, но близкой к LTE, когда концентрация нетепловых частиц много меньше концентрации тепловых частиц, мы будем считать, что концентрации и температуры электронов и протонов равны. Для области, в которой наблюдается поляризация линий гелия, нами сделан расчет концентрации нетепловых частиц.

Из расчета видно, что концентрация нетепловых протонов меняется по мере распространения в хромосфере. Столкновения с потоком нетепловых протонов необходимо учитывать.

4.2. Сечения и скорости процессов возбуждения линии гелия при столкновении с электронами и протонами

Сечение возбуждения линии гелия 5876 Å, соответствующей переходу $3D_{3,2,1}^3 - P_{2,1,0}^3$ электронным и протонным ударом из основного состояния атома с энергией возбуждения $\Delta\epsilon = 23.07$ эВ, описывается аналитическим выражением для полного сечения $Q(\epsilon)$ возбуждения линии He, полученным по методу Борна [16].

Для степени линейной поляризации P линии He при возбуждении электронным пучком из основного состояния атома [17] удобно использовать аналитическую формулу для степени линейной поляризации излучающих переходов [18], также основанную на методе Борна. Используем экспериментально найденные значения степени линейной поляризации в пороге возбуждения $P_0 = 10\%$, т.е. при минимальной энергии электронов, при которой возможно возбуждение перехода. В работе [17] приведена теоретиче-

ская оценка значения поляризации в пороге, равная 31.7%. Тогда

$$P = P_0 \frac{\ln(\epsilon_0 / u)}{\ln(\epsilon_0 u^{1.4})}, \quad (16)$$

где ϵ_0 — энергия, при которой поляризация меняет знак, выраженная в пороговых единицах $\Delta\epsilon$. Она равна 5.25. Погрешность описания поляризации около 6%. В силу подобия сечений для электронов и протонов (рис. 1) предположим, что зависимости степени линейной поляризации от энергии для электронов и протонов будут подобны.

4.3. Степень линейной поляризации излучения линии He в хромосфере

Расчет степени линейной поляризации проведен нами в общем виде с учетом известного выражения для квадрупольного момента функции распределения протонов $f_{2+}^{(2)}(\epsilon)$. В этом случае выражение для степени поляризации принимает можно представить как:

$$P = \frac{2I_1}{(n/2)I_0}, \quad (17)$$

где $n = N_t/N_{nt}$ — отношение концентрации тепловых электронов N_t к концентрации нетепловых протонов N_{nt} . Величина I_0 в знаменателе (17) определяется столкновениями с изотропными тепловыми электронами, а I_1 в числителе (17) определяется столкновениями с анизотропными нетепловыми протонами:

$$I_0 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} Q(\epsilon) f_t(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon; \quad (18)$$

$$I_1 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \frac{Q(\epsilon) P_0(\epsilon)}{1 - P_0(\epsilon)/3} \left[\frac{f_{nt}(\epsilon)}{a + 3} \right] \sqrt{\epsilon} d\epsilon. \quad (19)$$

Заметим, что структура выражений I_0 и I_1 в (18) и (19) аналогична структуре, приведенной в работе [5]. Для их расчета в явном виде подставим в формулы (18) и (19) следующие величины: выражение для полного сечения $Q(\epsilon)$ возбуждения линии He и степени линейной поляризации излучения $P(\epsilon)$ для угла наблюдения 90° ; максвелловскую функцию распределения $f_t(\epsilon)$ для тепловых электронов и функцию распределения $f_{nt}(\epsilon)$ для нетепловых протонов. Величина a есть отношение $a = \bar{\epsilon}/\epsilon_2$, где ϵ_2 — константы анизотропии протонов, $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия нетепловых протонов. Значение θ , питч-угла пучка протонов для различных значений параметра приведено в работе [15].

Результаты вычисления I_0 и I_1 определяются параметрами функции распределения электронов

и протонов вспышки и атомной системы. При этом I_0 зависит от двух параметров: $\Delta\epsilon$ и T_0 . Величина I_1 зависит от пяти параметров: $\Delta\epsilon$, P_0 , ϵ_0 , $\theta(\epsilon_2)$ и δ . Полученное аналитическое выражение для поляризации излучения хромосферы позволяет проанализировать поведение поляризации как функции параметров распределения тепловых электронов и нетепловых протонов.

Если характеристики атомной системы $\Delta\epsilon$, P_0 и ϵ_0 считать заданными, то выражение для поляризации содержит пять описывающих электроны и протоны параметров: n , T_0 , ϵ_1 , δ и $\theta(\epsilon_2)$.

4.4. Обсуждение результатов расчета степени линейной поляризации линии He 5876 Å

Для проведения аналитических расчетов степени линейной поляризации излучения использовался пакет прикладных программ MATHCAD, позволяющий проводить численные расчеты и выполнять графические построения.

Положим следующие значения для параметров: температура электронов — 10 эВ (предполагалось, что плазма слабо анизотропная, т.е. n должно быть много больше единицы). По порядку величины оно, например, равно значению в хромосфере Солнца $n = N_e/N_p = 1.6 \times 10^4$ [19, 20]. Значения n приведены в табл. 1 для различных глубин. Для случая степенного распределения протонов: $\epsilon_1 = 10, 15$ и 20 кэВ; $\delta = 2.5$; $\theta = 37.5^\circ$. Все эти соображения учитывались при проведении расчетов.

В трех последних столбцах табл. 1 приведены результаты расчета значения поляризации излучения линии атома гелия 5876 Å. Расчеты выполнены для значений ϵ_1 , равных 10, 15 и 20 кэВ. В столбце $n = N_e/N_{p,nt}$ приведены значения отношения концентрации тепловых электронов к концентрации нетепловых протонов для различных глубин. Прочерки означают, что программа дает значение поляризации “нереально большое”.

Мы осознаем, что выбранные параметры функции распределения электронов и протонов могут при наблюдении отличаться от использованных при расчете, поэтому приводим графики зависимости степени линейной поляризации от ϵ_1 , $\theta(\epsilon_2)$ и n .

Графики представлены для условий расчета: $\delta = 2.5$, $\epsilon_1 = 15$ кэВ, $\theta = 37.5^\circ$ и $n = 10^5$. На рис. 5 приведена зависимость степени линейной поляризации линии от параметра ϵ_1 “low cut-off energy” нетепловых протонов. С увеличением энергии нетепловых протонов поляризация увеличивается. На рис. 6

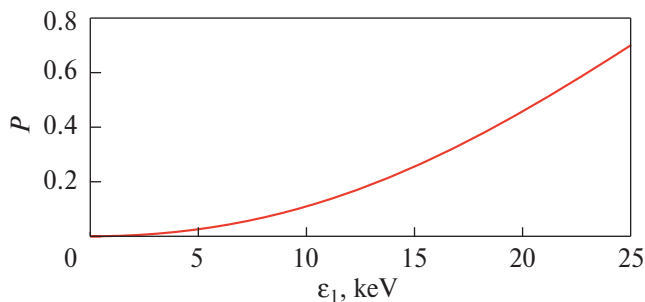


Рис. 5. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от параметра ϵ_1 для $\delta = 2.5$ и $\theta = 37.5^\circ$.

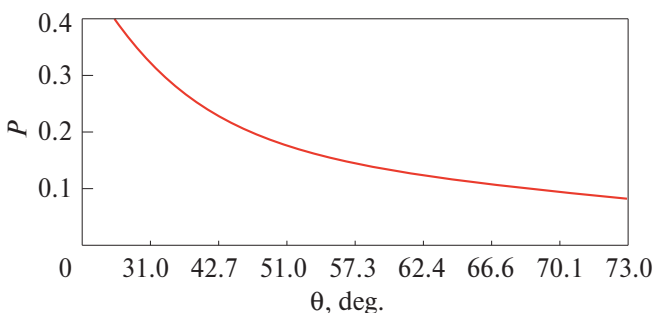


Рис. 6. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от величины питч-угла θ при $\delta = 2.5$, $\epsilon_1 = 15$ кэВ.

показана зависимость степени линейной поляризации линии от питч-угла $\theta(\epsilon_2)$. С увеличением угла, т.е. с увеличением изотропизации распределения протонов, поляризация уменьшается. На рис. 7 показана зависимость степени линейной поляризации от $n = N_e/N_{p,nt}$. По мере увеличения отношения числа тепловых электронов N_e к числу нетепловых протонов $N_{p,nt}$ увеличивается изотропизация распределения протонов и уменьшается поляризация. Приведенные зависимости степени линейной поляризации позволяют определить поляризацию при иных значениях параметров функции распределения протонов и электронов, чем те, для которых приведен приведенный выше расчет.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Вопрос о механизме формирования и степени поляризации излучения, регистрируемого при наблюдении линий излучения в хромосфере и короне Солнца, представляет как теоретический интерес, так и практическое значение, как способ диагностики характеристик плазмы в области излучения, а также (в случае ударного механизма) как способ диагностики характеристик ускоренных частиц.

С теоретической точки зрения расчет поляризации представляет собой непростую многопарамет-

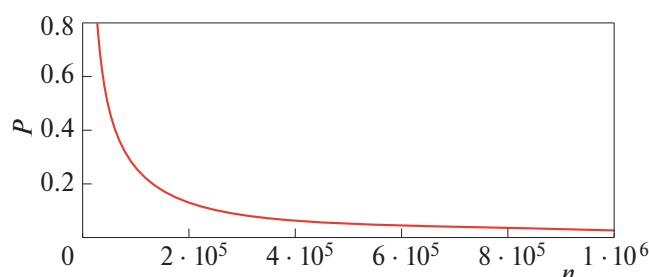


Рис. 7. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от параметра n для $\delta = 2.5$, $\epsilon_1 = 15$ кэВ и $\theta = 37,5^\circ$.

рическую задачу, требующую знания характеристик излучающей плазмы, а также информации об энергетическом распределении частиц.

Хотя при рассмотрении поляризации излучения ударным механизмом часто рассматривают пучки электронов, при исследовании хромосферных линий большое значение может иметь также поляризация протонами. В отношении линии гелия D₃, исследованной в работе, анализ сечений соответствующих ударных процессов показывает, что при энергиях частицы выше 10 кэВ эффективность поляризации протонами становится выше, чем эффективность поляризации электронами.

В настоящей работе мы провели соответствующий расчет для типовой модели солнечной хромосферы. Важной особенностью расчета является то, что мы провели моделирование энергетических распределений протонов внутри хромосферы, а также получили простое аналитическое выражение для определения отношений концентраций нетепловых протонов и тепловых электронов в области формирования излучения. Это позволяет сократить число неизвестных параметров при расчете степени поляризации плазмы.

Результаты расчетов показывают, что модель приводит к непротиворечивым результатам при использованных исходных предположениях о форме спектра ускоренных протонов и начальной концентрации частиц в короне. Расчеты показывают, что степень поляризации излучения в линии D₃ особенно существенно зависит от глубины формирования линии, так как глубина x влияет на форму спектра и концентрацию нетепловых протонов.

Наиболее интенсивная поляризация излучения происходит в области глубин $x = 1600\text{--}1800$ км, то есть в нижней хромосфере.

Мы рассчитываем, что полученные результаты будут полезны, в том числе при интерпретации новых экспериментальных данных космических миссий Proba-3 и Solar Orbiter.

Таблица 2. Соответствие между E_N и x в солнечной хромосфере

Энергия E_N , кэВ	Глубина x , км	Высота h , км
50	1400	800
100	1590	610
150	1700	500
200	1780	420

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-30002¹.

Авторы благодарят В. П. Шевелько (ФИАН) за представленные результаты расчета сечения и скорости возбуждения линии гелия при столкновении с электронами и протонами.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГИИ E_N ОТ ГЛУБИНЫ x В ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЦА

В разделе представлен пример расчета зависимости энергии E_N , использующейся в работе, от глубины x в хромосфере Солнца. Согласно формуле (4), для определения зависимости $E_N(x)$ необходимо знать зависимость концентрации хромосферной плазмы $N(x)$ от высоты. Для целей данной работы это распределение можно считать экспоненциальным (барометрическим):

$$N(x) = N(x=0) \exp\left(-\frac{x}{H}\right). \quad (20)$$

Для расчетов использованы следующие значения: (1) концентрация плазмы на верхней границе хромосферы $N(x=0) = 10^9 \text{ см}^{-3}$; (2) высота однородной хромосферы $H = 136$ км; (3) толщина хромосферы $h = 2200$ км. При таких параметрах расчетное значение концентрации хромосферы на нижней границе, $N(x=h)$, составляет 10^{16} см^{-3} , т.е. совпадает с концентрацией верхней фотосферы. Подставляя формулу (20) в (4), получаем

$$E_N^2 = 2aHN(x=0) \left(\exp\left(-\frac{x}{H}\right) - 1 \right), \quad (21)$$

отсюда

$$x = H \ln \left(\frac{E_N^2}{2aHN(x=0) + 1} \right). \quad (22)$$

Вместо глубины x удобно использовать высоту h над нулевым уровнем фотосферы ($x+h=1200$ км).

¹ <https://rscf.ru/project/23-72-30002/>

Соответствие между E_N , x и h для некоторых дискретных значений E_N приведены в табл. 2. Можно заметить, что потери энергии заряженной частицы в хромосфере зависят от количества (или толщи) вещества в столбе вдоль направления движения частицы, но не зависят от распределения этого вещества внутри столба. По этой причине результаты расчета умеренно чувствительны к выбору конкретной модели хромосферы, поскольку количество вещества в единичном столбе солнечной хромосферы является более-менее постоянной величиной во всех моделях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S.V. Shestov, A.N. Zhukov, B. Inhester, L. Dolla, and M. Mierla*, *Astron. and Astrophys.* **652**, id. A4 (2021).
2. *D. Müller, O.C. St. Cyr, I. Zouganelis, H.R. Gilbert, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **642**, id. A1 (2020), arXiv:2009.00861 [astro-ph.SR].
3. *E. Antonucci, S. Fineschi, G. Naletto, M. Romoli, et al.*, in *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray*, Proc. of SPIE Conf. Ser. **8443**, id. 844309 (2012).
4. *O. Floyd and P. Lamy*, *Solar Phys.* **294**, 168 (2019).
5. *P. Heinzel, J. Štěpán, A. Bemporad, S. Fineschi, S. Jeřič, N. Labrosse, and R. Susino*, **900**, id. 8 (2020), arXiv:2007.08940 [astro-ph.SR].
6. *S.A. Bogachev and M.B. Shapochkin*, *Astron. Rep.* **66**, 1329 (2022).
7. *J. Štěpán, P. Heinzel, and S. Sahal-Bréchet*, *Astron. and Astrophys.* **465**, 621 (2007), arXiv:astro-ph/0701617.
8. *V.P. Shevelko and L.A. Vainshtein*, *Atomic physics for hot plasmas* (Bristol, Philadelphia: Institute of Physics Pub., 1993).
9. *J.C. Brown*, *Solar Phys.* **18**, 489 (1971).
10. *S. I. Syrovatskii and O. P. Shmeleva*, *Soviet Astron.* **16**, 273 (1972).
11. *S.A. Bogachev and B.V. Somov*, *Astron. Letters* **33**, 54 (2007).
12. *Б.В. Сомов, С.И. Сыроватский*, *Успехи физ. наук* **120**(10), 217 (1976).
13. *G.S. Kerr, J.C. Allred, A.F. Kowalski, R.O. Milligan, H.S. Hudson, N. Zambrana Prado, T. A. Kucera, and J. W. Brosius*, **945**(2), id. 118 (2023), arXiv:2302.02017 [astro-ph.SR].
14. *S.A. Kazantsev and J.-C. Henoux*, *Polarization spectroscopy of ionized gases*, *Astrophys. Space Sci. Library* **200** (Dordrecht; Boston: Kluwer Academic Publishers, 1995).
15. *E. Haug*, *Solar Phys.* **71**, 77 (1981).
16. *Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков*, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
17. *R.H. McFarland and E.A. Soltysik*, *Phys. Rev.* **127**(6), 2090 (1962).
18. *M.B. Shapochkin*, *Physica Scripta* **60**(4), 335 (1999).
19. *J.C. Hénoux, D. Heristchi, G. Chambe, B. Woodgate, R. Shine, J. Beckers, and M. Machado*, *Astron. and Astrophys.* **119**, 233 (1983).
20. *J.C. Hénoux and M. Karlický*, *Astron. and Astrophys.* **341**, 896 (1999).

