

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 65

АВГУСТ, 2022

ВЫПУСК 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ SBS1001+555

С.А.Акопян, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев, А.А.Смирнова 301

МНОВОВЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЛАЗАРОВ PKS 2155-304 И S5 0716+71

Д.Израелян 315

ЭМИССИОННЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК СО СВЕРХМАССИВНЫМИ ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ ПРИ $z > 6$

Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов, Б.Б.Натх 333

ВЛИЯНИЕ ГАЛО НА ВРАЩЕНИЕ БАРА В ГАЛАКТИКАХ

Б.П.Кондратьев, Е.Н.Киреева, В.С.Корноухов, Н.Г.Трубицына 357

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД С ПЛАНЕТАМИ В ЗОНЕ ОБИТАЕМОСТИ

И.С.Саванов 371

ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА UX Ori В СКОПЛЕНИИ IC 348: РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОЛЕТНЕГО ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, С.Ю.Шугаров, Н.В.Ефимова, С.В.Назаров 379

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան),
Տ.Յու.Մադաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Սիբայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան),
Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչով (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան),
Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան),
Ա.Ա.Սահարյան (Հայաստան), Գ.Տ.Տեր-Ղազարյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա),
Ս.Դ.Օդինցով (Իսպանիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)
Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)
Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

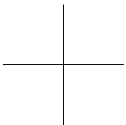
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), С.Д.Одинцов (Испания),
Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсмян (Армения), В.П.Решетников (Россия),
А.А.Саарян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Г.Т.Тер-Казарян (Армения),
М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^Г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e—mail: astrofiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2022



DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-301

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ SBS1001+555

С.А.АКОПЯН¹, С.Н.ДОДОНОВ², А.В.МОИСЕЕВ², А.А.СМИРНОВА²

Поступила 25 мая 2022

Принята к печати 8 августа 2022

Галактика SBS1001+555 исследуется в качестве объекта базовой выборки в реализуемой нами программе по изучению эволюционных процессов звездообразования в галактиках. В основе работы результаты панорамной спектроскопии центральной части, являющейся зоной активности галактики, с ее основным очагом звездообразования, обозначенным нами А. Наблюдения выполнены с использованием мультиспектрального спектрографа MPFS на 6-м телескопе CAO РАН, получен спектральный диапазон 635-725 нм с дисперсией 0.76 Å/эл. Кроме наиболее интенсивной бальмеровской линии излучения водорода H α , в полученном интегральном спектре зарегистрированы линии гелия HeI 6678, HeI 7065, запрещенные линии азота, серы, аргона [NII] 6548, 6583, [SII] 6716, 6731, [ArIII] 7136 и более десятка слабых линий нейтральных и однократно ионизованных линий железа и неона FeI 6824, 6837, 7447, 7453, 7544, NeI 7245, FeII 7682, 7687, NeII 7213. Проведен подробный анализ двумерных распределений интенсивностей, радиальных скоростей и других параметров по полю наблюдений в H α . Помимо А, наиболее крупной и яркой области НII, выявлены три небольшие, А1, А2, А3, формирующие вместе с А общую структуру. Одна из вторичных областей, А1, отождествляется с дифференцируемым на снимке IRAC 4.5 мк конденсацией. В качестве численных характеристик областей НII приводятся значения основных параметров в их пиках, из интегральных - эквивалентные радиусы, светимость и темп звездообразования, Req, L(H α) и SFR(H α). Представленные данные, в частности, указывают на активные процессы непосредственно связанные с наиболее ярким в SBS1001+555 источником излучения в оптике и развитие вокруг него звездоформирующей структуры.

Ключевые слова: *3D-спектроскопия: H α -излучение: НII-области: объект: SBS1001+555 (UGC05421)*

1. *Введение.* В рамках нашей программы исследуются примерно 500 галактик Второго Бюраканского спектрального обзора неба, SBS (Second Byurakan Survey) [1], составившие выборки семи полей SBS и, в целом, нашу базовую выборку. В соответствии с использованными критериями отбора и методикой наблюдений на 1-м телескопе системы Шмидт Бюраканской обсерватории - это объекты протяженной морфологии ярче 19.5 зв. вел. с признаками наличия на их низкодисперсионных спектрах UV-континуума и/или эмиссионных линий. Избранные по результатам V/Vmax теста на полноту 7 полей, как и все 65 полей обзора, имеют размеры 4x4 кв.град, заданные размерами фотографических пластин, чем, в первую очередь, в них обеспечивается однородность

отбора объектов.

Первым этапом программы была завершена последующая щелевая спектроскопия всех объектов базовой выборки, что позволило уточнить индивидуальные спектральные характеристики, определить красные смещения и тип активности, с использованием адаптированной к имеющемуся разношерстному материалу классификационной схемы [2]. Звздообразующую активность, получившую в нашей схеме обозначение SfG, имеет более 80% галактик базовой выборки, на изучении которых сфокусирован второй этап программы. Они подразделены на два основных класса, каждый с пятью подклассами – это галактики в более интенсивной, небулярной фазе активности, SfGneb (Star-forming Galaxy, nebular), и в менее интенсивной, континуальной фазе активности, SfGcont (Star-forming Galaxy, continual). Накоплением данных по наблюдениям отдельных объектов разной морфологии в разных фазах активности, с использованием иной доступной информации, изучением пространственного распределения галактик в отдельных полях, с учетом однородности их отбора и классификации, обеспечивается надежная база для статистического анализа, направленного в итоге на изучение эволюционных процессов в пределах расстояний, определяемых красным смещением исследуемых галактик $z < 1$.

Детальные исследования отдельных галактик SfG выборки проводились по результатам наблюдений с использованием мультиспектральных спектрографов с проведением панорамной спектроскопии. Получение поверхностных распределений излучения в балмеровской линии водорода $H\alpha$ и ближайших к ней запрещенных линиях обеспечивает выявление и изучение областей НП, являющихся очагами звездообразования. В предыдущей статье по детальным исследованиям объектов приводятся результаты панорамной спектроскопии галактики SBS1539+597 [3].

Данная статья посвящена исследованию SBS 1001+555 – одной из ближайших галактик базовой выборки, с редкой по своему типу морфологией Sdm. В разделе 2 статьи приводятся основные сведения по галактике, собранные из астроархивов, обзоров и литературы. В разделе 3 дается информация по наблюдениям, которые проводились на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН), и обработке полученных данных. В разделе 4 представлены результаты панорамной спектроскопии объекта. В разделе 5 подытожены полученные результаты.

2. Общие сведения о галактике SBS1001+555. Галактика, SBS1001+555, включена в список объектов SBS с обзорной классификацией ds2e, которая означает наличие в структуре и диффузной, и звездообразной составляющей, наличие UV-континуума среднего уровня и эмиссионных линий [4].

Основные данные, которые приводятся по исследуемому объекту в NED (<http://ned.ipac.caltech.edu/>) следующие: экваториальные координаты (J2000) - $10^{\text{h}}04^{\text{m}}41^{\text{s}}.80$, $+55^{\circ}18'43''.0$; диаметр - $120''$; красное смещение - 0.00373 . UGC 05421, PGC 29299 - наиболее часто используемые, альтернативные названия галактики SBS1001+555. FGC 1004 и RFGC 1712 - ее обозначения в первом и пересмотренном каталогах плоских (flat) галактик, что отображает особенности морфологии объекта. Исследуемый объект является членом LGG188 - одной из групп обзора по исследованию близких галактик [5]. Со значением красного смещения, $z=0.00372$, подтверждающим ее близкое расположение, зарегистрировано исходящее от объекта излучение в линии нейтрального водорода галактики на длине волны 21 см (напр., [6]).

Морфологический тип, наиболее часто приписываемый исследуемой галактике SBS1001+555, довольно редкий - Sdm (напр., [7]). Она имеет форму полосы шириной не более $0'.5$, вытянутой почти на $2'$ вдоль большой оси с позиционным углом $P \sim 175^{\circ}$. На изображениях, полученных в оптическом диапазоне, визуальнo выделяются три участка примерно одной протяженности вдоль большой оси. В двух участках по краям сохраняется низкая поверхностная яркость, центральная часть является источником основного излучения галактики. На снимках обзора PanSTARRS1 (<https://ps1images.stsci.edu/>) и проведенного с телескопом Spitzer обзора IRAC 4.5 мк (<https://irsa.ipac.caltech.edu/>, показанных на рис.1, видна газопылевая масса, составляющая ее, и две конденсации, обозначенные A и B. Конденсации расположены вблизи южного и северного края центральной части, что позволяет зону активности галактики более конкретно называть зоной AB. В табл.1 приводятся SDSS-идентификация конденсаций A, B, их координаты и данные по фотометрии в пяти фильтрах

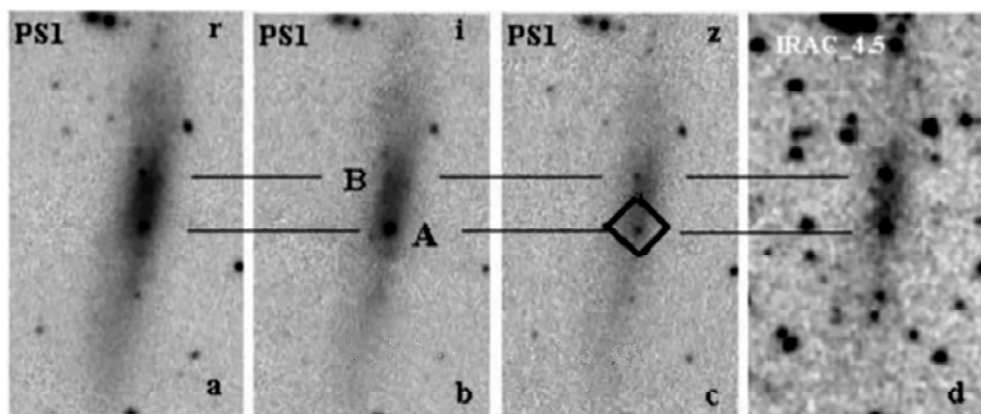


Рис.1. Изображение галактики SBS1001+555 на снимках обзора PS1: а) в фильтре r ; б) в фильтре i ; в) в фильтре z и на снимке из обзора IRAC 4.5 мк (д).

Таблица 1

SDSS-ДАННЫЕ ПО КОНДЕНСАЦИЯМ А, В

	SDSS objid	ra	dec	u	g	r	i	z
A	1237655108369907841	151.173849	55.311372	16.76	15.93	15.70	15.67	15.72
B	1237655108369907846	151.174011	55.315012	22.17	21.52	21.08	20.54	20.43

обзора. По своей яркости А контрастирует с остальными, ассоциируемыми с полем галактики фотометрическими объектами, которые зарегистрированы обзором SDSS (<http://skyserver.sdss.org>). Всего их 14 и большинство предельно слабые. Примерно столько же объектов зарегистрировано в PS1 и есть сходство в распределении объектов двух обзоров - все они расположены вне зоны АВ.

Конденсация А - единственный спектрофотометрический объект SDSS из всех ассоциируемых с галактикой. Соответствующему спектру приписан класс "Galaxy Starburst". На рис.2а показана его информативная, с точки зрения наличия спектральных линий, часть, - без отрезка 8000-10000 Å. В ряде работ, включая связанные с SBS, когда под названием галактики подразумевалась конденсация А, объект классифицировался как BCDG (Blue Compact Dwarf Galaxy) или кандидат в BCDG. В соответствии с используемой нами

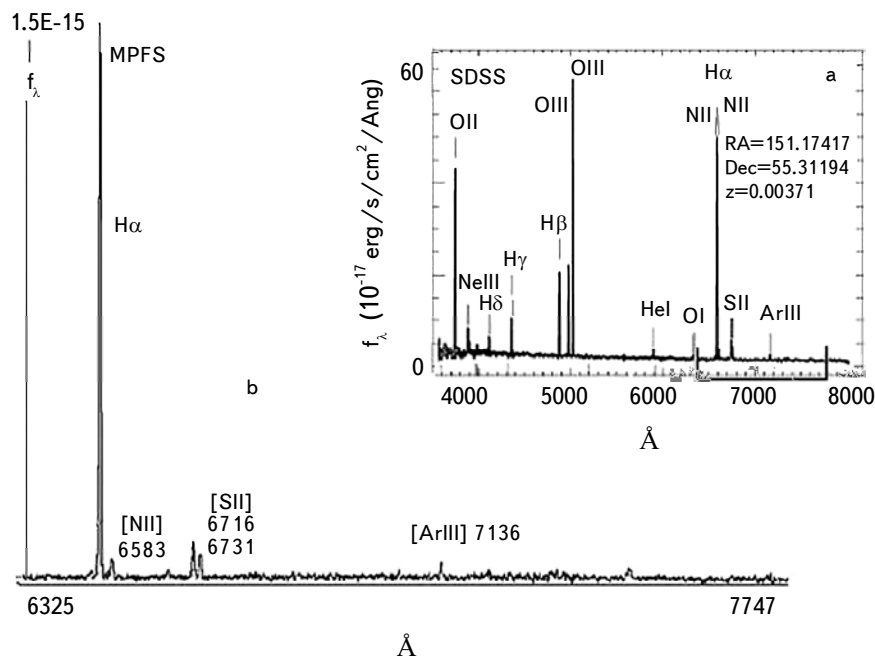


Рис.2 Спектр конденсации А, полученный: а) обзором SDSS(DR12); б) по наблюдениям с MPFS.

схемой, ее спектральная классификация - SfGneb2. Набор линий в спектре и, в первую очередь, интенсивная $H\alpha$, характеризуют конденсацию А как область НП, а с учетом приведенных выше особенностей структуры галактики - это основной сформировавшийся в ней очаг звездообразования.

Зона АВ галактики является источником излучения в UV-диапазоне. Именно в ней, в отличие от PS1 и SDSS-объектов, и не совпадая при этом с конденсациями А и В, расположены ассоциируемые с SBS 1001+555 четыре источника GALEX (<https://galex.stsci.edu/GR6>), со значениями чуть слабее 17-й зв. вел. О слабом излучении в ближнем ИК, тоже связанном с зоной А-В, свидетельствуют снимки обзора WISE в его четырех полосах. Их сравнение показывает уменьшение интенсивности излучения, при его наличии в полосе, в порядке $I_{w4} > I_{w1} > I_{w2}$. На снимке, полученном в ближнем ИК-диапазоне обзором IRAC 3.6 мк, проведенном с телескопом Spitzer, конденсации А и В дифференцируются с обратным соотношением яркости, а на снимке обзора IRAC 4.5 мк, который иллюстрирует рис.1d, их яркость примерно одинакова.

3. Наблюдения и обработка. Панорамная спектроскопия галактики SBS1001+555 проводилась на 6-м телескопе БТА CAO РАН с использованием мультизрачкового волоконного спектрографа первичного фокуса MPFS (Multi Pupil Fiber Spectrograph) [8] в комбинации с ПЗС-матрицей 2048x2048 EEV CCD42-40. Поле зрения формирует одновременная регистрация 256 спектров смежных участков неба с пространственной дискретизацией в 1 угл. с, что обеспечивается встроенным блоком из 16x16 квадратных линз. Минимальные потери света, примерно 1%, обеспечивают близкую к фотометрической точность регистрации излучения от объекта.

Наблюдения проводились 24 ноября 2006г. - получены 4 экспозиции по 1200 с каждая, при качестве изображений 1".2. Регистрировался диапазон длин волн 635-775 нм с применением дифракционной решетки 1200 штрих/эл, с дисперсией 0.76 Å /эл. В процессе наблюдений был получен необходимый для полноценной обработки материал, включая регистрацию излучения гелий-неон-аргоновой лампы в качестве эталона для калибровки длин волн. В качестве спектрофотометрического стандарта наблюдались звезды BD+26d4655, BD+75d325.

Для первичной обработки, визуализации и анализа полученного материала использовался специально разработанный пакет программного обеспечения [9] на языке IDL (Interactive Data Language). Кроме того, для анализа и визуализации данных использовался программный пакет ADHOCw, разработанный J.Boulesteix-ом (<http://www-obs.cnrs-mrs.fr/ADHOC>). При определении параметров линий использовалась гаусс-аппроксимация спектральных профилей.

4. *Результаты панорамной спектроскопии.* В центре поля наблюдений (FOV), в $16'' \times 16''$, которое регистрировалось с $PA \sim 130^\circ$, расположена конденсация А (см. разд. 2). Примерные границы поля показаны на снимке PS1z, рис.1с. Наблюдавшийся спектральный диапазон, который частично перекрывается с диапазонами PS1r, рис.1а, и PS1i, рис.1б, выделен скобой на рис.2а. Спектр MPFS, полученный в пике интегрального излучения в поле, показан на рис.2б. Он иллюстрирует, в частности, разрешенные по длине волны линии $H\alpha$ и дублета азота [NII] 6543, 6583, и линии дублета серы [SII] 6717, 6731, которые на спектре рис.2а составляют две бленды.

4.1. *Области НII. Излучение в линии водорода $H\alpha$.* Поверхностное распределение интенсивности излучения в бальмеровской линии водорода $H\alpha$ показано на рис.3а фоновыми градациями серого, а на рис.3б - изолиниями, в суперпозиции к ним. В поле наблюдений выявляется несколько областей НII, из которых расположенная по центру, она же конденсация А, имеет наибольшую площадь и яркость. Элемент, в котором наблюдается максимальная интенсивность $H\alpha$ -излучения в А, он же первичный максимум в поле, отмечен крестиком на рис.3а. Две области НII, обозначенные А1, А2, сформированы вокруг показанных кружочками вторичных максимумов, имеющих близкие по интенсивности значения. Пик наименьшей из областей НII, обозначенной А3, показан белой точкой. Определенные по линии $H\alpha$ значения интенсивности излучения $I(H\alpha)_{\max}$ и радиальной скорости $V_{r_{\max}}$ в пиках областей НII приводятся в табл.2. Пика области НII А соответствует расстояние $D = 15.8 \pm 0.2$ Мпк, при использовании постоянной Хаббла в 75 км/с Мпк.

Для расчета интегральных характеристик и анализа данных по отдельным областям НII использовалась площадь излучающей поверхности S. При ее

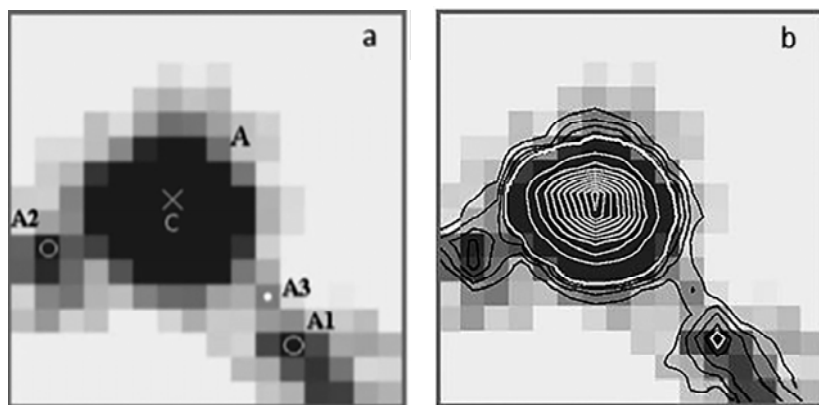


Рис.3. Поле наблюдений $16'' \times 16''$ в виде карты $H\alpha$ -излучения, приведенной фоновыми градациями серого. В суперпозиции показаны: а) пики интенсивности областей НII; б) интенсивность в $H\alpha$ светлыми и темными изолиниями (шаг светлых на порядок больше).

вычислении были учтены элементы с $I(\text{H}\alpha) > 10\%I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$ в случае А, с $I(\text{H}\alpha) > 25\%I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$ в случае А1 и А2, и 2 элемента в случае А3. В целом, рассматривались только те элементы поля, в которых отношение интенсивности спектральных линий к континуальному шуму превышает порог дисперсии значений в 3σ . В табл.2, в качестве интегральных характеристик, связанных с $\text{H}\alpha$ -излучением областей НII, приводятся значения эквивалентного радиуса $\text{Req} = (S/\pi)^{0.5}$ (при погрешности определения не превышающей 6 пк), интенсивности $I(\text{H}\alpha)_S$, суммарной по площади каждой, светимости $L(\text{H}\alpha)$ и темпа звездообразования, определенного по формуле $\text{SFR}(\text{H}\alpha)$ ($M_{\odot}/\text{год}$) = $7.9 \cdot 10^{-42} L(\text{H}\alpha)$ [10].

Темные и светлые изофоты, показанные на рис.3б с шагом $8.5\text{e-}17$ и $7.0\text{e-}16$, эрг/с см², соответственно, отображают распределение в диапазонах интенсивностей ниже и выше значения $I(\text{H}\alpha) \approx 5\%I(\text{H}\alpha_{\text{max}})$. Этому уровню соответствует внешний светлый контур в пределах А (рис.3б). Сходящиеся к пику излучения светлые концентрические контуры показывают примерно одинаковый со всех сторон радиальный градиент увеличения яркости. Все контуры, включая внешний, близки по форме к эллипсам с коэффициентом сжатия примерно 0.8, с вытянутой почти по горизонтали большой осью. Радиальные скорости $V_r(\text{H}\alpha)$, полученные для области НII А, варьируют, преимущественно, в пределах ошибки их измерения, небольшой по своей величине - 17 км/с. Тем не менее, заметна тенденция к увеличению их значений от периферии к центру с $V_{r_{\text{max}}}$ А, табл.2, наибольшему в поле, и скачок значений при переходе от элементов, приписанных области НII А к прилегающим к ним элементам А2. Разброс значений V_r по А2, в свою очередь, тоже небольшой, но превышающая ошибку измерения разница в 27 км/с в двух пиках, табл.2, позволяет говорить, что А2 расположена по лучу зрения ближе, чем А.

В контурах темных изолиний рис.3б отчетливо проявляется продолговатость формы области НII А1 и, также, наличие НII-области А3, расположенной визуалью между А и А1, и общность всей структуры в целом. Об общности

Таблица 2

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТЕЙ НII

	А	А1	А2	А3
$I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$ (10^{-16} эрг/см ² с)	82.6	4.8	4.3	0.2
$V_{r_{\text{max}}}$ (км/с)	1190	1187	1164	1176
Req (пк)	178	129	114	54
$I(\text{H}\alpha)_S$ (10^{-16} эрг/см ² с)	635.1	33.1	27.2	4.3
$L(\text{H}\alpha)$ (10^{+39} эрг/см ² с)	1.91	0.09	0.08	0.01
$\text{SFR}(\text{H}\alpha)$ ($M_{\odot}/\text{год}$)	0.02	<0.001	<0.001	-

свидетельствует и единственный максимум в распределении континуума по полю наблюдений. На рис.3а его положение, элементом ниже первичного максимума в $H\alpha$, отмечено буквой "с". По значениям V_T в A1 и A3, и соответствующей периферии A, которые ложатся в один интервал, не превышающий ошибку измерения, можно говорить о структуре, которая цепочкой тянется к области НII А.