LINEAR POLARIZATION OF THE HELIUM D₃ LINE BY ACCELERATED PROTONS IN THE SOLAR CHROMOSPHERE

M. B. Shapochkin^a, S. A. Bogachev^b

^a*Moscow Physical Society, Moscow, Russia*

^b*Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

In the article, we have studied the impact linear polarization of the helium D₃ line that takes place in the solar chromosphere under the action of protons accelerated in solar flares. The dependence of the energy distribution of protons on the distance traveled inside the chromosphere is calculated. The ratio of the concentrations of nonthermal protons and thermal electrons at different depths is theoretically determined. From the calculation of the degree of linear polarization of the helium line D₃ for different layers of the chromosphere, the region of probable formation of the line is determined.

Keywords: solar chromosphere, emission spectrum, linear polarization, solar flares, accelerated protons, proton distribution function

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ АСТЕРОИДОВ ПРИМИТИВНЫХ ТИПОВ ВБЛИЗИ ПЕРИГЕЛИЯ С ЦЕЛЮ ОБНАРУЖЕНИЯ ИХ СУБЛИМАЦИОННО-ПЫЛЕВОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. В. В. Бусарев^{1,2,*}, Н. Н. Киселёв², М. П. Щербина^{2,1},
Н. В. Карпов², А. П. Горшков²

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

²Учреждение Российской академии наук Институт астрономии
Российской академии наук, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 10.10.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

С декабря 2022 г. по апрель 2023 г. на телескопе “Цейсс–2000” обсерватории Пик Терскол проведены *UBVR*-поляриметрические наблюдения 12 астероидов, в основном примитивных типов Главного пояса, находившихся на гелиоцентрических расстояниях вблизи перигелия. Целью мониторинговой программы был поиск изменений параметров поляризации астероидов, вызванных предполагаемой сублимационно-пылевой активностью, в результате которой возможно формирование разреженных пылевых экзосфер астероидов. Объектами программы были астероиды (1) Церера, (53) Калипсо, (117) Ломия, (164) Ева, (214) Ашера, (324) Бамберга, (419) Аврелия, (505) Кава, (554) Перага, (654) Зелинда, (704) Интерамния, (1021) Фламарио. Поляриметрические наблюдения астероидов (117) Ломия, (164) Ева и (505) Кава выполнены впервые, остальные астероиды наблюдались ранее. Только для двух астероидов, (1) Церера и (704) Интерамния, по спектрофотометрическим наблюдениям ранее была отмечена временная спектрофотометрическая переменность. Анализ временных изменений степени поляризации астероидов и сравнение результатов наблюдений с данными, имеющимися в литературе, показали, что стабильность наблюдаемой степени поляризации сопоставима с ошибками измерений $\sim(0.02–0.1)\%$ у астероидов разного блеска. Таким образом, в период наблюдений не было обнаружено сколько-нибудь заметных поляризационных признаков сублимационно-пылевой активности наблюдавшихся астероидов. Дополнительно показано, что существующие в настоящее время варианты спектральной таксономии астероидов, основанные на спектрофотометрических данных и альbedo, демонстрируют значительное рассеяние выделенных классов при сопоставлении их с фазовыми зависимостями поляризации астероидов. У астероида (554) Перага подтверждена отрицательная степень поляризации на углах меньше угла инверсии. Измерения поляризации астероида (1) Цереры в широком диапазоне длин волн не подтвердили заподозренное ранее изменение угла плоскости поляризации с длиной волны.

Ключевые слова: астероиды, *UBVRI*-поляриметрия, сублимационно-пылевая активность

DOI: 10.31857/S0004629924020112 **EDN:** KSFCXJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектральные наблюдения астероидов Главного пояса (АГП) примитивных типов (С, В, F, G, X) с вероятным содержанием в недрах водяного льда показывают, что у этих тел вблизи перигелийных гелиоцентрических расстояний и, соответственно, при максимальных подсолнечных температурах возможна временная сублимационно-пылевая активность (СПА), ведущая к образованию разреженной пылевой экзосферы (ПЭ) [1, 2, 3]. Моделирование спектров отражения таких астероидов, окруженных оптически тонкой ПЭ, состоящей из агрегатных частиц субмикронного размера и разного состава,

это полностью подтверждает [4, 5]. Из перечисленных результатов также следует, что спектрофотометрия и широкополосная *UBVRI*-фотометрия являются эффективными методами обнаружения явления СПА у астероидов примитивных типов. В то же время для обнаружения и изучения данного явления было бы целесообразно также использовать поляриметрический метод, который во многих случаях служит независимым источником информации об оптических, химико-минералогических и структурных особенностях поверхностей безатмосферных небесных тел и пылевых частиц (см., напр., [6, 7] и ссылки там же).

В нашей статье обсуждаются результаты *UBVR*-поляриметрических наблюдений на интервале времени около четырех месяцев двенадцати АГП в основном примитивных типов, находившихся вблизи перигелия орбиты. Как известно, фазовые углы АГП не превышают $\sim 30^\circ$ и поэтому возможные изменения их поляриметрических характеристик и параметров невелики [7, 8], что затрудняет их использование для обнаружения изменений, вызванных появлением СПА и связанной с ней ПЭ. Для изучения возможностей использования поляриметрических параметров астероидов примитивных типов для обнаружения СПА было проведено численное моделирование (с использованием теории радиационного переноса излучения) этих параметров у условного астероида С-типа, окруженного оптически тонкой пылевой экзосферой ($\tau < 0,5$), состоящей из агрегатных частиц субмикронного размера и разного состава (лед H_2O , оливин, астрономические силикаты и органика типа толинов [9]). На основании этого моделирования был сделан вывод, что по данным поляриметрии на фазовых углах менее 30° невозможно утверждать, была ли у астероида какая-то экзосфера или нет во время наблюдений, и тем более оценить ее свойства, так как изменения, вносимые рассеянием света в ПЭ в значения степени поляризации на указанных фазовых углах, малы и слабо отличаются для экзосферных частиц с разными параметрами [9].

Тем не менее в качестве первоначального этапа мы провели поиск признаков СПА у вышеупомянутых астероидов примитивных типов, находившихся при максимальных подсолнечных температурах, с расчетом на то, что имеется вероятность обнаружения кратковременных вариаций поляриметрических параметров, связанная с наличием СПА и локальной неустойчивости ПЭ у некоторых из этих тел. Результаты этого небольшого обзора изложены ниже.

2. АППАРАТУРА, МЕТОДИКИ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКИ

Поляриметрические наблюдения по программе поиска признаков сублимационно-пылевой активности астероидов были проведены в период с 22 декабря 2022 г. по 26 апреля 2023 г. на 2-м (F/8) телескопе “Цейсс-2000” системы Ричи-Кретьена-Куде обсерватории Пик Терскол (Северный Кавказ, Россия), оснащенного двухканальным апертурным поляриметром имени Н. М. Шаховского “POL-SHAKH”. Оптический тракт поляриметра включает модулятор, представляющий собой быстро враща-

ющуюся ахроматическую волновую пластину (~ 30 оборотов в секунду). Для работы использовалась полуволновая пластинка ($\lambda/2$), служащая для измерения линейной поляризации. После модулятора установлена призма Волластона, которая разделяет входящий свет на два ортогонально поляризованных луча. Эти лучи направляются зеркалами в два канала — синий и красный. Каждый из каналов имеет свой приемник излучения и набор спектральных фильтров, выделяющих необходимые фотометрические полосы: *UBV* в синем канале и *UBVRI* в красном канале. В качестве приемника излучения в синем канале стоит неохлаждаемый ФЭУ ЕМІ 6556 В. В красном канале используется охлаждаемый приемник Hamamatsu R943-02. Наши наблюдения в основном проводились с центральными длинами волн и ширинами на полувысоте пропускания фильтров (FWHM) в полосах *B* ($\lambda 434/117$ нм) и *R* ($\lambda 683/159$ нм), а для некоторых объектов в *U* ($\lambda 360/74$ нм), *V* ($\lambda 540/80$ нм) и *I* ($\lambda 809/188$ нм). Вращение фазовой пластины синхронизировано со временем накопления импульсов ФЭУ в каждом из 16 секторов положения фазовой пластины 0° – 22.5° , 22.5° – 45° , ..., 337.5° – 360° одновременно для двух ортогонально поляризованных лучей. Интенсивность света, прошедшего через идеальную полуволновую фазовую пластинку с оптической осью под углом φ , за которой следует анализатор (Волластон) с главной плоскостью под углом $\psi = 0^\circ$, можно записать согласно [10]:

$$I(\varphi) = \frac{1}{2}(1 + q \cos 4\varphi + u \sin 4\varphi). \quad (1)$$

Этот метод обеспечивает квазиодновременное измерение параметров Стокса q и u приходящего излучения. Преимуществом этого метода является независимость измеряемых поляризационных параметров от изменений интенсивности, вызванных переменностью объекта и/или атмосферным поглощением. Измерения выполнялись по схеме: фон неба — астероид, астероид —, ..., — фон неба. Длительность мониторинга каждого объекта была около 1 часа. При обработке наблюдений отсчеты от фона неба интерполировались на средние моменты наблюдений программного объекта (астероида) и вычитались. После коррекции фона неба решение системы уравнений (1) для 16 положений полуволновой фазовой пластинки позволяет получать значения параметров Стокса астероида в инструментальной системе q_{obs} и u_{obs} для каждой экспозиции. Используя весь ряд экспозиций, были получены средние значения наблюдаемых параметров Стокса q_{obs} и u_{obs} и их среднеквадратические

ошибки, определяемые как стандартные отклонения $\sigma_{q_{\text{obs}}}$ и $\sigma_{u_{\text{obs}}}$.

Для определения инструментальной линейной поляризации наблюдались неполяризованные звезды с нулевой поляризацией ($P < 0.01\%$) из списка [10]. В результате наблюдений нескольких стандартов были получены средние инструментальные параметры q_{ins} и u_{ins} и их среднеквадратические ошибки $\sigma_{q_{\text{ins}}}$ и $\sigma_{u_{\text{ins}}}$ для каждой полосы и каждого сезона наблюдений. Инструментальная степень поляризации телескопа во всех полосах была менее 0.04% и была исключена из измеренной степени поляризации астероидов согласно выражениям $q = \bar{q}_{\text{obs}} - \bar{q}_{\text{ins}}$ и $u = \bar{u}_{\text{obs}} - \bar{u}_{\text{ins}}$. В результате для каждого астероида и каждой полосы были определены степень $P = (q^2 + u^2)^{1/2}$ и позиционный угол плоскости линейной поляризации

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{u}{q}\right) + \Delta PA$$

в экваториальной системе координат, где ΔPA — поправки к нуль-пунктам инструментальных позиционных углов. Для определения поправок ΔPA проведены наблюдения звезд-стандартов с известной высокой степенью поляризации и известными углами поляризации в экваториальной системе координат, взятые из [11, 12]. Поправки за нуль-пункты инструментальных позиционных углов во всех фильтрах были постоянны в пределах $\pm 3^\circ$. Более подробно поляриметр, методики наблюдений и обработки данных описаны в работе [13].

В дальнейшем, как это принято в планетной астрофизике, мы будем рассматривать параметры Стокса астероидов q_r и u_r по отношению к перпендикуляру к плоскости рассеяния ϕ , проходящей через Солнце, наблюдателя и объект изучения. Они

связаны с величинами P и θ посредством выражений $\theta_r = \theta - (\phi \pm 90^\circ)$, $P_r \equiv q_r = P \cos(2\theta_r)$ и $u_r = P \sin(2\theta_r)$. Знак в скобках выбирается «+», если $(\phi \pm 90^\circ) \leq 180^\circ$, и «-», если $(\phi \pm 90^\circ) \geq 180^\circ$ [14]. Обычно, если нет физических причин, то с точностью до ошибок измерений положительная ветвь фазовой зависимости поляризации на фазовых углах $\alpha \geq \alpha_{\text{inv}}$ характеризуется ортогональностью плоскости поляризации θ по отношению к плоскости рассеяния ϕ , то есть $\theta_r = 0^\circ$, $q_r = P$ и $u_r = 0$. Угол α_{inv} является углом инверсии, то есть фазовым углом, на котором меняется знак степени поляризации. На фазовых углах $0 \leq \alpha \leq \alpha_{\text{inv}}$ наблюдается так называемая отрицательная ветвь фазовой кривой поляризации с параметрами: плоскость поляризации θ параллельна плоскости рассеяния ϕ , то есть $\theta_r = 90^\circ$, $q_r = -P$ и $u_r = 0$.

Фазовые зависимости поляризации (ФЗП) безатмосферных космических тел (БКТ) Солнечной системы (астероиды, спутники планет), а также ансамблей частиц (например, кометы) являются одними из основных характеристик, морфология и параметры которых зависят от свойств частиц реголитовых поверхностей БКТ и частиц атмосфер комет. Для аппроксимации фазовых кривых используются различные выражения, например, тригонометрический полином [15], где b , c_1 , c_2 , α_{inv} — свободные параметры:

$$P(\alpha) = b \times \sin^{c_1} \alpha \times \cos^{c_2}(\alpha/2) \times (\alpha - \alpha_{\text{inv}}). \quad (2)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ДИСКУССИЯ

В табл. 1 представлены данные о наблюдавшихся астероидах. Она содержит: имя астероида, фотометрические полосы, наличие/отсутствие данных

Таблица 1. Обстоятельства наблюдений избранных астероидов

	Название	Полосы	Поляриз. данные	Фазовые углы α , град	m_v	Спектральный класс		
						1	2	3
1	Церера	UBVR	APDB	12.2–20.8	7.9–7.3	G	C	C
53	Калипсо	BR	APDB	17.5–20.1	12.2–11.4	Xc		Ch
117	Ломия	BR		7.7–14.7	12.6–13.1	Xc	X	C
164	Ева	BVR		13.5–22.8	11.6–12.7	CX	X	C
214	Ашера	BVR	APDB	5.1–8.7	12.8–12.5	Xc	Ek	
324	Бамберга	BVR	APDB	18.9–21.6	10.1–11.1	CP		Ch
419	Аврелия	VB	APDB	12.9–13.7	13.7	F	C	
505	Кава	BR		6.2–8.8	11.7–11.2	FC	P	P
554	Перага	VR	APDB	6.7	13.2	Fc	Ch	Ch
654	Зелинда	BR	APDB	18.2–21.6	11.2–10.5	C	Ch	Ch
704	Интерамния	BR	APDB	16.3–20.3	~12	F	B	Ch
1021	Фламмарио	BVR	APDB	4.9–14.5	11.5–12.3	F	B	C

в Астероидной поляриметрической базе данных (APDB) [16], диапазон наблюдавшихся фазовых углов, эфемеридную звездную величину на момент наблюдений, спектральную классификацию согласно [17, 18] (столбец 1), [19] (столбец 2) и [20] (столбец 3) группы “Спектральный класс”.

Отметим некоторые особенности фотометрического и поляриметрического поведения астероидов, по которым они были включены в нашу программу. Астероид (1) Церера был включен в программу наблюдений как объект, у которого [21] обнаружили эмиссию молекул радикала ОН ($\lambda 3080 \text{ \AA}$), образующихся в результате фотодиссоциации молекул воды. Авторы заключили, что ОН-атмосфера Цереры не-симметрична. Вероятно, что северная полярная шапка астероида состоит из замерзшей H_2O (возможно, в виде инея), которая в течение зимы аккумулируется, а летом сублимирует. Можно предположить, что в результате возможно изменение поляриметрических свойств отраженного света астероида, особенно если временное образование не-симметричной газовой оболочки сопровождается выносом пыли. Кроме того, у (1) Цереры подозревается монотонное возрастание позиционного угла плоскости отрицательной поляризации с длиной волны [22]. В связи с этим измерения поляризации астероида проведены в широком спектральном диапазоне, включающем фотометрические полосы *UBVR*.

В работе [23] была найдена большая положительная поляризация излучения астероида (554) Перага ($P_r = 1\%$) на фазовых углах $8-10^\circ$. Зельнер и Градье [23] отметили этот уникальный случай среди большого числа объектов, которые они наблюдали. Они исключили ошибку в отождествлении объекта, так как он двигался в поле звезд в обе даты наблюдений в соответствии с эфемеридой. Так как на зависимости $P_r(\alpha)$ было всего две точки, можно было заподозрить, что переход ФЗП астероида от отрицательных значений P_r к положительным происходит на очень небольшом угле инверсии $\alpha_{\text{inv}} < 8^\circ$. Как отмечалось выше, обычно в диапазоне фазовых углов $0 - \alpha_{\text{inv}}$ фазовая зависимость степени поляризации большинства астероидов имеет один минимум [24] и хорошо описывается тригонометрическим полиномом [25] или параболой. В настоящее время установлено, что минимальный угол инверсии составляет около 14° для астероидов F-типа, а максимальный угол инверсии равен около 28° для “Barbaralike” астероидов S-типа [26]. Отметим, что пока абсолютный минимум угла инверсии безатмосфер-

ных тел Солнечной системы принадлежит спутнику Юпитера Европа ($\alpha_{\text{inv}} \approx 6.1^\circ$, полоса *V*) [13].

Для уточнения вида отрицательной ветви ФЗП Антонюк и Киселев [27] провели в 2006 г. измерения поляризации (554) Перага в диапазоне фазовых углов $3-16^\circ$, в том числе и на близком фазовом угле 10.7° , на котором проведены наблюдения Зельнера и Градье. Вопреки данным Зельнера и Градье, была установлена отрицательная степень поляризации астероида, $P_r = -2.10 \pm 0.17\%$. В ошибочность результатов наблюдений Зельнера и Градье трудно поверить, зная огромный опыт этих наблюдателей и то, что они сами обратили внимание на необычные данные для (554) Перага. Поэтому Антонюк и Киселев выдвинули предположение, что различия в поляризации реальны и вызваны различиями в свойствах областей поверхности астероида, которые были доступны для наблюдений Зельнеру и Градье в 1975 г. и Антонюку и Киселеву в 2006 г. Эклиптические координаты астероида в 1975 г. и 2006 г. составили ($\lambda = 181.6^\circ$, $\beta = -2.7^\circ$) и ($\lambda = 21.1^\circ$, $\beta = 2.9^\circ$) соответственно. Если ось вращения астероида близка к плоскости эклиптики, то разница в эклиптических долготах 160° дает возможность наблюдать две разные части поверхности астероида (северную и южную приполярные области) в эти два периода наблюдений. Позже Гил-Хаттон и др. [28, 29] измерили поляризацию (554) Пераги в полосе *V* на фазовых углах 9.2° и 10.3° . Она оказалась отрицательной: $P_r = -1.31\%$ и -1.6% соответственно. Эклиптические координаты астероида составили $\lambda = 286.5^\circ$, $\beta = -0.5^\circ$ и $\lambda = 264.1^\circ$, $\beta = -1.5^\circ$. Нельзя исключить также, что уникальные свойства поляризации (554) Пераги, полученные Зельнером и Градье в 1975 г., были вызваны временной сублимационно-пылевой активностью, обнаруженной для ряда астероидов ([3] и ссылки там). Поэтому наблюдаемые особенности поляризации Пераги стали основанием включения этого астероида в программу поляриметрического мониторинга.

Астероид (704) Интерамния — единственный объект нашей программы, у которого ранее по спектрофотометрическим наблюдениям были обнаружены признаки сублимационно-пылевой активности [1, 30].

Остальные астероиды были включены в программу, как объекты примитивных (низкотемпературных) спектральных классов, находившихся вблизи перигелия, где наиболее вероятно проявление сублимационно-пылевой активности. Результаты поляризационной мониторинговой программы астероидов приведены в табл. 2. В ней представлены:

Таблица 2. Результаты поляриметрического мониторинга астероидов в 2022–2023 гг.

Г–М–Д	Полоса	α , град	φ , град	$P \pm \sigma$, %	$\theta \pm \sigma$, град	θ_r , град	$P_r = q_r$, %	u_r , %
(1) Церера								
-01-20.060	<i>B</i>	20.82	287.91	0.718 ± 0.009	18.26 ± 0.36	0.36	0.718	0.009
2023-01-20.061	<i>R</i>	20.82	287.91	0.725 ± 0.031	18.45 ± 1.23	0.55	0.725	0.014
2023-01-22.010	<i>B</i>	20.54	287.33	0.625 ± 0.010	14.77 ± 0.46	177.44	0.623	–0.056
2023-01-22.010	<i>R</i>	20.54	287.33	0.697 ± 0.032	16.78 ± 1.30	179.45	0.696	–0.013
2023-01-23.012	<i>B</i>	20.38	287.02	0.580 ± 0.018	15.57 ± 0.91	178.55	0.579	–0.029
2023-01-23.004	<i>R</i>	20.38	287.02	0.666 ± 0.033	14.32 ± 1.42	177.30	0.663	–0.063
2023-01-24.995	<i>B</i>	20.06	286.38	0.492 ± 0.014	12.06 ± 0.81	175.68	0.486	–0.074
2023-01-25.005	<i>R</i>	20.06	286.38	0.556 ± 0.031	12.92 ± 1.58	176.55	0.552	–0.067
2023-02-25.003	<i>U</i>	12.20	267.37	1.018 ± 0.040	85.40 ± 1.12	88.03	–1.016	0.070
2023-02-24.985	<i>B</i>	12.20	267.38	1.232 ± 0.023	87.28 ± 0.54	89.90	–1.232	0.005
2023-02-24.985	<i>V</i>	12.20	267.39	1.226 ± 0.022	87.12 ± 0.51	89.73	–1.226	0.012
2023-02-24.985	<i>R</i>	12.20	267.39	1.250 ± 0.030	85.86 ± 0.68	88.47	–1.249	0.067
2023-02-24.999	<i>I</i>	12.20	267.37	1.241 ± 0.037	86.77 ± 0.85	89.39	–1.240	0.026
(53) Калипсо								
-12-24.076	<i>B</i>	20.14	291.08	0.261 ± 0.047	120.89 ± 5.19	99.81	–0.246	–0.088
2022-12-31.056	<i>B</i>	17.50	291.71	0.794 ± 0.059	108.54 ± 2.14	86.83	–0.789	0.088
2022-12-31.056	<i>R</i>	17.50	291.71	0.820 ± 0.059	106.01 ± 2.05	84.30	–0.804	0.162
2023-01-24.012	<i>B</i>	5.65	297.15	1.159 ± 0.043	115.67 ± 1.07	88.52	–1.157	0.060
2023-01-24.011	<i>R</i>	5.65	297.15	1.194 ± 0.041	116.09 ± 0.99	88.94	–1.194	0.044
(117) Ломия								
-12-23.772	<i>B</i>	7.69	153.35	0.955 ± 0.061	153.31 ± 1.84	89.96	–0.955	0.001
2023-01-24.790	<i>B</i>	14.70	101.18	0.712 ± 0.089	96.85 ± 3.59	85.67	–0.703	0.107
2023-01-24.790	<i>R</i>	14.70	101.18	0.751 ± 0.086	97.46 ± 3.26	86.29	–0.744	0.097
(164) Ева								
-12-23.662	<i>B</i>	13.49	75.84	1.186 ± 0.037	74.73 ± 0.89	88.89	–1.185	0.046
2022-12-24.691	<i>B</i>	13.95	76.31	1.137 ± 0.039	75.02 ± 0.99	88.71	–1.136	0.051
2022-12-25.740	<i>V</i>	14.42	76.74	1.077 ± 0.043	73.59 ± 1.14	86.85	–1.070	0.118
2022-12-29.781	<i>B</i>	16.10	78.01	0.708 ± 0.045	75.96 ± 1.81	87.95	–0.707	0.051
2023-01-22.785	<i>B</i>	22.83	80.09	0.788 ± 0.065	168.35 ± 2.35	178.26	0.786	–0.048
2023-01-22.786	<i>R</i>	22.83	80.09	0.805 ± 0.055	163.34 ± 1.97	173.25	0.783	–0.188
(214) Ашера								
-12-23.816	<i>B</i>	8.74	269.66	0.260 ± 0.079	70.74 ± 8.69	71.09	–0.205	0.160
2023-01-21.015	<i>V</i>	5.11	116.03	0.272 ± 0.153	172.62 ± 16.16	146.59	0.107	–0.250
2023-01-21.013	<i>R</i>	5.11	116.03	0.478 ± 0.138	83.22 ± 8.30	57.19	–0.197	0.435
(324) Бамберга								
-12-22.792	<i>V</i>	18.36	97.09	0.318 ± 0.023	96.55 ± 2.07	89.46	–0.318	0.006
2022-12-24.743	<i>B</i>	18.93	95.30	0.256 ± 0.018	98.39 ± 2.06	93.08	–0.255	–0.028
2022-12-27.884	<i>B</i>	19.83	92.76	0.068 ± 0.040	73.53 ± 17.00	70.77	–0.053	0.042
2022-12-29.664	<i>B</i>	20.31	91.49	0.104 ± 0.019	92.46 ± 5.28	90.98	–0.104	–0.004
2022-12-30.973	<i>B</i>	20.65	90.61	0.225 ± 0.023	79.31 ± 2.98	78.69	–0.207	0.086
2022-12-30.814	<i>B</i>	20.61	90.72	0.207 ± 0.033	1.56 ± 4.63	0.84	0.207	0.006
2023-01-03.723	<i>B</i>	21.58	88.40	0.501 ± 0.023	179.39 ± 1.29	0.99	0.501	0.017
2023-01-03.765	<i>R</i>	21.58	88.40	0.490 ± 0.037	175.03 ± 2.19	176.63	0.487	–0.058

Г–М–Д	Полоса	α , град	φ , град	$P \pm \sigma$, %	$\theta \pm \sigma$, град	θ_r , град	$P_r = q_r$, %	u_r , %
(419) Аврелия								
-12-23.719	<i>B</i>	12.88	72.65	0.886 ± 0.099	77.08 ± 3.20	94.43	-0.876	-0.136
2022-12-25.690	<i>V</i>	13.37	72.66	0.763 ± 0.110	77.46 ± 4.12	94.80	-0.753	-0.127
(505) Кава								
-12-29.821	<i>B</i>	8.79	266.07	1.262 ± 0.059	83.09 ± 1.35	87.02	-1.255	0.131
2023-01-22.945	<i>B</i>	6.20	132.10	1.182 ± 0.028	132.59 ± 0.68	90.50	-1.181	-0.020
2023-01-22.945	<i>R</i>	6.20	132.10	1.088 ± 0.031	129.92 ± 0.81	87.82	-1.085	0.083
(654) Зелинда								
-12-24.120	<i>B</i>	27.59	297.70	2.187 ± 0.041	26.77 ± 0.53	179.07	2.186	-0.071
2023-01-21.929	<i>B</i>	18.20	326.75	0.575 ± 0.027	146.15 ± 1.33	89.40	-0.575	0.012
2023-01-21.928	<i>B</i>	18.20	326.75	0.530 ± 0.035	147.07 ± 1.91	90.32	-0.530	-0.006
(704) Интерамния								
-12-22.724	<i>B</i>	20.27	61.66	1.474 ± 0.084	153.74 ± 1.64	2.08	1.470	0.107
2023-01-22.683	<i>B</i>	16.40	53.67	0.194 ± 0.050	150.98 ± 7.46	7.30	0.187	0.049
2023-01-22.682	<i>B</i>	16.40	53.67	0.303 ± 0.042	155.25 ± 3.98	11.58	0.278	0.119
2023-01-23.674	<i>B</i>	16.25	53.40	0.173 ± 0.049	151.69 ± 8.17	8.29	0.166	0.049
2023-01-23.671	<i>R</i>	16.25	53.40	0.355 ± 0.036	142.26 ± 2.88	178.86	0.355	-0.014
(1021) Фламмарио								
-12-25.791	<i>V</i>	4.89	348.72	1.022 ± 0.037	168.26 ± 1.04	89.53	-1.022	0.017
2023-01-24.817	<i>B</i>	14.49	82.60	0.441 ± 0.088	76.02 ± 5.73	83.42	-0.430	0.101
2023-01-24.817	<i>R</i>	14.49	82.60	0.329 ± 0.070	89.60 ± 6.11	97.00	-0.319	-0.080
(554) Перага								
-04-25.996	<i>V</i>	6.66	298.18	1.493 ± 0.081	117.79 ± 1.55	89.61	-1.493	0.021
2023-04-25.996	<i>R</i>	6.66	298.18	1.244 ± 0.055	115.70 ± 1.27	87.52	-1.239	0.108

среднее время наблюдений (Y-M-D (UT)), фотометрическая полоса, фазовый угол (α), позиционный угол плоскости рассеяния (φ), измеренные степень линейной поляризации (P) и позиционный угол плоскости поляризации (θ) вместе с их среднеквадратическими ошибками (σ), позиционный угол плоскости поляризации (θ_r) и параметры Стокса q_r и u_r по отношению к перпендикуляру к плоскости рассеяния.

На рис. 1(а)–(е) показаны результаты наших измерений степени поляризации астероидов в полосах *B*, *V* и *R* вместе с данными разных авторов, взятых из каталога APDB [16].

Из табл. 2 и рис. 1 видно, что с точностью до ошибок измерений $\sim(0.01\text{--}0.1)\%$, в зависимости от блеска астероида, данные новых измерений дополняют прежде полученные фазовые зависимости поляризации. Следовательно, можно заключить, что в период наших наблюдений отсутствовали значимые изменения степени поляризации выбранных астероидов. Отсутствие признаков СПА у Интерамнии по поляриметрическим данным не ставит под сомнение обнаруженные ранее эффекты по спект-

рофотометрическим наблюдениям. Во-первых, как уже отмечалось выше, поляриметрическое проявление СПА может быть слабее по сравнению с эффектами, выявленными по спектрофотометрии при фазовых углах менее 30 градусов. Во-вторых, отсутствие СПА в наш период наблюдений (очень близко до и после перигелийного расстояния) может быть вызвано тем, что проявление сублимационно-пылевой активности Интерамнии обусловлено некоторой тепловой инерцией, зависящей от времени прогревания поверхностного слоя вещества астероида над залежами льда H_2O .