4.2. Излучение областей НII в запрещенных и слабых разрешенных линиях. На интегральном спектре (рис.4), полученном для площади A, охватывающей элементы с $I(H\alpha) > 5\%I(H\alpha)_{\max}$, указаны все зарегистрированные при наблюдениях линии излучения. Кроме $H\alpha$, в частности, наблюдаются две рекомбинационные линии нейтрального гелия, HeI 6678, HeI 7065 и запрещенные линии дублетов азота [NII] 6548, 6583, серы [SII] 6716, 6731 и аргона [ArIII] 7136. Более десятка слабых линий уверенно отожд-

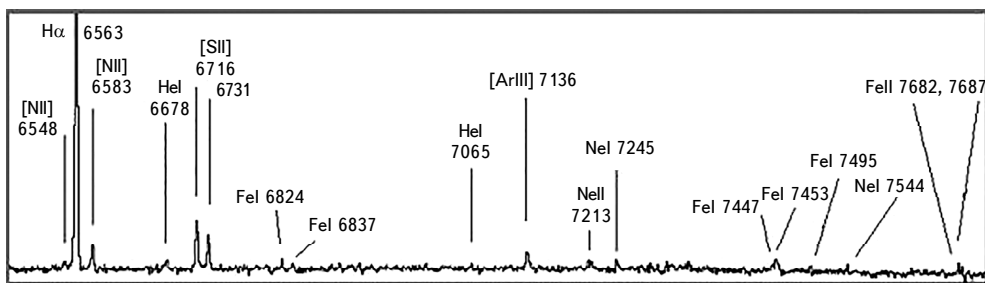


Рис.4. Линии излучения, зарегистрированные в интегральном спектре области НII А (со срезанной по интенсивности $H\alpha$).

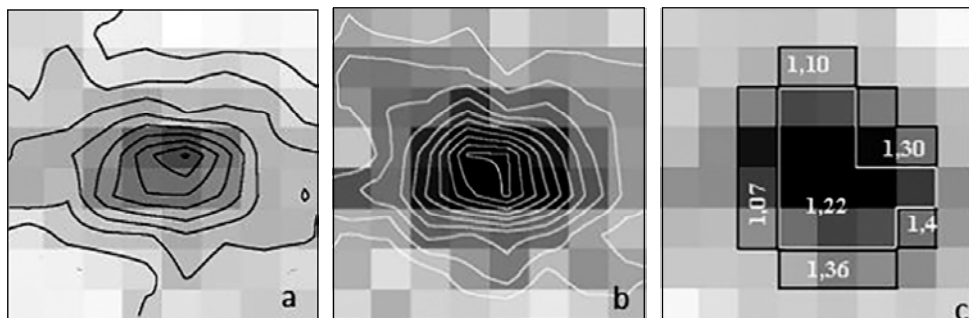


Рис.5 Фрагмент поля наблюдений, $8'' \times 8''$, с распределением по области НII А интенсивности излучения фоновыми градациями серого: а) и изолиниями в линии HeI 6678; б) и изолиниями в линии [ArIII] 7136; в) суммарной по излучению в двух линиях дублета [SII] 6716, 6731, с указанием усредненных по отдельным участкам значений электронной концентрации n_e .

Таблица 3

ИЗЛУЧЕНИЕ ОБЛАСТИ НII А В ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЯХ

Линии	$I(\text{max})10^{-16}$ (эрг/см ² с)	$I(S_A)10^{-16}$ (эрг/см ² с)		
[NII] 6583	5.96	54.8	R_1^1	0.09
[SII] 6716	8.45	93.44	R_1^2	0.27
[SII] 6731	6.83	75.75	R_1^1/R_1^2	0.32

дествляются с линиями нейтрального железа, в частности, FeI 6824, 6837, 7447, 7453, 7544 и неона NeI 7245, 7544, и однократно ионизованных железа FeII 7682, 7687 и неона NeII 7213. При этом, линии железа FeI 6824, 6837, 7495, из перечисленных, проявляются лишь при учете периферийного кольца области НII А (включенного в площадь суммирования показанного спектра).

Основная доля излучения в интегральных спектрах вторичных областей НII, А1, А2 и А3 обусловлена линией Н α на фоне значительной дисперсии значений в континууме. В спектрах А3, А2 только ее можно считать достоверной. В отдельных элементах и А2, и А1 порог в 3σ превышает линия NeII 7213 и, хаотично, некоторые линии железа. В элементах А1, расположенных ближе к А, слабо проявляются линии [SII] 6716, 6731 и [NII] 6583.

Пики интенсивностей в распределении излучения по области НII А в линиях нейтрального гелия и в запрещенных линиях азота, серы и аргона совпадают с пиком Н α , но по-разному выражены. На рис.5а и 5б, в качестве примера, фоном и изолиниями показано распределение интенсивностей в линиях HeI 6678 и [ArIII] 7136, соответственно. В отличие от гелия со значением $I(\text{HeI } 6678)_{\text{max}} = 5.50\text{e-}16$ эрг/см² с, пик в распределении аргона $I([\text{ArIII}]7136)_{\text{max}} = 6.31\text{e-}16$ эрг/см² с, выражен слабо - в двух соседних элементах регистрируется почти та же интенсивность. Значения $I(\text{max})$ в пиках линий азота и серы [NII] 6583 и [SII] 6716, 6731 см. в табл.3. Там же приводятся значения, суммарной по площади S_A , интенсивности излучения в этих линиях $I(S_A)$, значения $R_1^1 = I([\text{NII}]6583)_{S(A)}/I(\text{H}\alpha)_{S(A)}$, $R_1^2 = ([\text{SII}]6716 + 6731)_{S(A)}/I(\text{H}\alpha)_{S(A)}$ из стандартно используемых в классификационных схемах отношений интенсивностей излучения в запрещенных и разрешенных линиях, и отношение $R_1^1/R_1^2 = I([\text{NII}]6583)_{S(A)}/I([\text{SII}]6716 + 6731)_{S(A)}$.

Карта области НII А, отображающая сумму интенсивностей излучения в линиях дублета азота [SII]6717+6731, показана на рис.5с. Численные значения соответствуют характеризующему электронную концентрацию отношению интенсивностей в этих линиях, $r(n_e) = I([\text{SII}]6717)/I([\text{SII}]6731)$. Средние значения $r(n_e)$ приводятся для отдельных участков, выделенных на рисунке

замкнутыми ломаными контурами. Значения n_e в элементах, составляющих каждый из участков, меняются в пределах ~ 0.1 . Наибольший участок со средним значением 1.22 (что соответствует электронной плотности 190 см^{-3}) захватывает элемент с пиковой интенсивностью большинства спектральных линий. Наибольшие значения электронной плотности регистрируются по периферии А близкой к А1, которая расположена в выделенной нами активной зоне АВ (см раздел 2) центральной части галактики.

Распределение интенсивностей по полю зрения MPFS, показанное в сглаженной форме на рис.6а, отображает излучение в диапазоне длин волн, включающем $H\alpha$, и линии [NII] 6583, [SII] 6717, 6731, которые, как было отмечено, проявляются в некоторых элементах области НII А1. Соответственно, изображение А1 выглядит более контрастно, лучше выражена ее продолговатая форма, что позволяет однозначно отождествить А1 с конденсацией, указанной стрелкой на рис.6б. На нем, в увеличенном масштабе, показан фрагмент рис.1д, т.е. снимка из обзора IRAC 4.5 мк, выполненного с телескопом

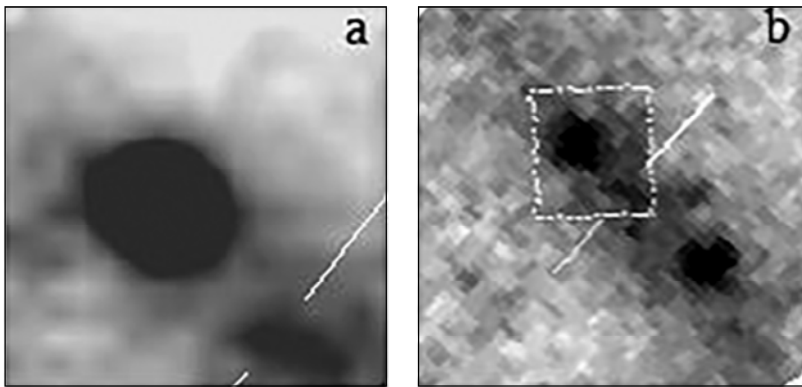


Рис.6. а) Поле наблюдений, $16'' \times 16''$, в диапазоне длин волн, включающем $H\alpha$, и линии [NII] 6583, [SII] 6717, 6731; б) фрагмент снимка из обзора IRAC 4.5 мк, приведенный к той же пространственной ориентации, с примерными границами поля наблюдений, показанными белым контуром.

Spitzer, приведенный к той же пространственной ориентации, что и на рис.6а. Фрагмент рис.6б охватывает зону АВ, превышающую размеры поля наблюдений, в которой видна структура деталей межзвездной среды, от которых исходит излучение на длине волны 4.5 мк. С областью НII А1 отождествляется самая крупная из них. Помимо пылевой составляющей, присущей всем деталям структуры, на что указывает рассматриваемая длина волны, можно предположить и базовую общность свойств деталей структуры, в частности, с выявленными в данной статье характеристиками А1. Отметим,

что вся структура, включая A1, отсутствует на снимке из обзора IRAC 3.6 мк; едва дифференцируемые на нем несколько слабых конденсаций, меньших размеров, в зоне АВ имеют иную конфигурацию, что косвенно свидетельствует об общности основных характеристик прослеживаемой на 4.5 мк структуре.

5. *Заключение.* Основные характеристики исследуемой галактики SBS1001+555, такие как небольшое значение красного смещения, $z=0.0037$, морфология типа "flat", близкая к edge-on пространственная ориентация, малоразвитая структура, делают ее информативным, эталонным объектом для изучения процессов звездообразования. В статье представлены результаты по детальным исследованиям галактики, полученные по наблюдениям на 6-м телескопе CAO РАН с использованием мультиспектрального спектрографа MPFS. Проведено 3D-спектроскопическое исследование основного очага звездообразования галактики SBS1001+555, обозначенного нами "А", который является ярким, ~ 16 зв. вел, спектрофотометрическим объектом SDSS с идентификацией 1237655108369907841. Анализ поверхностного распределения параметров излучения в наиболее интенсивной в полученном спектре бальмеровской линии водорода H α , выявил, помимо области HII А, наличие связанных с ней трех вторичных областей HII, A1, A2, A3, что свидетельствует о продолжающихся в галактике процессах звездообразования. В соответствии с полученными по излучению в H α данными, для каждой из областей HII приводятся значения пиковой интенсивности, рассчитаны эквивалентные радиусы, расстояния, светимость и темп звездообразования.

Проанализированы имеющиеся в базах и литературе данные по галактике в целом и по области HII А. Из вторичных областей HII только у A1 выявлено излучение на снимке из обзора IRAC 4.5 мк, проведенного с телескопом Spitzer. A1 расположена в зоне АВ, с которой ассоциируются наиболее активные процессы, протекающие в галактике. В структуре наблюдаемой на 4.5 мк, помимо A1 обнаруживаются и другие конденсации за пределами поля наблюдений. Можно предположить, в частности, что и они являются областями HII в стадии формирования. Рассмотрению этого и других вопросов, связанных, в частности, с полученными по излучению областей HII в линиях железа и неона, а также исследованию конденсации В, будет посвящена следующая статья.

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за весьма полезные замечания. Статья основана на наблюдательном материале, полученном на 6-м телескопе CAO РАН, работа которого поддерживается Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы CAO РАН осуществляется в рамках национального проекта "Наука и

университеты". Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: susannahakopian@yahoo.com

² Специальная астрофизическая обсерватория, Россия, e-mail: dodo@sao.ru moisav@sao.ru

STUDY OF GALAXIES WITH STAR FORMATION REGIONS. PANORAMIC SPECTROSCOPY OF SBS1001+555

S.A.HAKOPIAN¹, S.N.DODONOV², A.V.MOISEEV², A.A.SMIRNOVA²

We study the galaxy SBS1001+555 as an object of the base sample in our program to study the evolutionary processes of star formation in galaxies. The results of panoramic spectroscopy of its central part, which is the zone of activity of the galaxy including its main hearth of star formation, which we designated as A are presented. The observations were made using the MPFS (Multi Pupil Fiber Spectrograph) at the 6-m telescope of Special Astrophysical Observatory of Russia. Besides the most intense Balmer emission line of hydrogen $H\alpha$, the resulting integrated spectrum contains helium lines HeI 6678, HeI 7065, forbidden lines of nitrogen, sulfur, argon [NII] 6548, 6583, [SII] 6716, 6731, [ArIII] 7136 and more than a dozen weak lines of neutral and singly ionized lines of iron and neon FeI 6824, 6837, 7447, 7453, 7544, NeI 7245, 7544, FeII 7682, 7687, NeII 7213. A detailed analysis of the two-dimensional distributions of intensities, radial velocities and other parameters over the field of view in $H\alpha$ has been carried out. In addition to A, the largest and brightest HII region, three small ones, A1, A2, and A3, were revealed, which together with A form a common structure. One of the secondary regions, A1, is identified with the condensation in the image in the 4.5 mm range based on the data of the Spitzer telescope. The values of the main parameters in their peaks are given as numerical characteristics of the HII regions; from the integral parameters, the equivalent radii, luminosity and star formation rate, Req , $L(H\alpha)$ and $SFR(H\alpha)$ are given. The presented data, in particular, indicate active processes directly related to the brightest optical radiation source in SBS1001+555 and the development of a star-forming structure around it.

Keywords: *3D-spectroscopy: H α -radiation: HII regions: individual: SBS1001+555 (UGC05421)*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.E.Markarian, D.A.Stepanian*, *Астрофизика*, **19**, 29, 1983, (*Astrophysics*, **19**, 14, 1983).
2. *S.A.Hakopian*, arXiv:1403.0127, 2014.
3. *S.A.Hakopian, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev*, *Астрофизика*, **64**, 13, 2021, (*Astrophysics*, **64**, 8, 2021).
4. *B.E.Markarian, D.A.Stepanian*, *Астрофизика*, **20**, 21, 1984, (*Astrophysics*, **20**, 10, 1984).
5. *A.M.Garcia*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **100**, 47, 1993.
6. *C.M.Springob, M.P.Haynes, R.Giovanelli et al.*, *Astrophys. J.*, **621**, 215, 2005.
7. *A.Baillard, E.Bertin, V. de Lapparent et al.*, *Astron. Astrophys.*, **532**, A74, 2011.
8. *V.L.Afanasiev, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev*, in "Stellar Dynamics: From Classic to Modern", (Eds. L.P.Ossipkov, I.I.Nikiforov), St. Petersburg: Sobolev Astronomical Institute, 103, 2001.
9. *A.A.Smirnova, A.V.Moiseev, V.L.Afanas'ev*, *Pis'ma v Astron. zh.*, **32**, 577, 2006.
10. *R.C.J.Kennicutt, P.Tamblyn, C.E.Congdon*, *Astrophys. J.*, **435**, 22, 1994.

MULTIWAVELENGTH MONITORING OF BLAZARS PKS 2155-304 AND S5 0716+71

D.ISRAYELIAN

Received 1 June 2022

Accepted 8 August 2022

The study of multiwavelength emission properties of blazar jets has the potential to shed light on the particle acceleration and emission mechanisms taking place in them. The emission of PKS 2155-304 ($z=0.116$) and S5 0716+71 ($z=0.31$) bright blazars in the optical/UV, X-ray and γ -ray bands is investigated by analyzing data from Fermi-LAT, Swift XRT and Swift UVOT telescopes. The multiwavelength light curves of both sources in these bands show multiple peaks when the flux increased substantially. In the optical/UV bands, the flux of both sources increased above $2 \cdot 10^{-10}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The X-ray emission from PKS 2155-304 was characterized by a harder-when-brighter trend, whereas the γ -ray emission from S5 0716+71 showed a moderated trend of softer-when-brighter. The correlation analysis shows a strong correlation between the UV and γ -ray emission of PKS 2155-304, while there is a correlation between the optical/UV and X-ray emission of S5 0716+71. The observed broadband spectral energy distribution of both sources as well as the observed variability and correlations can be accounted for within one-zone synchrotron/synchrotron-self-Compton models.

Keywords: *PKS 2155-304; S5 0716+71; γ -rays; X-rays; blazars*

1. Introduction. Blazars, a special type of active galactic nuclei whose jet makes a small viewing angle to the observer, are among the most powerful long-lived objects. Blazars are the dominant population of extragalactic sources in the γ -ray sky. Blazars are usually sub-divided into flat-spectrum radio quasars (FSRQs) and BL Lac objects. The latter have weak or absent emission lines while FSRQs are characterized with strong emission lines (equivalent width, $EW > 5\text{\AA}$) in their spectra. BL Lac objects are further classified into three subtypes based on the peak frequency of synchrotron emission: high synchrotron peaked BL Lacs (HBL when $\nu_s > 10^{15}$ Hz), intermediate synchrotron peaked BL Lacs (IBL when $10^{14} \text{ Hz} < \nu_s < 10^{15} \text{ Hz}$), or low synchrotron peaked BL Lacs (LBL when $\nu_s < 10^{14} \text{ Hz}$) [1,2].

The spectral energy distribution (SED) of blazars is dominated by the nonthermal emission and consist of two broad components: the first (low-energy component) peaking from far infrared frequencies to X-ray energies and the second (high energy component) peaking at MeV/GeV bands. The emission in the low-energy band is highly polarized [3,4] and this component is believed to be synchrotron radiation from relativistic electrons in the jet. The origin of the second component is still under debate. Most likely, this component is due to inverse

Compton scattering of synchrotron and/or external photons [5,6]. The nature of the external photons depends on the location of the emission region; these can be photons either from the disk or those reprocessed from the broad-line region or those from the infrared torus. However, the hadronic origin of this component, when the emission is due to the interaction of protons, cannot be excluded. This component can be also produced from the interaction of relativistic protons either from their synchrotron emission [7] or from the secondary particles from pion decay [7-11]. In the latter case, the jets of blazars are also sources of very high energy (VHE; >100 GeV) neutrinos [12-21].

The emission from blazar jets ranges across all accessible bands in the electromagnetic spectrum so their multi-wavelength observations are essential for the study of the origin of their emission. Also, the emission from blazars shows variability in all the bands, from radio to VHE γ -ray bands, on timescales ranging from years to only a few minutes. Sometimes (but not always) there is a correlated variability between two bands which indicates that the same process might be responsible for the emission in these bands. Now, the accumulated amount of data permits a detailed variability study in almost all the bands which is crucial for understanding the complex physics of blazars. For example, the MAGIC observation of BL Lac blazar on 15 June 2015 showed a flare with a maximum flux of $(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-10}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ and a halving time as short as 26 ± 8 min [22]. Or in the high energy (HE > 100 MeV) band, the Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT) observations of 3C 279 on 16 June 2015 showed an high-amplitude variability (the γ -ray flux was as high as $\sim 3.6 \cdot 10^{-5}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) when the source flux variability was resolved down to 2-minute binned timescales, with flux doubling times of less than 5 minutes [23]. Similarly, the long-term variability has been extensively investigated also in the radio-optical bands where the data collected over decades are available [24,25].

The multiwavelength variability study of blazars has recently entered a new era. There is a large amount of γ -ray data available from continuous observations of blazars in the HE band by Fermi-LAT. Also Neil Gehrels Swift Observatory [26], (hereafter Swift) performed a large number of observations of single objects. The Swift satellite with three instruments on board - the UV and Optical Telescope (UVOT) [27], the X-Ray Telescope (XRT) [28] sensitive to the 0.3-10.0 keV band, and the Burst Alert Telescope (BAT) [29] sensitive to the 15-150 keV band - is an ideal instrument for simultaneous observation of blazars in the X-ray, Optical, and UV bands. The combination of the data from Swift observations with data from Fermi-LAT in the γ -ray band, will provide a unique possibility to investigate both emission components in the broadband SED of the blazars.

Variability studies in each band are crucial to identify the timescale of flux variability which in its turns allows to constrain the size and location of the

emitting region. At the same time, intra-band variability studies allow to identify correlated or anti-correlated variabilities in different bands which can shed light on the physical processes responsible for multiwavelength emission from blazars. Considering the large number of blazars observed more than 100 times by Swift (see Fig.1 in Giommi, et al. 2021) [30], a tool that automatically downloads and analyzes data from Swift UVOT observations of blazars was developed. This allows to process a large amount of optical/UV data accumulated after the launch of Swift satellite. As an application of the tool, the data from observations of two well-known blazars, PKS 2155-304 and S5 0716+71, was reduced. Also, the X-ray and γ -ray data were analyzed and compared with optical/UV data allowing to investigate variability in different bands and investigate the origin of broad band emission from these sources.

The paper is structured as follows: the optical/UV observations of the sources is presented in Section 2. The X-ray and γ -ray data extraction and analysis are presented in Sections 3 and 4, respectively. The results and interpretations are given in Section 5 and the summary is presented in Section 6.

2. Monitoring of the sources in optical/UV bands. The Swift satellite launched in 2004 is primarily designed for observations of γ -ray bursts. With the three instruments on board (UVOT, XRT and BAT) and a wide energy coverage, Swift is suitable for blazar research. The range observed by Swift defines either the low-energy component or the transition region between the two components or the rising part of the inverse Compton component (depending on the type of blazar), so that these data are particularly important for theoretical modeling.

The Swift UVOT telescope can produce images in each of six filters, namely in V (500-600 nm), B (380-500 nm), U (300-400 nm), W1 (220-400 nm), M2 (200-280 nm) and W2 (180-260 nm). In order to process UVOT data from any blazar observation, a special tool was developed. Providing the name and the coordinates of the source under interest, it accesses the Swift archive, downloads all the existing observations and processes them with the standard procedure. After cleaning and filtering the data, all single observations are reduced by selecting source counts from a circular region of 5" around the source, while selecting the background counts from a 20" region away from the source. Then with the help of *uvotsource* tool it derives the magnitudes which are converted to fluxes using the conversion factors provided by Poole et al. [31] and then corrected for extinction, using the reddening coefficient $E(B - V)$ from the Infrared Science Archive¹. The tool produces the flux measured in each filter in each period for the light curve computation as well as the flux for each frequency for SED

¹ <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

calculations. The tool was extensively tested by analyzing the data from different blazar observations and comparing with the published results.