Так как в программу наблюдений были включены примитивные астероиды разных спектральных классов (табл. 1), то представляет интерес рассмотрение того, как измеренная степень поляризации соответствует их спектральной классификации. В настоящее время существуют несколько вариантов спектральной классификации астероидов. Чаще всего используют классификацию Толена [18, 17] и Баса и Бинзела [19]. Классификация Толена основана на узкополосных измерениях спектра в диапазоне

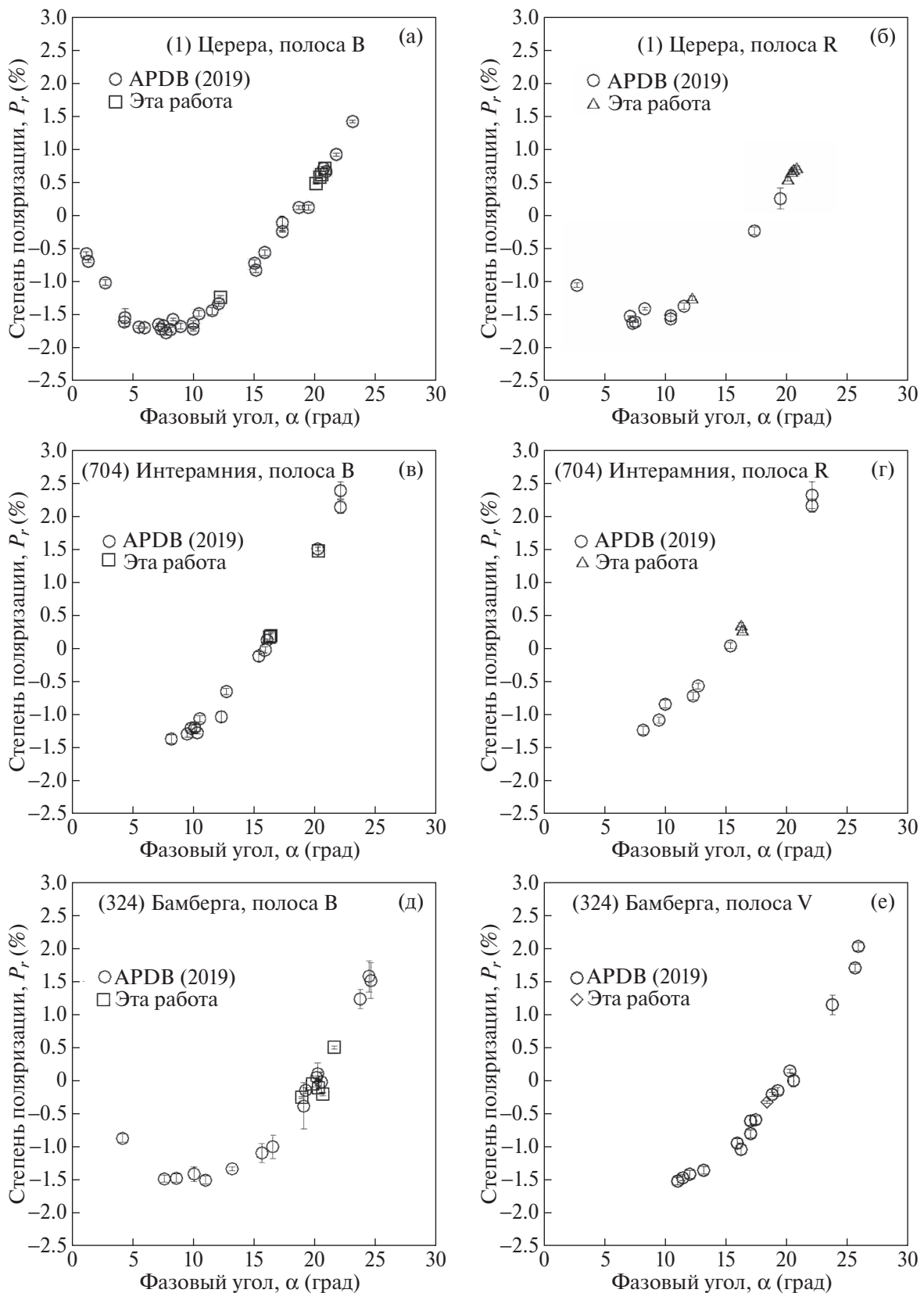


Рис. 1. Фазовые зависимости степени поляризации астероидов (1) Церера, (704) Интерамния, (324) Бамберга, (1021) Фламарио, (214) Ашера, (419) Аврелия, (554) Перага в полосах *B* (открытые квадраты), *V* (открытые ромбы) и *R* (открытые треугольники) вместе с данными разных авторов (открытые кружочки, закрытые кружочки, закрытые ромбы) из каталога APDB [16].

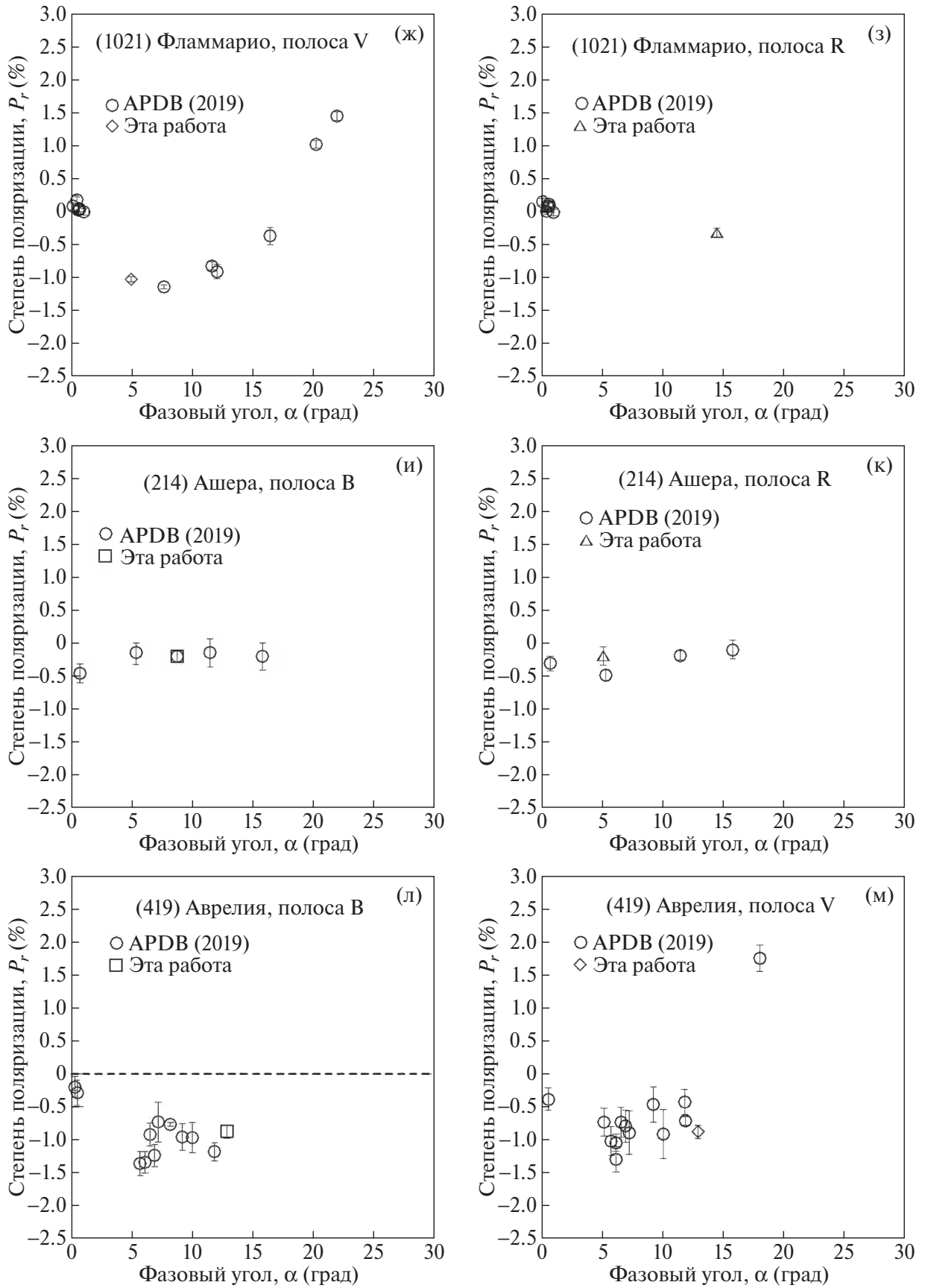


Рис. 1 (продолжение).

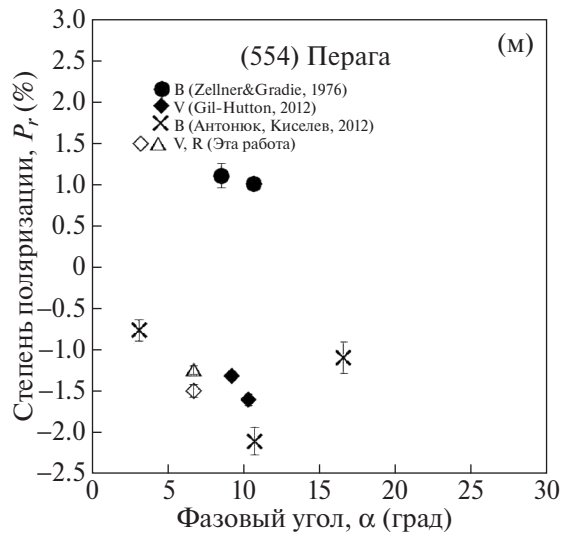


Рис. 1 (окончание).

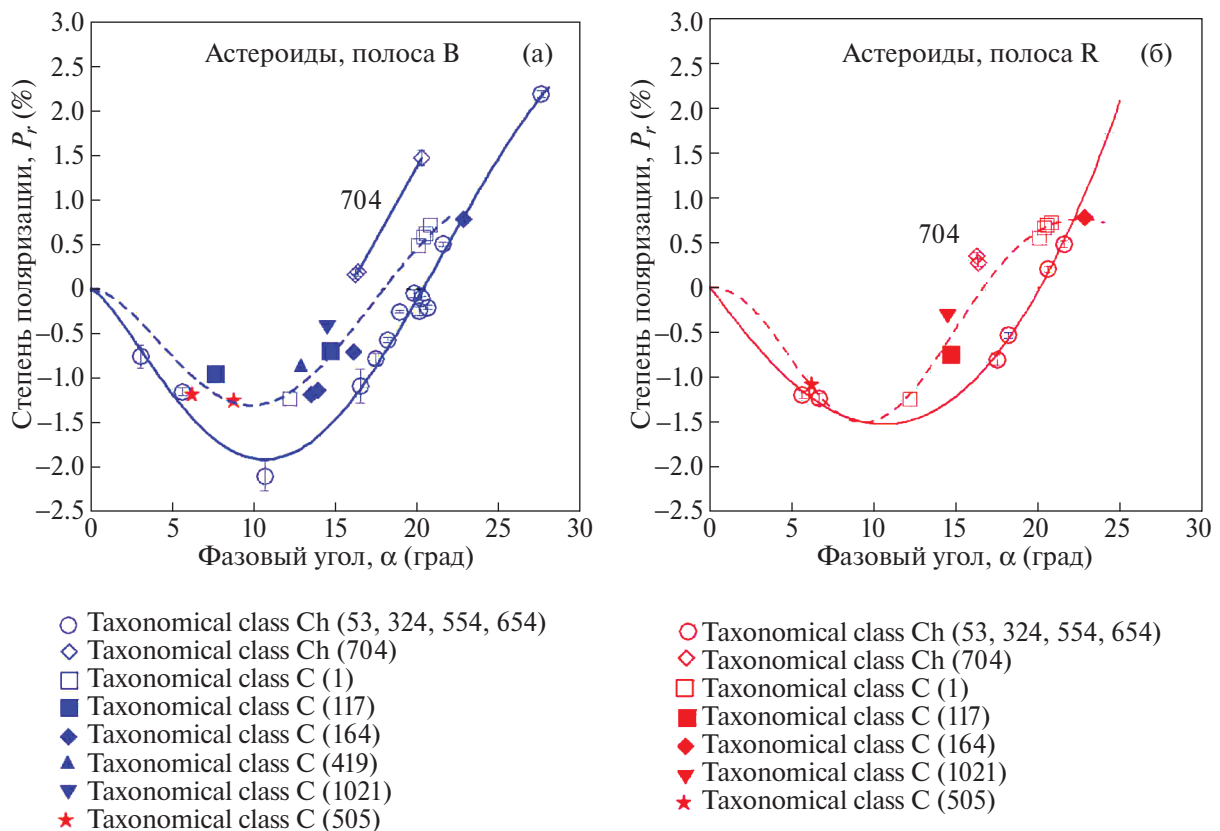


Рис. 2. Фазовые кривые поляризации исследуемых астероидов в полосах В и R для таксономических классов C, Ch и P согласно [20]. Числа на графиках соответствуют номерам астероидов.

от 0.31 мкм до 1.06 мкм, полученных в ходе восьмичетной фотометрии астероидов в 1980-х годах, и данных альбедо. В классификации Баса и Бинзела используются спектральные ПЗС данные более высокого разрешения, полученные по программе SMASSII, но не учитывается альбедо астероидов. Недавняя таксономия [20] основана на спектрофо-

тометрии в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, а также альбедо астероидов. Принадлежность наблюдавшихся нами астероидов к классам трех спектральных классификаций приведена в табл. 1. Как видно, один и тот же астероид может относиться к разным спектральным классам, поскольку использованы различные критерии для

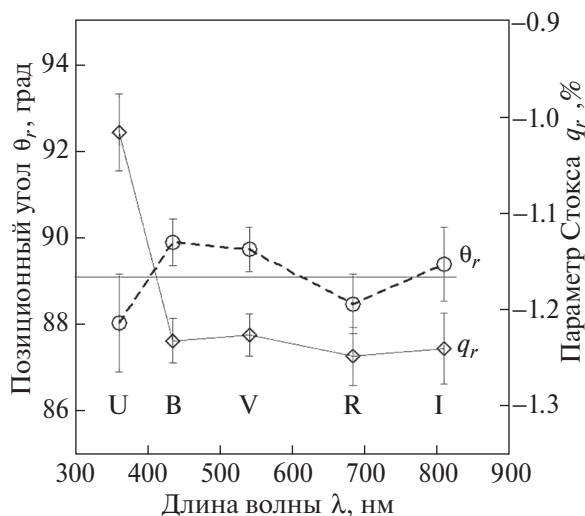


Рис. 3. Спектральная зависимость позиционного угла плоскости поляризации θ_r (кружки) и степени поляризации q_r (ромбы) астероида (1) Церера 24 февраля 2023 г. Прямая линия соответствует среднему значению угла $\theta_r = 89.1^\circ \pm 0.7^\circ$.

установления разных вариантов таксономии. Поэтому интересно проанализировать, имеется ли связь между спектральными классами и параметрами поляризации. На рис. 2а, б показаны значения степени поляризации P_r в полосах B и R астероидов таксономических классов C и Ch по классификации [20].