The developed tool was used to analyze all the Swift UVOT observations of PKS 2155-304 and S5 0716+71. Between 2004-2022, PKS 2155-304 were observed 300 times and S5 0716+71 - 352 times. The light curve of PKS 2155-304 is shown in Fig.1d and 1e, separating the flux in V, B, U and W1, M2 and W2 filters. It shows that during the initial observations (e.g., until MJD

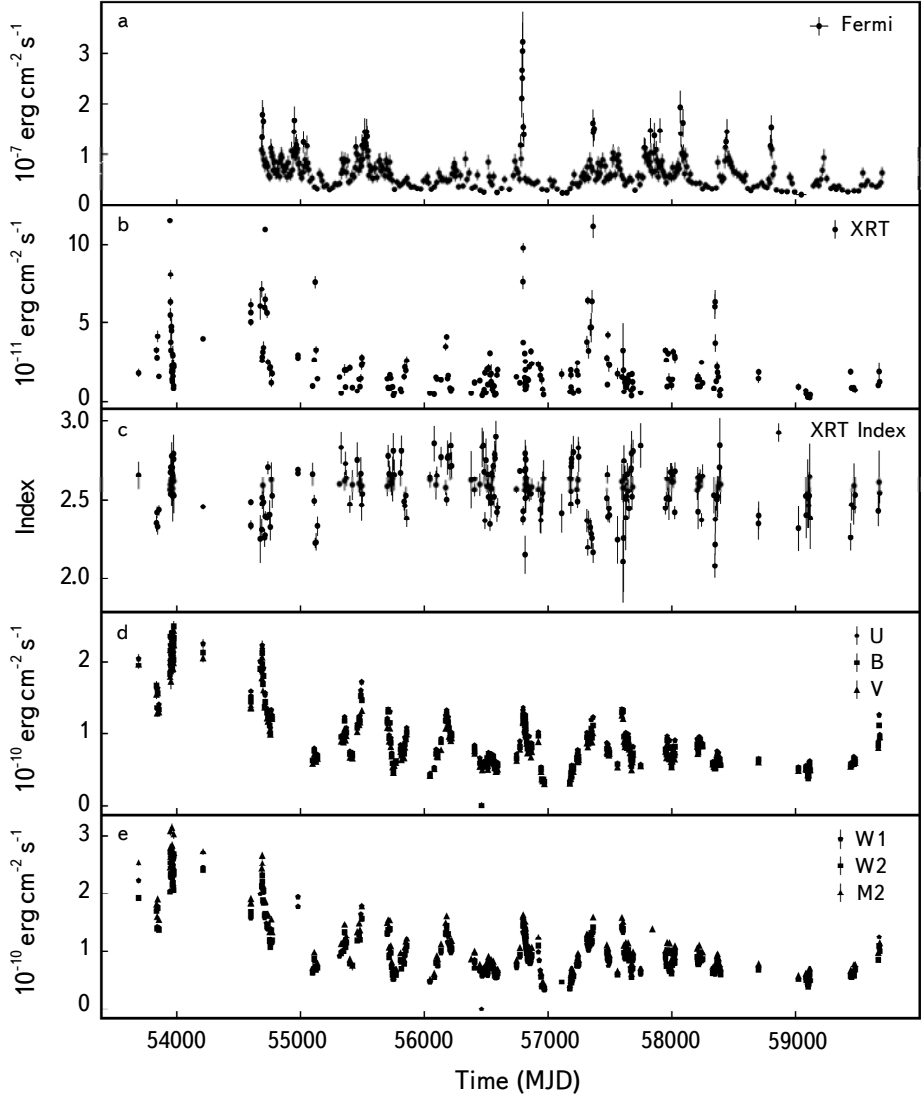


Fig.1. Multiwavelength light curve of PKS 2155-304. a) Adaptively binned γ -ray light curve above MeV. b) X-ray flux estimated in 2.0-10 keV band. c) X-ray photon index. d) Flux in U, B and V bands. e) Flux in W1, W2, and M2 bands.

55000) the source was in an evaluated emission state in all the considered bands. For example, in this period the highest flux of the source was $(3.12 \pm 0.07) \cdot 10^{-10}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ observed on MJD 53960.85 in filter M2. Then the averaged level of source emission in optical/UV bands decreases, but a few times flux variations in all the considered filters are still evident. For example, the flux in M2 band on MJD 56046.13 was $(5.1 \pm 0.11) \cdot 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ which increased to $(1.60 \pm 0.03) \cdot 10^{-10}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ on MJD 56180.67. Such changes in consecutive

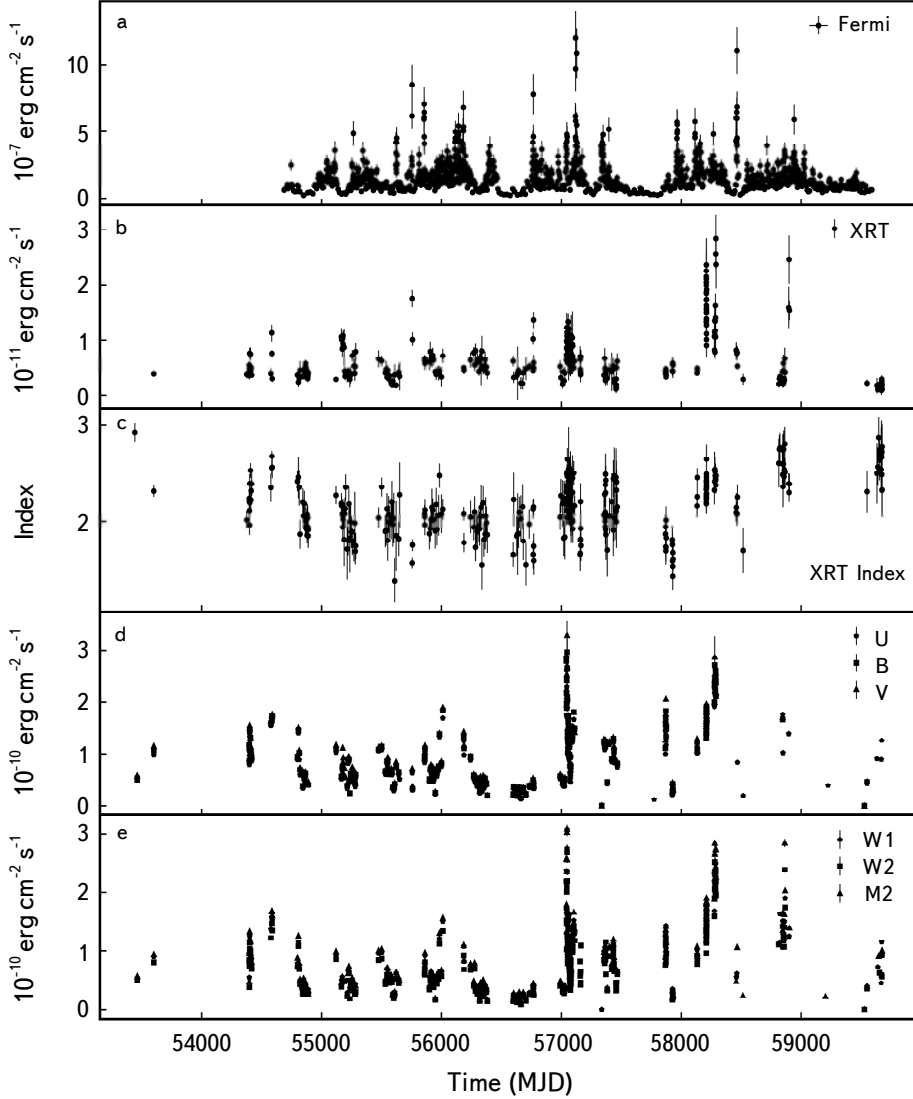


Fig.2. The multiwavelength light curve of S5 0716+71 between 04/08/2008-04/05/2022. From top to bottom: adaptively binned γ -ray light curve (>202.65 MeV), 2.0-10 keV X-ray flux, 0.3-10 keV X-ray photon index, flux in V, B, and U filters and in W1, M2 and W2 filters.

UVOT observations can be identified during all the considered periods, which show that this source has a strongly variable optical/UV emission.

In Fig.2d and 2e, S5 0716+71 light curve in V, B, U and W1, M2 and W2 filters is shown. Two large flaring activities in optical and UV bands are evident. The first active period was observed between MJD 57030-57060 when the flux in almost all filters increased from $\sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ to above $\sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In this period, the highest flux of $(3.28 \pm 0.09) \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ was observed in filter V on MJD 57047.31. The next major flaring activity was observed between MJD 58200-58300 when the flux again increased to above $\sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This source is characterized by variable optical/UV emission, i.e., the flux changes in different Swift observations. Only between MJD 56600-56800 the source was in a relatively quiescent state in the optical/UV bands: during this period, in 14 Swift observations the flux was relatively constant with a value of $\sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

3. *X-ray observations of PKS 2155-304 and S5 0716+71.* Simultaneously with the optical/UV observations, the sources were observed also in the X-ray band with the Swift XRT instrument. For both sources all the data were downloaded from SSDC archive (<https://www.ssdsc.asi.it>) and processed using *Swift_xrtproc* automatic tool for XRT data analysis [30]. The raw data (Level1) were downloaded, reduced, calibrated and cleaned via the XRTPIPELINE script by applying the standard filtering criteria and the latest calibration files of CALDB. The counts were extracted from a circular region of a radius of ~ 20 pixels ($47''$) centered on the source's position, while the background counts are taken from an annular ring centered at the sources. The tool automatically applies also pile-up correction when the sources' count rate was above $0.5 \text{ counts s}^{-1}$. Then it loads the ungrouped data in XSPEC (version 12.11) for spectral fitting using Cash statistics [32], modeling the source spectrum as a power-law and a log-parabola model taking the Galactic absorption column density from N_H HEASARC tool (<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>) [33-35].

The X-ray flux and photon index variation of PKS 2155-304 are shown in Fig.1b and 1c. In the X-ray band, there are several observations when the flux in the 2.0-10 keV band substantially increased. In the low (average) state the flux is around $(0.2-1.0) \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ while in the flaring state it increases to $> 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (e.g., in observations on MJD 53945.04, 54714.16, 57363.93). The X-ray photon index varies in time as well, on average the source is characterized with a soft photon index ($\Gamma_X \approx 2.5$) but from time to time it hardens ($\Gamma_X < 2.5$). It is interesting to note that around the flares on MJD 57363.93 and MJD 58350.03 when the X-ray flux increased correspondingly to $(1.11 \pm 0.07) \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $(6.32 \pm 0.74) \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, the X-ray photon index was $\Gamma_X = 2.16 \pm 0.06$ and $\Gamma_X = 2.21 \pm 0.07$, respectively. This is unusual for

PKS 2155-304 and it most likely corresponds to the transition region between the synchrotron and inverse Compton components.

In the X-ray band, S5 0716+71 shows several flaring periods as well. There can be identified at least three large flaring activities in Fig.2b: the first two between MJD 58140-58460 and the third one around MJD 58900 (in several other periods the X-ray flux increases as well but with smaller amplitudes). The highest flux of the source $(2.84 \pm 0.45) \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ was observed on MJD 58288.68 which 11.36 times exceeds the X-ray flux in the average/low state $(\sim 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$. The photon index variation is evident from Fig.2d, it varies around $\Gamma_X = 2.0$, sometimes showing harder spectra ($\Gamma_X < 2.0$) but sometimes also soft spectra were observed ($\Gamma_X > 2.2$). The softest index of $\Gamma_X = 2.86 \pm 0.2$ was observed on MJD 59646.43 while the hardest one was $\Gamma_X = 0.96 \pm 0.66$ observed on MJD 55608.93.

4. *γ -ray observations and data analysis.* Fermi-LAT on board the Fermi Gamma-ray Space Telescope is a pair-conversion telescope sensitive to γ -rays in the energy band from 20 MeV to 500 GeV. By default, being in the scanning mode, it observes the entire sky every ~ 3 hours, providing a continuous view of the γ -ray emission from Galactic and extragalactic sources. The details on the Fermi-LAT instrument are given in Atwood et al. 2009 [36].

In this paper, the Fermi-LAT data accumulated during 2008-2022 (MET 239557417-673371821) from the observations of PKS 2155-304 and S5 0716+71 are considered. The data were processed with the standard Fermi ScienceTools version 1.2.1. The Pass 8 (P8R3) Fermi-LAT events with a higher probability of being photons (*evclass* = 128, *evtype* = 3) were analyzed using the *P8R3_SOURCE_V3* instrument response function. The events in the energy range from 100 MeV to 500 GeV were downloaded from a 12° region centered on the γ -ray position of PKS 2155-304 (RA = 329.71 and Dec = -30.22) and S5 0716+71 (RA = 110.49 and Dec = 71.34). With *gtselect* tool A zenith angle cut smaller than 90° is applied to reduce contamination by photons from Earth's atmosphere while the good time intervals are selected with *gtmktime* tool using the filter expression (*DATAQUAL* > 0) and (*LAT CONFIG* = 1). With *gtbins* tool the photons are binned into $16^\circ.9 \times 16^\circ.9$ square region into pixels of $0^\circ.1 \times 0^\circ.1$ and into 37 equal logarithmically spaced energy bins. Then, with the help of *gtlike* tool, a standard binned maximum likelihood analysis is performed. The fitting model includes diffuse and isotropic backgrounds, which were modeled with standard *gll_iem_v07* and *iso_P8R3_SOURCE_V3_v1* models and γ -ray sources within the region of interest. The model was created using the Fermi-LAT fourth source catalog Data Release 3 (4FGL-DR3) [37] where all sources within 17° around the target are included. The spectral parameters of the background sources

which are between 12° and $12^\circ + 5^\circ$ were fixed to their catalog values, while the normalization and spectral parameters of the other sources were left free.

After optimizing the free parameters in the model, the source variability is investigated by estimating the flux (light curve) in shorter intervals by applying unbinned likelihood analysis. The light curve was calculated with the help of an adaptive binning method. When calculating the light curve with fixed time bins (e.g., a day or several days), the long bins will smooth out the fast variation, whereas the short bins might instead result in many upper limits, preventing the variability studies. In the adaptive binning method, the bin width is adjusted by requiring a constant relative flux uncertainty, which produces longer time intervals during lower flux levels and narrower bins when the source is in a high state. This method has been proven to be very efficient in identifying flaring activities [38-43].

The light curve of PKS 2155-304 computed above the optimal energy of 274.38 MeV is shown in Fig.1a. It shows that in several occasions the source flux increased several times (3-5 times), but the major γ -ray flare was observed between MJD 56770-56800 when within 37 days the flux increased from $(5.08 \pm 0.9) \cdot 10^{-8}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ to $(3.24 \pm 0.59) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. The highest flux of $(3.24 \pm 0.59) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ above 274.38 MeV was observed on MJD 56795 within 15.86 minutes which is the highest γ -ray flux of PKS 2155-304 since the launch of Fermi-LAT. It is interesting that during this flaring event also the photon index hardened, namely when the high fluxes of $(3.24 \pm 0.59) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ and $(3.04 \pm 0.56) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ were observed on MJD 56795 and 56794, respectively, the γ -ray photon index was 1.64 ± 0.12 and 1.53 ± 0.11 , respectively. It shows that during this flare the γ -ray spectrum hardens, shifting the peak to higher energies.

A similar adaptive light curve of S5 0716+71 computed above 202.65 MeV is shown in Fig.2a. As compared with PKS 2155-304, this source shows several prolonged γ -ray flaring periods. The γ -ray flux of sources in the low states (e.g., between MJD 57570-57840) is around $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. The maximum γ -ray flux of $(2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ was observed on MJD 57118.61 which exceeds the flux at low states by nearly 66 times. The mean photon index in the γ -ray band is $\Gamma_{\text{mean}} = 2.05$ which corresponds to a flat spectrum in νF_ν representation, but a hard index of $\Gamma_\gamma = 1.59 \pm 0.10$ was occasionally observed on MJD 56079 and a soft index of $\Gamma_\gamma = 2.63 \pm 0.23$ was observed on MJD 59356.1. In total, during nearly fourteen years of observations of S5 0716+71, there are 16 periods when the γ -ray photon index was $\Gamma_\gamma < 1.7$.

5. Results and interpretation. The multiwavelength data collected from blazar observations is the key to the understanding of the origin of the complex

processes taking place in relativistic jets. In this paper, the multiwavelength emission from two blazars, PKS 2155-304 and S5 0716+71, was comprehensively investigated by analyzing the Swift UVOT, Swift XRT and Fermi-LAT data accumulated in the past fourteen years. PKS 2155-304 at a redshift of $z=0.116$ is one of the brightest HBL type objects in the Southern Hemisphere. It is an object very luminous in the UV to VHE γ -ray bands and has an almost featureless continuum from radio to X-ray energies as in most of the other BL Lac objects. Its multiwavelength emission observed for already more than 40 years is strongly variable in almost all bands. In radio bands, this source was discovered as part of the Parkes survey [44] and was discovered as an X-ray source by the HEAO 1 X-ray satellite [45]. In the γ -ray band, the source was initially observed by EGRET [46] and it was one of the first blazars observed in the VHE γ -ray band [47]. S5 0716+71 with a redshift of $z=0.31 \pm 0.08$ [48] is another well-studied BL Lac bright in all bands. It shows extreme variability (e.g., in the X-ray band) and a prominent jet component, and it is a strong γ -ray source. The long-term monitoring of S5 0716+71 in the radio and optical bands reveals the presence of quasi-periods. The optical data accumulated during 1994-2001 indicated a period of about 3.3 years. Instead, the radio data at frequencies from 4.8 to 36.8 GHz indicate the presence of a period of 8 years [49]. The MAGIC observations in the VHE γ -ray band show that this source underwent an impressive outburst in January 2015 (Phase A), followed by minor activity in February (Phase B) [50]. During this flaring period the source flux increased from $(4.1 \pm 1.1) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ to $(8.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ above 150 GeV.

5.1. Photon index versus flux variation. The data available in the X-ray and γ -ray bands allows to investigate the variation of the flux as compared with the photon index. The spectral evolution observed in the photon-index-flux plane contains important information about the dynamics of the source and provides an insight into the processes responsible for the particle acceleration and cooling. As it has been shown in Kirk et al. [51], depending on the relation between the variability, acceleration and cooling timescales, a harder-when-brighter or softer-when-brighter trend will be observed in the photon index versus the flux plane. The γ -ray photon index of PKS 2155-304 versus the photon index is shown in Fig.3a, b, considering the entire period of Fermi-LAT observations and selecting only the period around the large flare (between MJD 56720-56850). When the entire observational period is considered with diverse properties (Fig.3b), it is hard to see any trend. In fact, applying linear-Pearson correlation test yields $r_p = 0.02$ and $p = 0.71$. Similar values estimated for the flaring period yields $r_p = 0.35$ and $p = 0.36$. This shows that there is no correlation between the flux and photon index, i.e., the flux and photon index are independent. On the

contrary, when considering all Swift XRT observations (Fig.3c), there is a clear indication of the harder when brighter trend. The linear-Pearson correlation test results in $r_p = -0.55$ and $p < 10^{-5}$ which shows a negative correlation between the flux and photon index, i.e., as the flux increases, the photon index decreases (hardens). Such a relation between the flux and photon index is expected when the accelerated HE electrons are cooling down, Kirk et al. [51]. When considering only the flaring period (Fig.3d), although there is a hint of a harder-when-brighter trend, the data are not enough for a statistically significant claim ($r_p = -0.28$ and $p = 0.12$).

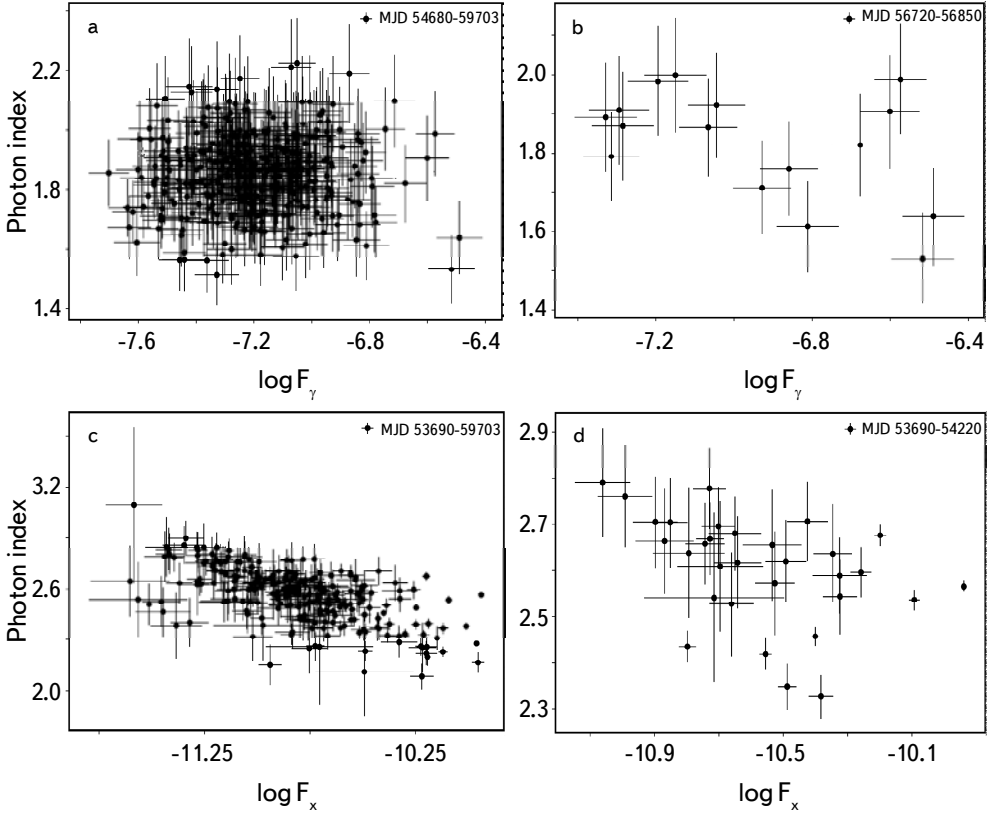


Fig.3. PKS 2155-304 γ -ray flux versus photon index variation during the whole considered period (a) and during the flare between MJD 56720-56850 (b). PKS 2155-304 X-ray flux and photon index variation for all Swift XRT observations (c) and during the flare between MJD 53690-54220 (d).