Из рис. 2 видно, что степень поляризации астероидов (53) Калипсо, (324) Бамберга, (554) Перага и (654) Зелинда, относящихся к таксономическому классу Ch (согласно [20], см. также табл. 1), можно аппроксимировать едиными фазовыми кривыми поляризации в синей и красной полосах. Вместе с тем кривая поляризации астероида (704) Интерамнии того же спектрального класса Ch заметно отличается от этих кривых. Степень поляризации астероидов (1) Цереры, (117) Ломии, (164) Евы, (419) Аврелии и (1021) Фламарио, относящихся к C -типу, систематически выше по сравнению с ФЗП астероидов Ch -типа и имеет большее рассеяние данных. Это, а также пример с астероидом (704) Интерамнией, указывает на необходимость привлекать к таксономии астероидов, кроме данных по спектрофотометрии и альбедо, данные по поляризации.

На рис. 3 представлена спектральная зависимость позиционного угла θ_r и степени поляризации q_r астероида (1) Церера, измеренные 24 февраля 2023 г.

Очевидно, что с точностью до 1σ случайных ошибок наблюдений спектральная зависимость позиционного угла плоскости поляризации θ_r плоская. Среднее значение угла $\theta_r = 89.1^\circ \pm 0.81^\circ$ также в пределах 1σ отличается от ортогонального значения, которое обычно наблюдается для безатмосферных

тел Солнечной системы при стандартных условиях наблюдений, когда падающий луч, нормаль к поверхности объекта и отраженный луч лежат в одной плоскости. Таким образом, наши измерения не подтвердили систематическое увеличение угла плоскости поляризации астероида (1) Цереры, отмеченное в работе [22].

Что касается возможности наличия у Цереры СПА, имеются многолетние наблюдательные данные [31], свидетельствующие о корреляции вариаций спектров отражения Цереры с солнечной активностью. Такой вариант активности может быть преобладающим у астероидов с малым эксцентриситетом орбиты и малым наклоном оси вращения (или спиновой оси) относительно нормали к плоскости орбиты. Как известно по уточненным данным космического аппарата Dawn (НАСА), у Цереры эти параметры составляют соответственно 0.0789125318 [32] и 4° [33].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С декабря 2022 г. по апрель 2023 г. на телескопе “Цейсс–2000” обсерватории Пик Терскол проведен $UBVR$ -поляриметрический мониторинг 12 астероидов, в основном примитивных типов Главного пояса, находившихся на расстояниях вблизи перигелия, с целью поиска изменений поляризации, вызванных возможной сублимационно-пылевой активностью.

2. Показано, что в период наблюдений значимые изменения степени поляризации выбранных астероидов отсутствовали.

3. В настоящее время астероид (554) Перага является единственным, у которого наблюдались значимые временные изменения степени поляризации.

4. Показано, что существующие в настоящее время спектральные классификации астероидов, основанные на спектрофотометрических данных и альбедо, демонстрируют значительный разброс при сопоставлении спектральных классов с фазовыми зависимостями поляризации астероидов. Поэтому для надежного выделения таксономических классов надо привлекать данные по поляризации астероидов.

5. Наши измерения не подтвердили систематическое увеличение угла плоскости поляризации астероида (1) Цереры, отмеченное в работе [22].

6. С целью повышения вероятности обнаружения признаков СПА у АГП примитивных типов в форме вариаций поляриметрических данных целесообразно уменьшить интервалы времени между последовательными измерениями и проводить не менее двух

последовательных измерений в используемых фотометрических полосах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы (В. В. Бусарев и М. П. Щербина) выражают благодарность Российскому научному фонду за финансовую поддержку работы (грант РНФ 22-12-00115).

Результаты получены на Уникальной научной установке “Цейсс-2000” Центра коллективного пользования “Терскольская обсерватория” Института астрономии РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V.V. Busarev, S.I. Barabanov, V.S. Rusakov, V.B. Puzin, and V.V. Kravtsov, *Icarus* **262**, 44 (2015).
2. V.V. Busarev, A.B. Makalkin, F. Vilas, S.I. Barabanov, and M.P. Scherbina, *Icarus* **304**, 83 (2018).
3. V.V. Busarev, E.V. Petrova, M.P. Shcherbina, S.Y. Kuznetsov, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, A.A. Savelova, and A.A. Belinskii, *Solar System Res.* **57**, 439 (2023).
4. V.V. Busarev, E.V. Petrova, T.R. Irmambetova, M.P. Shcherbina, and S.I. Barabanov, *Icarus* **369**, id. 114634 (2021).
5. E. Petrova and V. Busarev, *Solar System Res.* **57**(2), 161 (2023).
6. C.R. Chapman, D. Morrison, and B. Zellner, *Icarus* **25**, 104 (1975).
7. A. Dollfus, M. Wolff, J. Geake, D. Lupishko, and L. Dougherty, in *Asteroids II*. Proc. of the Conference, Tucson, AZ, Mar. 8–11, 1988 (A90-27001 10-91) (Tucson, AZ: University of Arizona Press, 1989), p. 594.
8. I. Belskaya, A. Cellino, R. Gil-Hutton, K. Muinonen, Y. Shkuratov, in *Asteroids IV*, edited by P. Michel, F.E. DeMeo, and W. F. Bottke (Tucson: University of Arizona Press, 2015), p.151.
9. E.V. Petrova. *Solar System Research* **58**, 196 (2024).
10. K. Serkowski, in *Planets, Stars, and Nebulae: Studied with Photopolarimetry*, Proc. of IAU Colloq. 23, held in Tucson, AZ, November, 1972; edited by T. Gehrels (Tucson, AZ: University of Arizona Press, 1974), p.135.
11. J.-C. Hsu and M. Breger, **262**, 732 (1982).
12. G. D. Schmidt, R. Elston, and O. L. Lupie, *Astron. J.* **104**(4), 1563 (1992).
13. N. Kiselev, V. Rosenbush, K. Muinonen, L. Kolokolova, A. Savushkin, and N. Karpov, *Planetary Sci. J.* **3**(6), id. 134 (2022).
14. G. Chernova, D. Lupishko, and V. Shevchenko, *Kinematika Fiz. Nebesn. Tel.* **10**(2), 45 (1994).
15. K. Lumme and K. Muinonen, Abstracts for the IAU Symp. 160 *Asteroids, Comets, Meteors 1993*, held June 14–18, 1993, in Belgirate, Italy (Houston: Lunar and Planetary Institute, 1993), p.194.
16. D. Lupishko, *NASA Planetary Data System*, p. 1 (2019), https://sbn.psi.edu/pds/resource/doi/apd_1.0.html.
17. D. Tholen, in *Asteroids II*. Proc. of the Conference, held in Tucson, AZ, Mar. 8–11, 1988 (A90-27001 10-91), edited by R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews (Tucson, AZ: University of Arizona Press, 1989), p. 1139.
18. D.J. Tholen, *Asteroid taxonomy from cluster analysis of photometry*, PhD thesis, University of Arizona (1984), 150 p.
19. S.J. Bus and R.P. Binzel, *Icarus* **158**(1), 146 (2002).
20. M. Mahlke, B. Carry, and P.-A. Mattei, *Astron. and Astrophys.* **665**, id. A26 (2022).
21. M.F. A’Hearn and P.D. Feldman, *Icarus* **98**(1), 54 (1992).
22. Д. Лунишко, *Фотометрия и поляриметрия астероидов: результаты наблюдений и анализ данных*, Дисс. докт. физ.-мат. наук, Харьков, гос.университет (1998), 259 с.
23. B. Zellner and J. Gradie, *Astron. J.* **81**, 262 (1976).
24. A. Cellino, S. Bagnulo, R. Gil-Hutton, P. Tanga, M. Cañada-Assandri, and E. Tedesco, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 3473 (2015).
25. A. Penttilä, K. Lumme, E. Hadamcik, and A.-C. Levasseur-Regourd, *Astron. and Astrophys.* **432**, 1081 (2005).
26. R. Gil-Hutton, V. Mesa, A. Cellino, P. Bendjoya, L. Penaloza, and F. Lovos, *Astron. and Astrophys.* **482**, 309 (2008).
27. K. Antonyuk and N. Kiselev, *Solar System Res.* **46**, 54 (2012).
28. R. Gil-Hutton and M. Cañada-Assandri, *Astron. and Astrophys.* **539**, id. A115 (2012).
29. R. Gil-Hutton and E. Garca-Migani, *Astron. and Astrophys.* **607**, id. A103 (2017).
30. V. Busarev, S. Barabanov, and V. Puzin, *Solar System Res.* **50**, 281 (2016).
31. V. Busarev, L. Golubeva, E. Petrova, and D. Shestopalov, in *The Eleventh Moscow Solar System Symposium (11MS3)*, held in Moscow 5–9 October 2020 (Moscow: Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences Press, 2020), Book of Abstracts 11MS3-SB-09, p. 275.
32. J.P. Laboratory, *Small-Body Database Lookup Tool*, https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=1
33. N. Schorghofer, E. Mazarico, T. Platz, F. Preusker, S.E. Schröder, C.A. Raymond, and C.T. Russell, *Geophys. Res. Letters* **43**, 6783 (2016).

POLARIMETRIC MONITORING OF PRIMITIVE ASTEROIDS NEAR PERIHELION IN ORDER TO DETECT THEIR SUBLIMATION-DUST ACTIVITY

V. V. Busarev^{a,b}, N. N. Kiselev^b, M. P. Shcherbina^{b,a}, N. V. Karpov^b, A. P. Gorshkov^b

^a*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

^b*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

UBVR polarimetric observations of 12 main-belt mostly primitive asteroids located near perihelion heliocentric distances were carried out from December 2022 to April 2023 with Zeiss-2000 telescope at the Terskol Peak observatory. The purpose of the monitoring program was to search for changes in the polarimetric parameters of the asteroids caused by possible sublimation-dust activity, as a result of which the formation of rarefied dust exospheres of asteroids is possible. The objects of the program were asteroids: (1) Ceres, (53) Kalypso, (117) Lomia, (164) Eva, (214) Ashera, (324) Bamberg, (419) Aurelia, (505) Cava, (554) Peraga, (654) Zelinda, (704) Interamnia, (1021) Flammario. Polarimetric observations of asteroids (117) Lomia, (164) Eva and (505) Cava were made for the first time, the remaining asteroids were observed earlier. Only for two asteroids (1) Ceres and (704) Interamnia, according to spectrophotometric observations, temporal spectrophotometric variability was noted earlier. Analysis of temporal changes in the degree of polarization of asteroids and comparison of the results of observations with the data available in the literature showed that the stability of the observed degree of polarization is comparable with measurement errors of $\sim(0.02-0.1)\%$ for asteroids of different brightness. Thus, during the observation period, no noticeable polarization signs of temporary sublimation-dust activity of the observed asteroids were detected. Additionally, it is shown that the currently existing variants of the spectral taxonomy of asteroids, based on spectrophotometric data and albedo, demonstrate a significant scattering of the selected classes when compared with their polarimetric phase dependencies. The asteroid (554) Peraga has been confirmed to have a negative degree of polarization at angles less than the inversion angle. Measurements of the polarization of the asteroid (1) Ceres in a wide range of wavelengths did not confirm the previously suspected change in the angle of the polarization plane with the wavelength.

Keywords: asteroids, UBVR polarimetry, sublimation-dust activity

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСАЖДЕННОГО ВОДЯНОГО ПАРА, ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ И ОБЛАЧНОСТИ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ЕВРАЗИИ

© 2024 г. В. Б. Хайкин^{1,4}, А. Ю. Шиховцев^{2,*}, А. П. Миронов^{3,4}

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия

³Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

⁴Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: Ashikhovtsev@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 03.08.2023 г.

После доработки 19.10.2023 г.

Принята в печать 23.10.2023 г.

Одной из важнейших задач исследования астроклимата возможных мест размещения Евразийских субмиллиметровых телескопов является изучение статистик осажженного водяного пара, оптической толщи и покрытия неба облачностью. В настоящей работе изучены статистики осажженного водяного пара и общей облачности в северной части Евразии с помощью реанализа ERA-5. Статистики оптической толщи на волне 3 мм получены с применением модели Лиебе по реанализу ERA-5 для региона расположения БТА. Наиболее благоприятными астроклиматическими зонами Евразии наряду с Тибетом и восточным Памиром являются отдельные районы Саян, горного Алтая и горного Дагестана. В работе выполнена верификация данных реанализа ERA-5 с помощью данных радиозондирования, данных ГНСС измерений и радиометрических измерений за 2021 г.

Ключевые слова: астроклимат, оптическая толща, осажженный водяной пар

DOI: 10.31857/S0004629924020126 **EDN:** KSBXIO

1. ВВЕДЕНИЕ

Новые одиночные миллиметровые и субмиллиметровые (мм/субмм) телескопы сегодня как никогда востребованы в Евразии, так же как и их включение в глобальную сеть радиотелескопов, реализуемому в рамках проекта Телескопа горизонта событий (известного как Event Horizon Telescope — ЕНТ) для исследования сверхмассивных черных дыр, расположенных в центрах нашей и ближайших галактик [1]. В связи с высоким интересом к появлению новых мм/субмм телескопов в Евразии актуальным является исследование астроклимата возможных астроплощадок для их размещения и развитие субТГц приемных технологий [2–5]. В целях развития наземной астрономической инфраструктуры существуют планы по созданию Евразийских субмиллиметровых телескопов (ESMT): предусматривается строительство трех высокоэффективных мм/субмм телескопов класса 15–21 м в Узбекистане (предпочтительно на горе Акташтау, 3282 м над уровнем моря) 900 м выше плато Суффа, в России (выше 3000 м над уровнем моря) и на Тибетском плато в Китае (выше 5000 м над уровнем моря). Выбраны достижимые диапазоны работы новых

телескопов. В России и Узбекистане телескопы должны обеспечить наблюдения в полосе частот от 100 до 350 ГГц, на Тибетском плато диапазон частот может быть задан существенно шире: от 100 до 1500 ГГц [6].

Большое внимание в настоящее время уделяется изучению астроклимата возможных мест размещения крупных наземных миллиметровых и субмиллиметровых телескопов в Евразии, а также мониторингу астроклиматических характеристик в существующих обсерваториях [7, 8]. В частности, международными инициативными коллективами ученых выполняются обширные астроклиматические исследования с целью определения оптимальных астропунктов для размещения миллиметрового или субмиллиметрового телескопа в Евразии. Российским научным фондом поддержаны два научных проекта, направленных на поиск места и развитие методических основ: “Комплексное исследование астроклимата возможных мест размещения Евразийских СубММ Телескопов (ESMT) в РФ” и “Астрооптические свойства и структура турбулентной атмосферы: концепция размещения крупного телескопа”.

Для эффективной работы крупного субмиллиметрового телескопа в многолучевом режиме требуется комплексное изучение астроклимата возможных мест его размещения. Понятие астроклимат включает в себя статистики атмосферной прозрачности, облачности, влагосодержания атмосферы, водосодержания облаков, скорости ветра, показателей турбулентности, в том числе высотного профиля мелкомасштабной турбулентности и качества астрономических изображений — астрономического видения (*seeing*). Исследования атмосферы и астроклимата также требуют и развития методов измерений и репрезентативной оценки статистических характеристик [9–13].

Одной из важнейших задач исследования астроклимата возможных мест размещения мм/субмм телескопов является изучение статистик осажженного водяного пара (величины, часто обозначаемой как *PWV*) и облачности. Наиболее удобным и доступным способом изучения распределения *PWV* с масштабом порядка 30 км в настоящее время является использование данных реанализа Европейского центра среднесрочного прогноза погоды (ERA-5). Базы данных реанализа атмосферы широко используются в исследованиях астроклимата регионов и отдельных астропунктов [14]. В работе [15] с помощью реанализа MERRA-2 сделана попытка выявить на карте мира области с *PWV* < 5 мм для высот выше 2000 м с целью поиска мест размещения будущих телескопов нового поколения генерации ngEHT. Для каждой перспективной области рассчитывались усредненные за 10 лет статистические характеристики осажженного водяного пара и водозапас облаков. Помимо *PWV* авторы также оценили спектры оптической толщи $\tau(f)$ и яркостную температуру $T_b(f)$. Наряду со статистиками *PWV* и оптической толщи $\tau(f)$ в работе [15] были определены статистики пути в жидко-капельной воде. С учетом существующей инфраструктуры авторами было определено 45 перспективных мест размещения телескопов ngEHT, среди которых стоит отметить новые места возможного размещения — Иракский Курдистан (высота 2000 м), север Калифорнии (высота 3500 м), бывший штат Индии Джамму и Кашмир (4000 м), долины которого на северо-востоке примыкают к Гималаям, достигающим в районе Пир Панджал высоты 5000 м.

В предшествующей работе нами был предложен метод оценки (коррекции) значений осажженного водяного пара по данным реанализа атмосферы, учитывающий рельеф местности [16]. С применением этого метода были изучены особенности про-

странственного распределения *PWV* и доли общей облачности (*TCC*) для Северного Кавказа и сопредельных территорий, не включенных в детальное рассмотрение в работе [15].

В настоящей работе с помощью реанализа ERA-5 исследуются особенности распределения *PWV* и *TCC* в северной части Евразии, в том числе для высот более 2500 м, т.е. для условий высокогорной местности, предпочтительной для размещения мм/субмм телескопов. Помимо статистик осажженного водяного пара мы также оценили характерные значения оптической толщи $\tau(f)$, которая для ясного неба определяется содержанием водяного пара и кислорода в атмосфере. Облачная атмосфера с жидко-капельной водой, как правило, малопригодна для субмиллиметровых наблюдений на одиночном наземном телескопе, и потому мы ограничились анализом *PWV* в условиях ясной атмосферы, с минимизацией *TCC* как необходимым, но недостаточным условием выбора подходящего места.

С целью определения достоверности полученных результатов в настоящей работе проведено тестирование и проверка данных (верификация) реанализа ERA-5 в пределах выбранного региона с помощью данных радиозондирования, сравнения с данными *PWV* станций глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) и измерениями радиометра водяного пара (РВП).

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ. ВЕРИФИКАЦИЯ ДАННЫХ РЕАНАЛИЗА ERA-5

С целью верификации данных реанализа ERA-5 мы использовали данные радиозондирования атмосферы (РЗ) Центральной аэрологической обсерватории в г. Долгопрудный, данные ГНСС станции в Менделееве и двух ГНСС станций вблизи г. Долгопрудный, а также данные измерений, выполненных с помощью радиометра водяного пара (РВП) в Менделееве. В настоящее время признано, что данные РВП и РЗ являются лучшими способами оценки атмосферных характеристик. РЗ имеет самую высокую точность, но выполняется не чаще 1–2 раз в сутки, что ограничивает возможности верификации данных на малых временных масштабах. РВП работает непрерывно в пункте размещения, но дает высокую погрешность в периоды выпадения осадков.

На рис. 1 приведена карта расположения используемых ГНСС станций. Коды и координаты ГНСС станций показаны в табл. 1.

В настоящем исследовании с целью сравнения вариаций содержания водяного пара в атмосфере

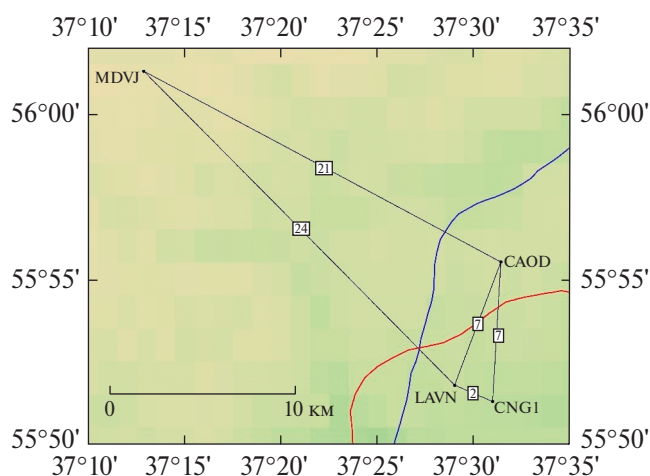


Рис. 1. Карта расположения используемых ГНСС станций. Общепринятые обозначения станций MDVJ — Менделеево, LAVN — ГБУ Мосгоргеотрест, 7 км от Долгопрудного, CAOD — станция радиозондирования в Долгопрудном, CNG1 — Центр геодезии, картографии, 7 км от Долгопрудного.

мы использовали данные РВП Института прикладной астрономии Российской академии наук (ИПА РАН) [17–19]. В частности, были использованы данные натурных экспериментов, в ходе которых РВП был установлен на крыше здания Всероссийского научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ) в Менделееве [18, 19]. Методика оценки показаний РВП и результаты верификации с помощью данных РЗ приведены в работе [20].

С целью оценки осажженного водяного пара по данным ГНСС станций мы использовали стандартный подход, основанный на расчете задержки распространения ГНСС сигнала от спутника к приемнику, обусловленной тропосферной рефракцией. Этот метод позволяет непрерывно измерять PWV с помощью ГНСС приемника с задержкой обработки результатов измерений, по продолжительности составляющей несколько недель, что связано с доступом к информации о точных эфемеридах спутников. Метод основан на простой линейной зависимости PWV от влажной составляющей задержки ГНСС-сигнала ZWD :

$$PWV = \Pi \cdot ZWD,$$

где $ZWD = ZTD - ZHD$, ZTD — полная измеряемая задержка в зените, ZHD — гидростатическая задержка в зените (вычисляемая по метеопараметрам). Коэффициент пропорциональности Π определяется константами рефракции и средневзвешенной температурой атмосферного водяного пара T_m . Вертикальный профиль температуры $T(z)$ интегрально “взвешивается” профилем парциального давления водяного пара $p_w(z)$ [21, 22]. Коэффициент Π приблизительно равен 0.15, но в зависимости от локации, высоты и сезона он может изменяться на величину до 20%. Обработка фазовых измерений задержки сигнала с двухчастотных ГНСС приемников [21] проводилась с помощью методик, реализованных в пакете программ GAMIT/GLOBK [23], в дальнейшем значения PWV корректировались с помощью модели, описанной в работе [24].

На рис. 2 приведены изменения осажженного водяного пара PWV в январе 2021 г., оцененные по данным реанализа ERA-5 для ближайшего узла сетки к Менделееву, по данным измерений ГНСС станций в Менделееве и Долгопрудном, измерений с помощью РВП в Менделееве и данным РЗ в Долгопрудном. Анализ рис. 2 показывает, что данные РВП в Менделееве содержат значительные помехи. Анализируя данные ближайшей метеостанции в Тушине, расположенной в 25 км по прямой видимости от Менделеева, можно отметить, что эти помехи могут быть связаны с осадками. В периоды осадков радиометр водяного пара существенно завышает значения осажженного водяного пара в виде резких максимумов, отличающихся на 10–20 мм относительно некоторых фоновых значений.

Для численной оценки различий между оценками осажженного водяного пара, выполненными с привлечением различных методов, мы получили следующие статистические характеристики:

- среднее и медианное значения;
- среднее квадратическое отклонение, характеризующее разброс значений PWV_i относительно среднего значения PWV :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (PWV_i - PWV)^2}{N}};$$

Таблица 1. Коды и координаты ГНСС станций

Код	Долгота, ° в. д.	Широта, ° с. ш.	Высота, м	Комментарий
MDVJ	37.2145105	56.0214942	257.108	ВНИИФТРИ, Менделеево, 21 км от Долгопрудного
LAVN	37.4832163	55.8632811	209.622	ГБУ Мосгоргеотрест, 7 км от Долгопрудного
CNG1	37.5160435	55.8550313	191.699	Центр геодезии, картографии, 7 км от Долгопрудного

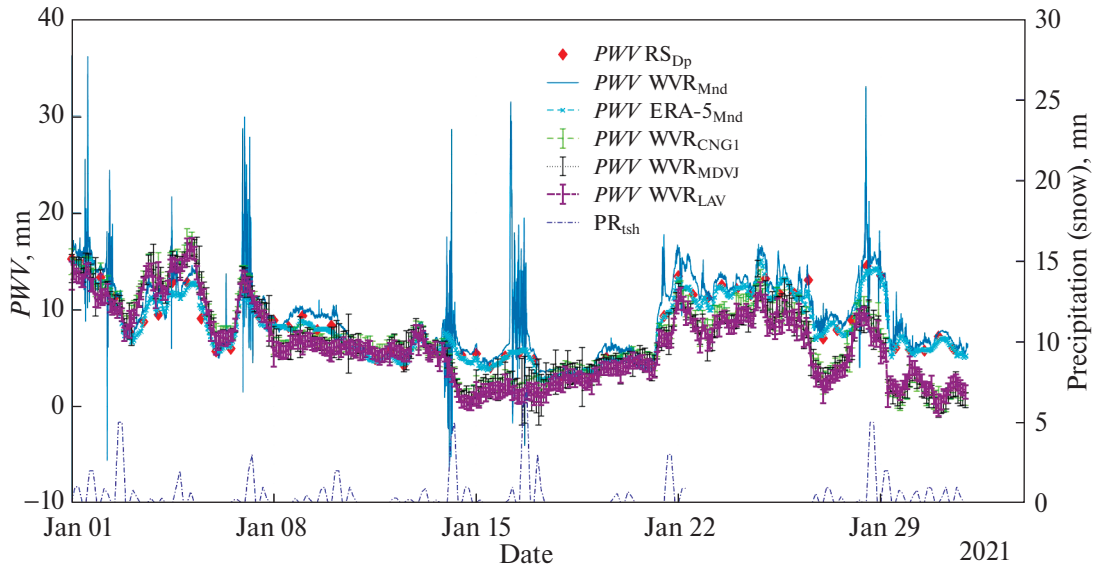


Рис. 2. Изменения PWV [мм] в январе 2021 г., оцененные по данным реанализа Era-5 в Менделееве ($PWV\ ERA-5_{Mnd}$), по данным измерений ГНСС станций ($PWV\ GNS_{MDVJ}$, $PWV\ GNS_{LAVH}$, $PWV\ GNS_{CNG1}$), ВРП в Менделееве ($PWV\ WVR_{Mnd}$) и данным радиозондирования в Долгопрудном ($PWV\ RS_{Dp}$). Синей пунктирной линией показаны изменения уровня осадков по данным измерений на станции Тушино.

в) среднее квадратическое отклонение, характеризующее разброс значений PWV относительно референсных значений данных радиозондирования $PWV_i(r)$

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (PWV_i(r) - PWV_i)^2}{N}};$$

г) средняя ошибка

$$ME = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (PWV_i(r) - PWV_i)}{N}};$$

д) средняя абсолютная ошибка

$$MAE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (PWV_i(r) - PWV_i)^2}{N}};$$

е) разность средней и абсолютной ошибок

$$AD = MAE - ME.$$

Статистические характеристики PWV , оцененные с применением разных методов, за полный 2021 г. и за январь 2021 г., когда атмосфера характеризуется наибольшей радиопрозрачностью, показаны в табл. 2 и 3 соответственно. Вычисленные коэффициенты корреляции Пирсона между временными изменениями PWV показаны в табл. 4.

Анализ табл. 2 и 3 показывает, что наилучшая сходимость наблюдается между данными радиозондирования и реанализом ERA-5. Различия между

величинами PWV , оцененными по реанализу ERA-5 и данным радиозондирования в терминах MAE , не превышают 1.4 мм, а $RMSE \sim 1$ мм. Для оценки временной синхронизации изменений содержания водяного пара в атмосфере мы рассчитали коэффициенты корреляции Пирсона. Результаты корреляционных расчетов между PWV , полученных различными методами, показаны в табл. 4.

Высокую временную синхронизацию изменений осажженного водяного пара, полученных с применением различных методов, можно видеть на рис. 3, демонстрирующем диаграмму рассеяния коэффициентов корреляции Пирсона. Необходимо подчеркнуть, что на фоне высоких коэффициентов корреляции (более 0.9) атмосферные ситуации с низким содержанием водяного пара описываются несколько хуже в сравнении с ситуациями, когда PWV превышает 5–7 мм. Другими словами, анализ диаграммы показывает, что при относительно сухой атмосфере, когда PWV составляют менее 5–7 мм, разброс значений, определяемых разными методами, увеличивается.

Анализируя статистические характеристики PWV , можно отметить, что реанализ ERA-5 позволяет с высокой точностью восстанавливать интегральную характеристику в тропосфере-нижней стратосфере, а именно осажженный водяной пар. Реанализ ERA-5 может быть использован для диагностики изменения содержания водяного пара в атмосфере для приведенных пунктов и на более длительной временной шкале, с 1940 г. по настоящее время.