The blazar S5 0716+71 shows different flaring activities as compared with PKS 2155-304. Although there are large flaring activities in the X-ray band (MJD 58130-58460), no significant correlation between the flux and photon index is observed (Fig.4c, d). There is a hint of harder-when-brighter trend during the

X-ray flaring period (Fig.4d) but the linear-Pearson correlation test yields $r_p = -0.22$ and $p = 0.13$. Instead, in the γ -ray band, for the entire and flaring periods, $r_p = 0.25$ and $p < 10^{-5}$ and $r_p = 0.27$ and $p = 7.4 \cdot 10^{-5}$, respectively, which show moderate softer-when-brighter trend. This shows that when the flux increases, the photon index softens. Such photon index variation is not very common for blazars but has been occasionally observed (e.g., [30,52-54]). This shows that the PKS 2155-304 and S5 0716+71 flares observed in the X-ray and γ -ray bands are different by their nature and are caused by different processes.

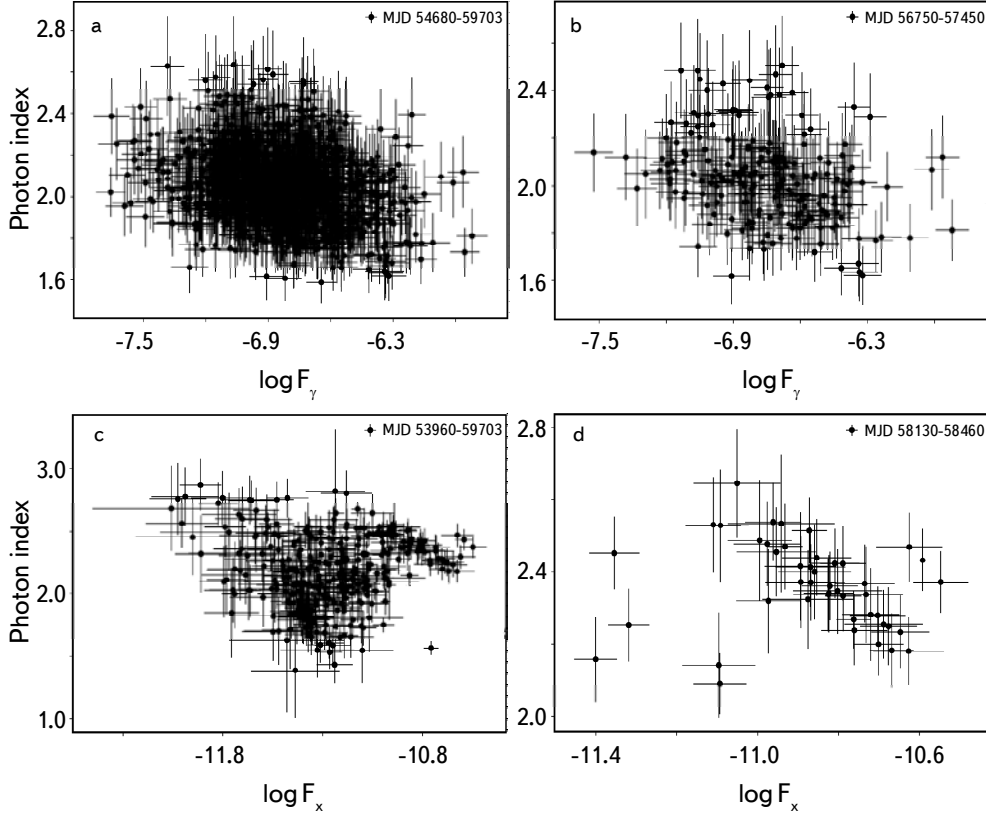


Fig.4. The variation of S5 0716+71 γ -ray flux versus photon index for the entire period (a) and flaring period during MJD 56750-57450 (b). Swift XRT measured photon index flux variation for all Swift XRT observations (c) and during the flare between MJD 58130-58460 (d).

5.2. Correlation studies. As the multiwavelength light curves in Fig.1 and 2 shows, there seem to be contemporaneous changes in the flux in different bands. In order to test whether or not the emission in different bands are varying contemporaneously, i.e., whether the emission in different bands are related, a Spearman correlation test was applied. The possible correlation was investigated

Table 1

RESULTS OF THE CORRELATION STUDY BETWEEN THE
EMISSION IN DIFFERENT BANDS

		PKS 2155-304		S5 0716+71	
Band-1	Band-2	Spearman coeff.	p -value	Spearman coeff.	p -value
Optical	X-ray	0.6	1.3e-22	0.7	3e-44
UV	X-ray	0.6	3.5e-30	0.7	1.3e-46
Optical	γ -ray	0.7	5.4e-18	0.6	4.8e-18
UV	γ -ray	0.8	3.6e-19	0.7	1.3e-18
X-ray	γ -ray	0.5	6.1e-8	0.5	2.4e-12

by computing the correlation rank between the emission in different bands, i.e., computing Spearman correlation coefficient ρ . In order to perform an as general as possible test, the correlation between the emission in the X-ray and γ -ray bands, X-ray and optical/UV bands, γ -ray and optical/UV bands was investigated. When comparing the γ -ray flux with the other bands, the γ -ray periods computed by the adaptive binning method can contain several Swift observations. In this case, the mean of all observations is considered, but a check that the mean value does not significantly differ from the individual estimates in that bin was performed.

The results from the Spearman correlation analysis are given in Table 1 for each two bands providing the coefficient and probability. The results reported in Table 1 show that the null hypothesis that there is no correlation can be rejected in all cases. However, there is no strong correlation between the emissions in different bands. The correlation between the X-ray and γ -ray fluxes of PKS 2155-304 is shown in Fig.5a. There is a weak correlation in these two bands with $\rho = 0.5$. For example, when the highest X-ray flux of $(2.29 \pm 0.1) \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ was observed, the source was bright in the γ -ray band with a flux of $(1.43 \pm 0.27) \cdot 10^{-7} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. For PKS 2155-304, the strongest correlation is found for UV and γ -ray bands, $\rho = 0.8$ (Fig.5b). There is also a milder correlation between the source emission in X-ray and optical bands with $\rho = 0.6$ (Fig.5c).

For S5 0716+71, there is again a weak correlation between the emission in the X-ray and γ -ray bands with $\rho = 0.5$ (Fig.5d). This is because the emission in the X-ray band corresponds to the highest tail of the synchrotron emission, while the emission in the γ -ray band corresponds to the peak of the inverse Compton component. Since the emission comes from electrons of different energy, it is natural to expect a time lag between the emission in these two bands. For this source, the correlation is almost at the same level for the optical/UV vs X-ray and optical/UV vs γ -ray bands (Fig.5e and f)).

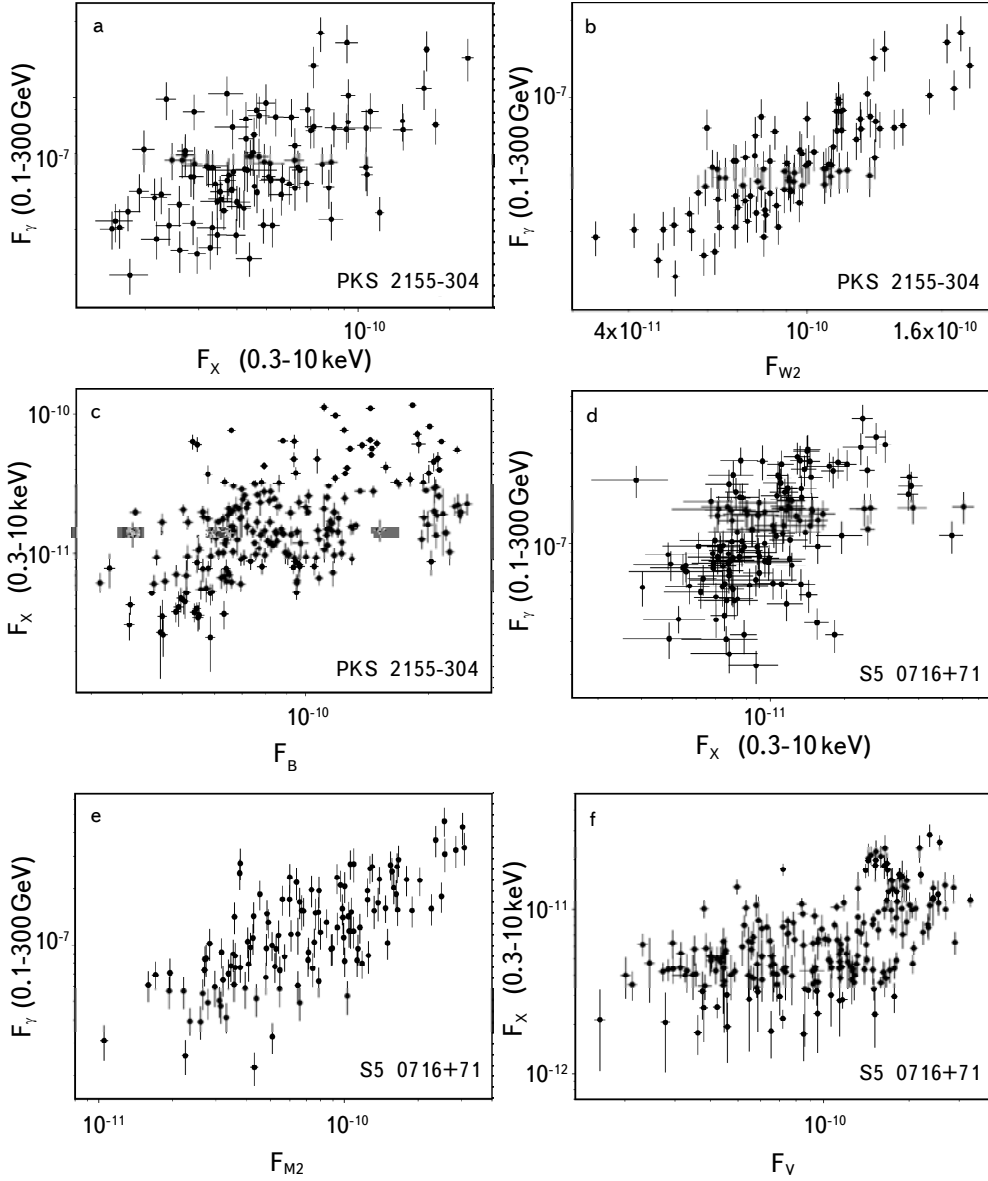


Fig.5. The scatter plot of the flux in different bands.

5.3. Multiwavelength SEDs. The available data allows to investigate the broadband spectrum of both sources from radio to VHE γ -ray bands. The variability observed in different bands allows to build the SEDs in different periods and thus to investigate the variability in the energy domain as well. The archival

data for both sources were downloaded from SSDC science data archive² and are plotted together with the data analyzed in this paper (optical/UV, X-ray and γ -ray bands).

The multiwavelength SED of PKS 2155-304 is shown in Fig.6a. The archival data are shown in gray and the optical/UV, X-ray and γ -ray data observed during the multiwavelength flare of the source during MJD 56714 - 56903 are in black color. On the average state the peak of the synchrotron component is at $\sim 10^{16}$ Hz which does not change during the optical/UV flare of the source. It is interesting that the optical/UV flux has increased by a factor of nearly 10, but the peak of the synchrotron component is unchanged. The variability in the X-ray band is even at higher amplitudes, and the historical X-ray flux changes by a factor of 100. The same high amplitude variability can be seen also in the HE γ -ray band. When comparing the flux in the HE and VHE γ -ray bands it is necessary to take into account the strong absorption of GeV/TeV photons through interaction with extragalactic background light (EBL) photons. This means that the rising shape in the MeV/GeV band, which implies that the peak of the inverse Compton component is around $\sim 10^{26}$ - 10^{27} Hz, will exponentially decrease at higher energies, being in agreement with the observed GeV/TeV data.