Таблица 2. Статистические характеристики PWV , оцененные с применением разных методов, за полный 2021 г. ERA5-M — данные реанализа ERA-5 для ближайшего узла сетки к Менделееву, CAO-D — станция радиозондирования, п. Долгопрудный, ERA5-D — данные реанализа ERA-5 для ближайшего узла сетки к п. Долгопрудный, MDVJ, LAVH и CNG1 — данные ГНСС станций Менделеево, ГБУ Мосгоргеотрест и Центра геодезии и картографии соответственно

Код	Среднее, мм	σ , мм	RMSE, мм	Медиана, мм	MAE, мм	ME, мм	AD, мм
MDVJ	13.8	1.1	3.6	11.7	3.0	0.0	3.0
ERA5-M	13.9	—	1.6	11.3	1.4	0.0	1.4
CAO-D	13.8	—	—	11.3	0.0	0.0	0.0
ERA5-D	14.0	—	—	11.4	1.3	0.1	1.2
LAVH	13.5	0.9	—	11.2	2.8	−0.4	3.2
CNG1	14.3	0.8	—	12.2	2.9	0.5	2.4

Таблица 3. То же, что и табл. 2, но для января 2021 г. WVR-M — РВП в Менделееве

Код	Среднее, мм	σ , мм	RMSE, мм	Медиана, мм	MAE, мм
MDVJ	6.8	6.6	2.5	−1.4	3.9
ERA5-M	7.9	7.3	0.8	−0.4	1.2
CAO-D	8.3	7.8	0.0	0.0	0.0
ERA5-D	7.9	7.3	0.7	−0.3	1.1
LAVH	6.4	6.1	2.6	−1.9	4.5
CNG1	7.0	6.6	2.3	−1.3	3.6
WVR-M	9.0	8.7	1.1	0.7	0.4

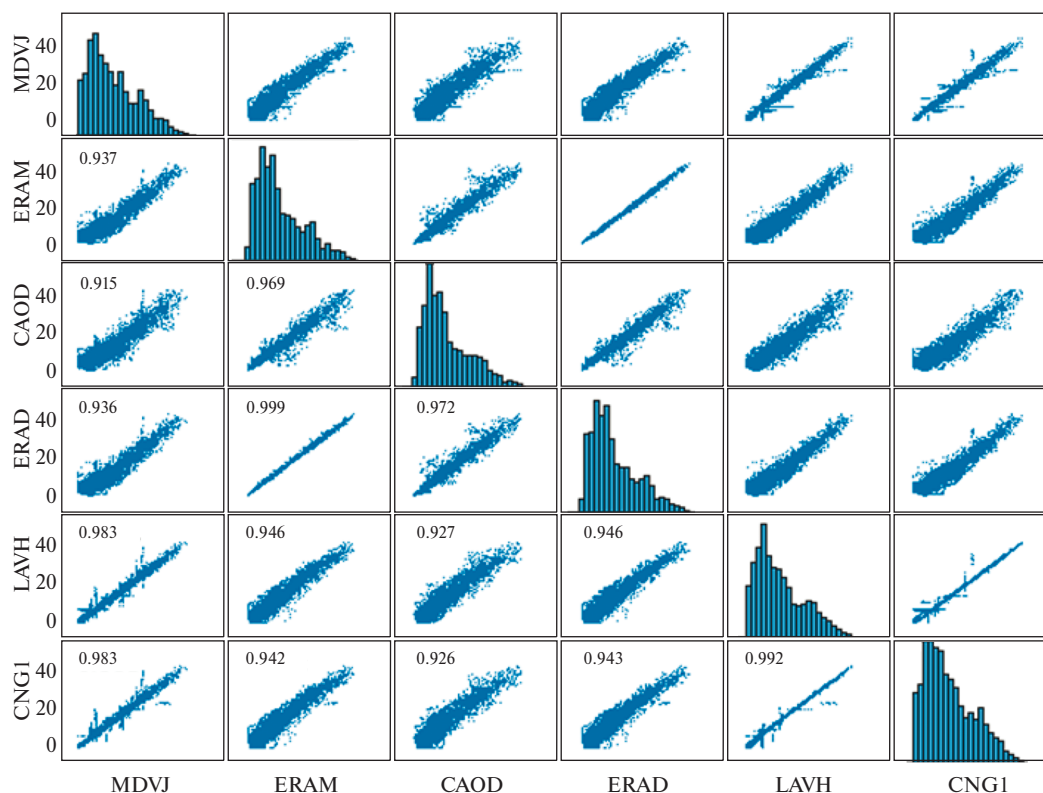


Рис. 3. Диаграмма рассеяния коэффициентов корреляции Пирсона для осажженного водяного пара за 2021 г. На рисунке показаны значения PWV [мм], определенные по различным данным. По диагонали приведены гистограммы, описывающие распределения согласующихся во времени коэффициентов Пирсона корреляции между значениями осажженного водяного пара PWV . MDVJ — Менделеево, LAVH — ГБУ Мосгоргеотрест, CAO-D — станция радиозондирования в Долгопрудном, CNG1 — Центр геодезии, картографии, ERA5-M и ERA5-D — узлы сетки реанализа, ближайшие к Менделееву и Долгопрудному.

Таблица 4. Коэффициенты корреляции Пирсона

	Код	1	2	3	4	5	6	7	Примечание
		MDVJ	ERA5-M	CAO-D	ERA5-D	LAVH	CNG1	WVR	
1	MDVJ	1.0							2021
2	ERA5-M	0.94	1.00						2021
3	CAO-D	0.92	0.97	1.00					2021
4	ERA5-D	0.94	1.00	0.97	1.00				2021
5	LAVH	0.98	0.95	0.93	0.95	1.00			2021
6	CNG1	0.98	0.94	0.93	0.94	1.00	1.00		2021
7	WVR-M*	0.76	0.98	0.93	0.98	0.78	0.79	1.00	Январь, 2021

* Из-за большого количества помех различной природы коэффициенты корреляции Пирсона для данных радиометрических измерений оценены только по январю 2021 г.

3. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛАЧНОСТИ, ОСАЖДЕННОГО ВОДЯНОГО ПАРА И ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ АТМОСФЕРЫ

В исследованиях атмосферы в приложении к астрономическим телескопам, а также при диагностике атмосферы на относительно коротких временных интервалах, важнейшей задачей является определение характера пространственных распределений астроклиматических характеристик. В частности, для оценки возможностей проведения астрономических наблюдений в мм/субмм диапазоне необходимо оценивать статистические характеристики облачности, содержания водяного пара и оптической толщи атмосферы в интересующем диапазоне волн. С точки зрения проведения мм/субмм

наблюдений на территории России и сопредельных государств наилучшее наблюдательное время с низким содержанием водяного пара в атмосфере приходится на холодный период года и ночное время суток. Учитывая это обстоятельство, ниже мы приводим результаты статистической оценки атмосферных характеристик, полученных для ночного времени с декабря по февраль за период 2013–2022 гг.

С применением данных реанализа ERA-5 получены пространственные распределения доли общей облачности и осажженного водяного пара в северной части Евразии, усредненные с декабря по февраль за период 2013–2022 гг. (рис. 4 и рис. 5 соответственно). На рисунках в пределах выбранного макрорегиона приведены астропункты, использу-

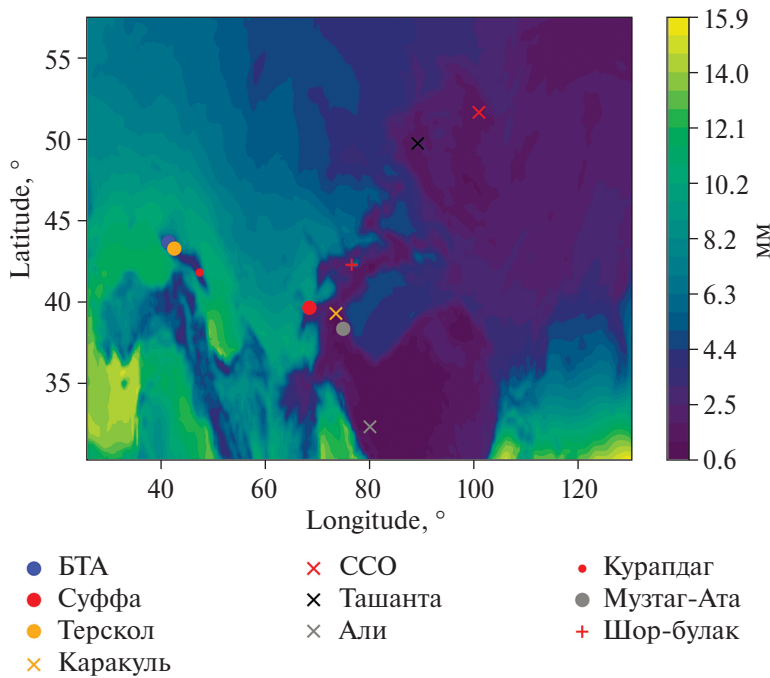


Рис. 4. Пространственное распределение осажженного водяного пара PWV [мм] в ночное время в северной части Евразии для высот более 2500 м, усредненное с декабря по февраль за период 2013–2022 гг.

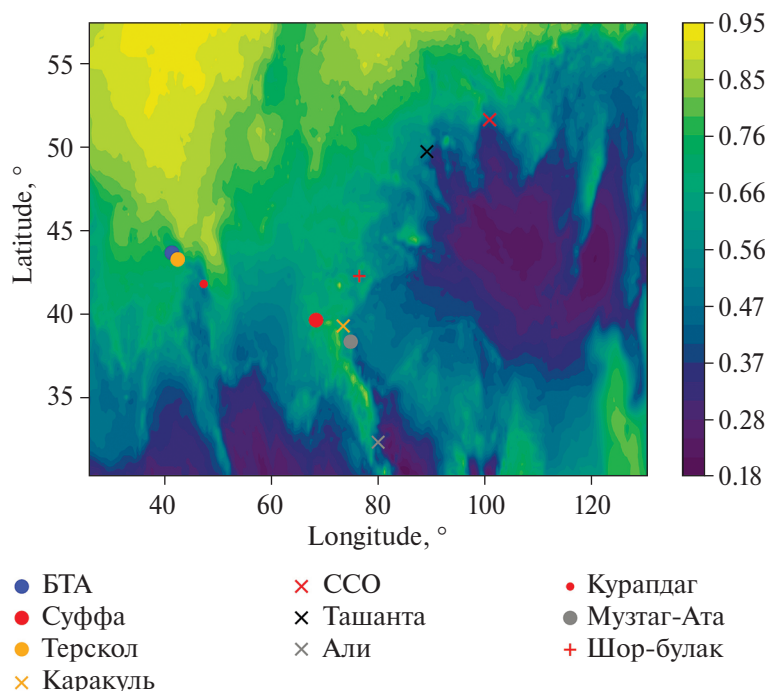


Рис. 5. Пространственное распределение доли общей облачности в ночное время в северной части Евразии для высот более 2500 м, усредненное с декабря по февраль за период 2013–2022 гг.

емые для проведения оптических наблюдений (места расположения Большого телескопа азимутального, БТА Специальной астрофизической обсерватории, обсерватории Пик Терскол и Саянской солнечной обсерватории) и перспективные для мм/субмм астрономических наблюдений в РФ: Саянская солнечная обсерватория, горные районы Дагестана, южная часть Чуйской степи, в меньшей степени, но с удовлетворительными характеристиками: обсерватория Пик Терскол. Синий цвет и его оттенки соответствуют областям с наименьшим содержанием водяного пара в столбе тропосферы — нижней стратосферы и потенциально с наилучшей атмосферной радиопрозрачностью.

В пределах представленного макрорегиона выделяются определенные области с устойчиво пониженными значениями осадненного водяного пара. В частности, на территории России пониженные значения водяного пара наблюдаются над Северным Кавказом, в пределах которого наилучшие астроклиматические характеристики отмечаются в ряде районов горного Дагестана. Анализируя продолжительность солнечного сияния, покрытие неба облачностью, атмосферную возмущенность, оптическую нестабильность земной атмосферы [25–27], можно выделить астроклиматически перспективные астропункты: г. Курапдаг в Агульском и г. Хорай в Рутульском районах Дагестана [28].

В пределах рассматриваемого макрорегиона наименьшие значения осадненного водяного пара соответствуют достаточно протяженной области, вытянутой преимущественно с юга на север вдоль 73 в.д. Южнее озера Каракуль расположены два астропункта Музтаг-Ата (38.33° с. ш., 74.90° в. д., 4526 м над уровнем моря) и Али (32.30° с. ш., 80.05° в. д., 5050 м над уровнем моря), для которых в настоящее время проводятся детальные натурные астроклиматические исследования атмосферы [29]. Эти астропункты характеризуются высокой повторяемостью атмосферных ситуаций, когда осадненной водяной пар по величине составляет менее 2 мм. Анализируя распределения атмосферных характеристик, можно отметить, что астропункт Али выглядит предпочтительнее других мест расположения (где организованы измерения) с точки зрения покрытия неба облачностью и содержания водяного пара в атмосфере в холодный период года [28].

Обсерватория Суффа в декабре-феврале локализуется на периферии области с низкими значениями осадненного водяного пара: она находится в некоторой локальной “ложбине” пониженных значений осадненного водяного пара. Для обсерватории приведенное к высоте места медианное значение осадненного водяного пара в декабре-феврале близко к 2.7–3.0 мм. Анализируя облачность в зимний период, также можно отметить, что обсерватория, хоть и находится под воздействием слабой “локальной

зоны” с относительно пониженными значениями ТСС с запада, но характеризуется достаточно высокой долей общей облачности ~ 0.63 . Существенно более высокие астроклиматические показатели имеет гора Акташтау, примыкающая к плато Суффа [28].

Помимо обозначенных астроплощадок, анализ пространственных распределений позволяет выделить еще одну перспективную область с точки зрения низких значений осажженного водяного пара и низких значений общей облачности, соответствующих ночному времени — вблизи озера Каракуль в Северной части Памира (включая пункты на полуострове и острове Северный). Окрестности вблизи озера Каракуль характеризуются высокой продолжительностью солнечного сияния и высокой прозрачностью атмосферы. В пределах этой обширной области также можно отметить пункты с высокими астроклиматическими показателями, такие как Музтаг-Ата в Восточном Памире и Шор-Булак в Таджикистане на северо-востоке Памира. Анализ пространственных распределений осажженного водяного пара указывает на то, что астропункты вблизи озера Каракуль, а также Музтаг-Ата и в меньшей степени Шор-Булак находятся вблизи “оси” области пониженных значений PWV . В то же время обсерватория Суффа находится на периферии этой области и воздушные массы часто характеризуются сравнительно высоким содержанием водяного пара.

“Менее глубокие” области меридиональной ориентации (в сравнении с Али и Музтаг-Ата), но с устойчиво низким содержанием водяного пара в тропосфере — нижней стратосфере (на уровне 2 мм и менее для горных вершин) формируются в субрегионах расположения Саянской солнечной обсерватории, в частности в районе Пика Хулугайша и районе АПП Ташанта в Чуйской степи на высоте 2200 м. Указанные районы наряду с горным Дагестаном рассматриваются нами как перспективные астропункты для проведения астрономических наблюдений как в радио-, так и в оптическом диапазонах спектра. Вывод о том, что астроклиматические показатели обсерватории Суффа существенно уступают не только астропунктам Али и Музтаг-Ата, но и лучшим районам горного Дагестана (г. Курапдаг, г. Хорай), пику Хулугайша и АПП Ташанта, ранее сделанный в работе [28], подтверждается в настоящей работе. Вывод о перспективности Восточного Памира и, в частности, Шор-Булака, а также удовлетворительных возможностях Пика Терскол ранее сделан в работе [30]. Наши астроклиматические исследования равнинного и горного Крыма не по-

казали потенциала для развития мм/субмм астрономии в Крыму [31], но миллиметровая астрономия до волны 3–2 мм может в Крыму успешно развиваться, в частности на горе Роман-Кош [28] и в районе полигона НГУ “Карадаг” [32].

4. ФУНКЦИИ ВЕРОЯТНОСТИ ПОВТОРЯЕМОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ И РЕАНАЛИЗА ERA-5

Используя данные о содержании водяного пара в атмосфере, мы оценили изменения оптической толщи атмосферы T для места расположения Большого телескопа азимутального Специальной астрофизической обсерватории РАН. Оптическая толщина атмосферы рассматривалась нами как аддитивная величина

$$\tau(f, z, PWV, Q) = a(f) \exp(-z / Z_0) + \beta(f) PWV + \gamma(f) Q,$$

где z — высота над уровнем моря в км, Z_0 — характерная высота кислорода в атмосфере, равная 5.3 км, Q — водосодержание облаков в кг/м². Первое и второе слагаемые определяют ослабление излучения за счет кислорода и водяного пара соответственно. Удельный коэффициент поглощения $\gamma(f)$, как и коэффициенты $a(f)$ и $\beta(f)$, зависит от частоты f , а его значения определяют поглощение излучения за счет водосодержания облаков.

Используя модель Лиебе и оцененные значения осажженного водяного пара PWV по данным реанализа ERA-5 с применением методики, изложенной в работе [33], мы смоделировали изменения оптической толщи атмосферы на длине волны 3 мм в срок 0:00 ч местного времени в течение 2013–2022 гг. Оценки выполнены для “рабочих” атмосферных условий, при значениях осажженного водяного пара менее 7 мм (преимущественно для зимнего периода).

При оценке места и диагностики атмосферных условий одним из эффективных способов является анализ формы функций вероятности повторяемости значений оптической толщи атмосферы. С применением данных реанализа атмосферы ERA-5 мы рассчитали функцию вероятности повторяемости часовых значений оптической толщи, характерную для срока 00 часов местного времени. Функция вероятности повторяемости часовых значений оптической толщи для длины волны излучения 3 мм, оцененная по данным реанализа ERA-5, для места расположения БТА показана на рис. 6. Для той же длины волны в целях сравнения мы привели

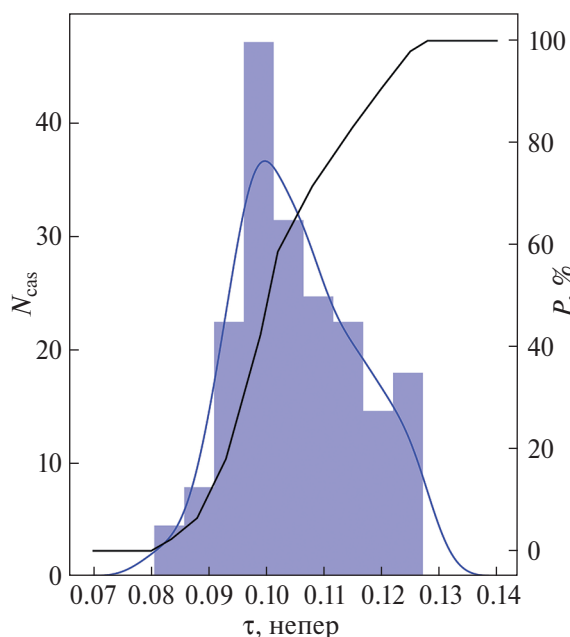


Рис. 6. Функция вероятности повторяемости часовых значений оптической толщи для длины волны излучения 3 мм, оцененная по данным реанализа ERA-5, для места расположения Большого телескопа азимутального. Черная линия соответствует накопленной вероятности повторяемости, синяя линия — ядерной оценке плотности распределения.

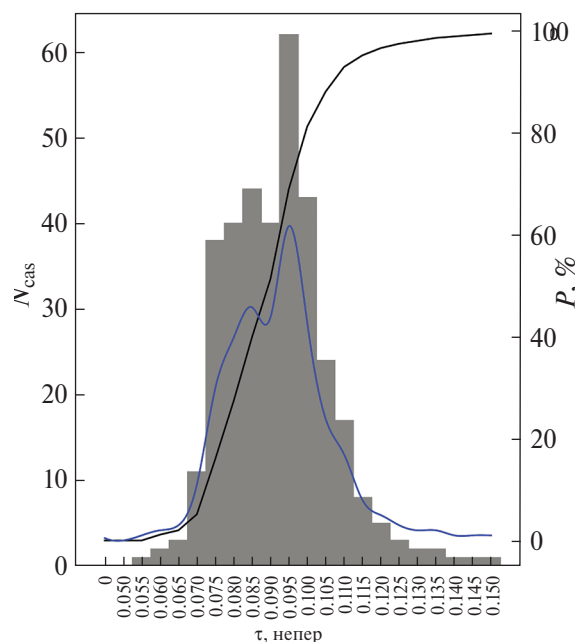


Рис. 7. Функция вероятности повторяемости значений оптической толщи для длины волны излучения 3 мм, полученная по данным радиометрических измерений, адаптированная из работы Бубнова [34], для места расположения Большого телескопа азимутального. Черная линия соответствует накопленной вероятности повторяемости, синяя линия — ядерной оценке плотности распределения.

функцию вероятности повторяемости значений оптической толщи (рис. 7), полученную по данным радиометрических измерений в 2014 г., адаптированную из работы Бубнова [34]. На рисунках, помимо функций вероятности повторяемости, также показаны накопленные вероятности повторяемости и оценки плотности распределения. Ядерные оценки плотности распределения полезны при оценках плотностей случайных значений оптических толщин, для которых эффект выбора разбиения на интервалы и влияния на характер функции распределений минимален: анализируются гладкие функции.

Анализ функций распределения указывает на то, что полученные формы подобны друг другу, а характерные моменты распределений близки. В частности, полученное медианное значение оптической толщи атмосферы по результатам анализа данных ERA-5 составляет 0.105 Нп (на длине волны 3 мм), при значениях осажженного водяного пара менее 7 мм. Выполненные оценки оптической толщи для БТА оказались близки к данным, приведенным в работе [35].

Медианное значение оптической толщи атмосферы по данным радиометрических измерений на волне 3 мм несколько ниже и составляет 0.095 Нп, что связано с выбором атмосферных условий про-

ведения измерений (ясная и малооблачная погода). Полученные распределения характеризуются правосторонней асимметрией. Коэффициенты асимметрии для распределений, полученных по данным реанализа и радиометрическим измерениям, составляют соответственно: 0.24 и 0.20. Такие коэффициенты указывают на то, что в месте расположения БТА часто наблюдаются атмосферные ситуации с повышенным содержанием водяного пара в атмосфере и высокими значениями оптической толщи.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проблема поиска новых мест и диагностики атмосферы для целей размещения крупных оптических и мм/субмм телескопов наземного базирования весьма актуальна. С целью выявления новых пунктов, подходящих для миллиметровых наблюдений и статистической оценки характеристик атмосферы над ними, в настоящей работе получены следующие результаты:

1. Подтверждено, что способ коррекции значений осажженного водяного пара, определенных по реанализу ERA-5 с учетом рельефа местности [16], обеспечивает высокую временную синхронизацию между изменениями PWV , а также близость оценок статистических моментов распределений, определенных

с применением различных методов. Метод коррекции дает возможность параметризовать и уточнить значения PWV для горных вершин, используя данные реанализа, описывающие вариации содержания водяного пара для некоторой территории.

Различия между величинами PWV , оцененными по реанализу ERA-5 и данным радиозондирования в терминах средней абсолютной ошибки, не превышают 1.4 мм, а среднее квадратическое отклонение составляет ~1 мм. Коэффициенты корреляции Пирсона между временными рядами PWV не уменьшаются менее 0.9.

2. Выполненные исследования указывают на то, что при выборе места, подходящего для миллиметровых и особенно субмиллиметровых наблюдений, необходимо выбирать горные вершины выше 3000 м, находящиеся в областях с пониженным содержанием водяного пара и с низкой долей покрытия неба облачностью. Как правило, такие места локализуются вблизи границ с относительно резкими изменениями атмосферных характеристик по горизонтали (например, при переходе из области низких значений к области высоких значений PWV). Высотным исключением в РФ является, по нашему мнению, уникальный климатический район Чуйской котловины (степи) (отдельные горные вершины с высотами близкими к 2500 м), имеющий все характерные признаки горной пустыни.

На основе анализа пространственных распределений осадочного водяного пара и доли общей облачности, усредненных для ночного времени за период с 2013 по 2022 г., выявлены оптимальные пространственные области с высокими астроклиматическими показателями. Показано, что области с пониженным содержанием водяного пара в тропосфере — нижней стратосфере, вытянутые преимущественно в меридиональном направлении, и низкой долей покрытия общей облачностью включают в себя места расположения Саянской Солнечной обсерватории (пик Хулугайша) и АПП Ташанта. На Северном Кавказе высокие астроклиматические показатели демонстрируют пункты горного Дагестана (в качестве референсных пунктов нами выбраны г. Курапдаг, г. Хорай и вершины плато Гуниб). Одни из лучших астроклиматических показателей демонстрируют астропункты, находящиеся в обширной области пониженных значений PWV , соответствующие темно-синему цвету на рис. 4. Наилучшие астроклиматические условия в терминах TSS и PWV наблюдаются над астропунктом Али на плато Тибет в Китае. В пределах этой обширной области следует отметить такие пункты с высокими

астроклиматическими показателями, как Музтаг-Ата, озеро Каракуль и Шор-Булак.

3. С применением модели Лиебе найдена форма функции вероятности повторяемости часовых значений оптической толщи для длины волны 3 мм для места расположения Большого телескопа альт-азимутального, характерная для срока 00 часов местного времени. При атмосферных условиях, когда значения $PWV < 7$ мм, полученная функция вероятности повторяемости часовых значений оптической толщи подобна по форме функции, определенной по данным радиометрических измерений. Медианное значение оптической толщи атмосферы по результатам анализа данных ERA-5 составляет 0.105 непер на длине волны 3 мм, подчеркнем, при значениях осадочного водяного пара менее 7 мм. Медианное значение оптической толщи атмосферы по данным радиометрических измерений для той же длины волны близко к полученной нами оценке и составляет 0.095 непер. В реальной атмосфере в районе БТА, когда значения PWV изменяются в широких пределах (по нашим оценкам средние часовые значения PWV могут возрастать до 10 мм в зимний сезон), величина оптической толщи атмосферы несколько увеличивается.

4. Полученные в настоящей работе выводы подтверждаются результатами измерения осадочного водяного пара с помощью ГНСС станций, установленных в районах г. Курапдаг, пика Хулугайша и АПП Ташанта.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность руководителю сети Аэрогеодезия (<https://hive.geosystems.aero/>) С.Д. Сорокину за помощь в установке ГНСС станций на г. Курапдаг, пике Хулугайша и АПП Ташанта, а также Ф.Р. Сулеймановой за визуальные наблюдения облачности в небе над с. Чираг с целью получения статистики ясного неба в районе г. Курапдаг.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-00041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef et. al., *Astrophys. J. Lett.* **930**, L12 (2022).
2. Ю.Ю. Балега, Д.К.-С. Батаев, Г.М. Бубнов и др., Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки **502**, 5 (2022).

3. Ю.Ю. Балега, А.М. Барышев, Г.М. Бубнов и др., Известия высших учебных заведений. Радиофизика **633**, 537 (2020).
4. В. Кошелец, К. Рудаков, А. Худченко и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **48**, 47 (2021).
5. K.I. Rudakov, A.V. Khudchenko, L.V. Filipenko, et. al., Applied Sciences **11**, 10087 (2021).
6. В.Б. Хайкин, А.Ю. Шиховцев, В.Е. Шмагин и др., Журнал Радиоэлектроники **7**, 1684 (2022).
7. X. Qian, Y. Yao, H. Wang et. al., Publ. Astron. Soc. Pacif. **132**, 125003 (2020).
8. S. Doleman, L. Blackburn, J. Dexter, In Proceedings of the Bulletin of the American Astronomical Society **51**, 256 (2019).
9. A. Potekaev, N. Krasnenko, L. Shamanaeva, Atmosphere **12**, 1347 (2021).
10. Y.V. Molozhnikova, M.Y. Shikhovtsev, O.G. Netsvetaeva et al., Appl. Sci. **13**, 8171 (2023).
11. L.A. Bolbasova, E.K. Kopylov, Atmosphere **14**, 1264 (2023).
12. V.E Panchuk, V.L Afanas'ev, Astrophysical Bulletin **66**, 2, 233–254 (2011).
13. Iu.K. Bergner, A.V. Krat, M.A. Pogodin et al., Astrofizicheskie Issledovaniia **10**, 52–60 (1978).
14. L.A. Bolbasova, A.Yu. Shikhovtsev, S.A. Ermakov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **520**, 4336 (2023).
15. A.W. Raymond, D. Palumbo, S.N. Paine, Astrophys. J. Suppl. Ser. **253**, 5 (2021).
16. A.Y. Shikhovtsev, P.G. Kovadlo, V.B. Khaikin et al., Remote Sensing **14**, 6221 (2022).
17. Г.Н. Ильин, В.Ю. Быков, В.Г. Стэмповский, А.М. Шишкин, Труды ИПА РАН **27**, 210 (2013).
18. Г.Н. Ильин, А.В. Троицкий, Известия высших учебных заведений. Радиофизика **60**, 326 (2017).
19. В.Ю. Быков, Г.Н. Ильин, Д.М. Караваев и др., Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского **680**, 205 (2021).
20. С.Б. Розанов, А.С. Завгородний, В.Л. Воронов, Труды ВРК-2022, 55 (2022).
21. M. Bevis, S. Businger, T. A. Herring et. al., J. Geophys. Res. **97**, 15787 (1992).
22. M. Bevis, S. Businger, S. R. Chiswell et. al., J. Appl. Meteor. **33**, 379 (1994).
23. T.A. Herring, M.A. Floyd, R.W. King, S.C. McClusky Global Kalman filter VLBI and GPS Analysis Program, GLOBK Reference Manual, Release 10.6 (Department of Earth, Atmospheric and Planetary Sciences, Massachusetts Inst. Technol., Cambridge, MA, 54, 2018).
24. J. Boehm, B. Werl, H. Schuh, J. Geophys. Res. **111**, B02406 (2006).
25. A. Yu. Shikhovtsev, P.G. Kovadlo, A.V. Kiselev et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 723 (2020).
26. П.Г. Ковадло, О.С. Кочеткова, А.Ю. Шиховцев, Известия Иркутского государственного университета. Серия: Науки о Земле **3**, 88 (2010).
27. П.Г. Ковадло, “Результаты астроклиматических исследований по наблюдениям Солнца и оптическая нестабильность земной атмосферы”, диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.03.03 “Физика Солнца”, Иркутск, 279 (2001).
28. V.B. Khaikin, A.Yu. Shikhovtsev, A.P. Mironov et al., Proceedings of Science **072**, 8 (2022).
29. J. Xu, M. Li, A. Esamdin et. al., Publ. Astron. Soc. Pacif. **134**, 015006 (2022).
30. A.V. Lapinov, S.A. Lapinova, L.Y. Petrov et al., Proc. SPIE **11453**, 114532O (2020).
31. А.Ю. Шиховцев., В.Б. Хайкин, А.П. Миронов и др., Оптика атмосферы и океана **35**, 1, 67 (2022).
32. И.Т. Бубукин, И.В. Ракуть, М.И. Агафонов и др., Известия высших учебных заведений. Радиофизика **65**, 791 (2022).
33. А.Ю. Шиховцев, В.Б. Хайкин, П.Г. Ковадло и др., Оптика атмосферы и океана **35**, 11, 956 (2022).
34. Г.М. Бубнов, “Исследования поглощения волн миллиметрового диапазона в атмосфере земли и материалах криогенных рефлекторов”, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 1.3.4 “Радиофизика”, Нижний Новгород, 133 (2022).
35. A.S. Maruhno, G.M. Bubnov, V.F. Vdovin et al., Ground-based astronomy in Russia. 21st century. Proceedings of the All-Russian Conference, 184–188 (2020).

STATISTICS OF PRECIPITABLE WATER VAPOUR, OPTICAL THICKNESS AND CLOUD COVER WITHIN THE NORTHERN PART OF EURASIA

V. B. Khaikin^{a,d}, A. Yu. Shikhovtsev^b, A. P. Mironov^{c,d}

^a*Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, Zelenchukskiy Region, Karachai-Cherkessian, Russia*

^b*Institute of Solar-Terrestrial Physics, the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia*

^c*Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia*

^d*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

One of the most important tasks in astroclimatic studies of possible locations for the Eurasian Submillimeter Telescopes is estimating statistics of precipitable water vapour, optical thickness and cloud cover. In this paper, the statistics of precipitable water vapour and total cloud cover within Northern part of Eurasia are studied using ERA-5 reanalysis. Optical thickness statistics at a wavelength of 3 mm were obtained using the Liebe model from the ERA-5 reanalysis for the region where the BTA is located. The most favorable astroclimatic zones of Eurasia include Tibet and the Eastern Pamirs, certain regions of the Sayan Mountains, Altai and Mts within Dagestan. Also we verified the ERA-5 reanalysis data using radiosonde data, GNSS measurement data and radiometric measurements for 2021.

Keywords: astroclimate, optical thickness, precipitable water vapour