In the optical/UV band, the variability of S5 0716+71 (Fig.6b) is even more extreme when the lowest and highest fluxes differ almost by a factor of 100. In this case, the optical/UV data with a decreasing shape are defining the decay of the synchrotron component, while for PKS 2155-304 these data correspond to the rising part of the synchrotron component. For S5 0716+71, also a high-amplitude variability is observed in the X-ray and γ -ray bands. Given the large

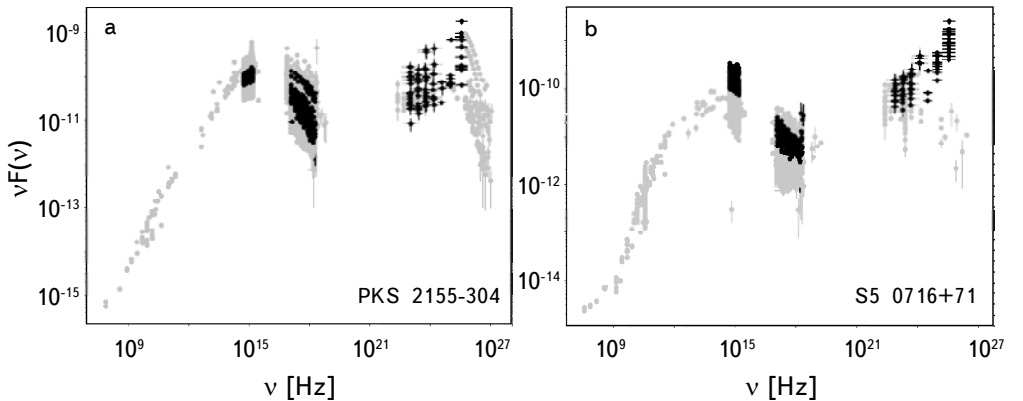


Fig.6. The multiwavelength SEDs of PKS 2155-304 (a) and S5 0716+71 (b) during the considered period.

² <https://www.ssdsc.asi.it>

red shift of S5 0716+71, the EBL absorption is even stronger for this source, which can explain the large difference between the Fermi spectrum (although not contemporaneous) and MAGIC measurements (three VHE γ -ray points).

The SEDs of PKS 2155-304 and S5 0716+71 can be modeled by synchrotron/synchrotron self-Compton (SSC) model [55,56]. In this scenario, the energetic electrons confined in a compact emitting region in a randomly oriented magnetic field emit via synchrotron radiation which explains the first peak in the SED while the second peak is due to inverse Compton scattering of the same synchrotron photons. The observed flux increase in the optical/UV bands can be either due to variations in the injected plasma (particles) or due to the change of the magnetic field, as the synchrotron luminosity depends on the product of N_e (distribution of electrons) and B^2 . If there is an injection of new electrons in the emitting region (e.g., due to re-acceleration) or the magnetic field increases in the emitting region (e.g., due to the change of particle density), the synchrotron luminosity will increase, appearing as a flare in the radio-optical/UV-X-ray bands. Moreover, in this interpretation the available X-ray data can be used to limit the maximum energy of accelerated particles.

The difference in the variability in the optical/UV and X-ray bands can be naturally explained by a simple consideration of particle acceleration and cooling. The X-ray emission is produced from the highest energy electrons which have shorter cooling time (the electron cooling time is inverse proportional to the electron energy, $t_{cool} \sim 1/E_e$), while in the same magnetic field the optical/UV emission is from electrons that have lower energy and thus a longer cooling time. So, when there are new electrons injected in the emitting region, the emission in the X-ray band will vary with an amplitude higher than is seen in Fig.6.

6. Summary. The results of the PKS 2155-304 and S5 0716+71 observations in the UV/optical, X-ray and γ -ray bands are reported. The multiwavelength monitoring of blazars is a unique tool to infer the physical processes dominating in the relativistic jets. These two blazars show prominent flares in the optical/UV bands, but it is shown that the flux substantially varies also in other bands. With the increase of the X-ray flux of PKS 2155-304, the photon index hardens, showing a harder-when-brighter trend. Instead, a moderate softer-when-brighter trend is observed in the γ -ray band for S5 0716+71. Generally, both sources show high-amplitude flares in the γ -ray band; the maximum γ -ray luminosity of PKS 2155-304 is $L_\gamma = 1.35 \cdot 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ while it is $L_\gamma = 2.13 \cdot 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ for S5 0716+71.

The correlation analysis shows that there is a strong correlation for PKS 2155-304 emission in the UV and γ -ray bands with Spearman coefficient of $\rho = 0.8$. This suggests a common origin of the emission in these bands, i.e., the emission

in these bands is produced by the same electrons. In particular, most likely the UV emission comes from the synchrotron emission from the same electrons that are emitting also in the γ -ray band. This interpretation is even stronger when considering that UV emission defines the rising part of the synchrotron spectrum, as the γ -ray band corresponds to the rising part of the SSC component. In the case of S5 0716+71, as the synchrotron component peaks at lower frequencies, the optical/UV and X-ray bands are defining the high-energy tail of the synchrotron component, so these bands are not correlated with the γ -ray band which again corresponds to the rising part of the SSC component. Instead, as expected, the correlation between the optical/UV and X-ray bands is stronger with $\rho = 0.8$.

Acknowledgements. I would like to thank N.Sahakyan for helpful discussions and constructive suggestions. This work was supported by the Science Committee of RA, in the frames of the research project No 20TTCG-1C015. This work was made possible in part by a research grant from the Yervant Terzian Armenian National Science and Education Fund (ANSEF) based in New York, USA.

ICRANet Armenia Marshall Baghramian Avenue 24a, 0019 Yerevan,
Armenia, e-mail: davidisrayelyan@gmail.com

МНОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЛАЗАРОВ PKS 2155-304 И S5 0716+71

Д.ИСПРАЕЛЯН

Изучение многоволновых эмиссионных свойств блазарных струй позволяет пролить свет на механизмы ускорения частиц и эмиссии, происходящие в них. Излучение ярких блазаров PKS 2155-304 ($z=0.116$) и S5 0716+71 ($z=0.31$) в оптическом/УФ, рентгеновском и γ -диапазонах исследовано путем анализа данных телескопов Fermi-LAT, Swift XRT и Swift UVOT. Многоволновые кривые блеска обоих источников в этих диапазонах показывают множественные пики при значительном увеличении потока. В оптическом/УФ-диапазонах поток обоих источников возрастал выше $2 \cdot 10^{-10}$ эрг см⁻² с⁻¹. Рентгеновское излучение PKS 2155-304 характеризовалось тенденцией "жестче, когда ярче", тогда как γ -излучение S5 0716+71 показало умеренную тенденцию "мягче, когда ярче". Корреляционный анализ показывает сильную корреляцию между УФ- и γ -излучением PKS 2155-304, в то время как существует корреляция

между оптическим/УФ- и рентгеновским излучением S5 0716+71. Наблюдаемое широкополосное спектральное распределение энергии обоих источников, а также наблюдаемая изменчивость и корреляции могут быть объяснены в рамках моделей однозонного синхротрона/синхротрона-самокомптона.

Ключевые слова: *PKS 2155-304: S5 0716+71: гамма излучение: рентгеновское излучение: блазары*

REFERENCES

1. C.M.Urry, P.Padovani, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 803, 1995.
2. A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al., Astrophys. J., **710**, 810, 2010.
3. J.R.P.Angel, H.S.Stockman, Ann. Rev. Astron., **18**, 321, 1980.
4. A.R.G.Mead, K.R.Ballard et al., Astron. Astrophys., **83**, 183, 1990.
5. C.D.Derner, R.Schlickeiser, A.Mastichiadis, Astron. Astrophys., **256**, L27, 1992.
6. M.Sikora, M.Begelman, M.Rees, Astrophys. J., **421**, 153, 1994.
7. A.Mucke, R.Protheroe, Astroparticle Physics, **15**, 121, 2001.
8. K.Mannheim, Astron. Astrophys., **269**, 67, 1993.
9. K.Mannheim, P.L.Biermann, Astron. Astrophys., **221**, 211, 1989.
10. A.Mucke, R.Protheroe, R.Engel et al., Astroparticle Physics, **18**, 593, 2003.
11. M.Böttcher, A.Reimer, K.Sweeney et al., Astrophys. J., **54**, 768, 2013.
12. S.Ansoldi, L.A.Antonelli, C.Arcaro et al., Astrophys. J., **863**, L10, 2018.
13. A.Keivani, K.Murase, M.Petropoulou et al., Astrophys. J., **864**, 16, 2018.
14. K.Murase, F.Oikonomou, M.Petropoulou, Astrophys. J., **865**, 124, 2018.
15. P.Padovani, P.Giommi, E.Resconi et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **480**, 192, 2018.
16. N.Sahakyan, Astrophys. J., **866**, 109, 2018.
17. C.Righi, F.Tavecchio, L.Pacciani, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **484**, 2067, 2019.
18. M.Cerruti, A.Zech, C.Boisson, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **483**, L12, 2019.
19. N.Sahakyan, Astron. Astrophys., **622**, A144, 2019.
20. S.Gao, A.Fedynitch, W.Winter et al., Nat. Astron., **3**, 88, 2019.
21. S.Gasparyan, D.Begue, N.Sahakyan, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **509**, 2102, 2022.
22. MAGIC Collaboration, Astron. Astrophys., **623**, A175, 2019.
23. M.Ackermann, Astrophys. J., **824**, L20, 2016.
24. T.Hovatta, M.Tornikoski, M.Lainela et al., Astron. Astrophys., **469**, 899, 2007.
25. M.Villata, C.M.Raiteri, H.D.Aller et al., Astron. Astrophys., **424**, 497, 2004.
26. N.Gehrels, G.Chinacarini, P.Giommi et al., Astrophys. J., **611**, 1005, 2004.
27. P.W.A.Roming, T.E.Kennedy, K.O.Mason et al., Space Sci. Rev., **120**, 95, 2005.
28. D.N.Burrows, J.E.Hill, J.A.Nousek et al., Space Sci. Rev., **120**, 165, 2005.

29. *S.D.Barthelmy, L.M.Barbier, J.R.Cummings et al.*, Space Sci. Rev., **120**, 143, 2005.
30. *P.Giommi, M.Perri, M.Capalbi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **507**, 5690, 2021.
31. *T.Poole, A.Breeveld, M.Page et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **383**, 627, 2008.
32. *W.Cash*, Astrophys. J., **228**, 939, 1979.
33. HI4PI Collaboration, Astron. Astrophys., **594**, A116, 2016.
34. *P.M.W.Kalberla, W.B.Burton, D.Hartman et al.*, Astron. Astrophys., **440**, 775, 2005.
35. *J.M.Dickey, F.J.Lockman*, Ann. Rev. Astron., **28**, 215, 1990.
36. *W.B.Atwood, A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **697**, 1071, 2009.
37. *M.Ajello, R.Angioni, M.Axelsson et al.*, Astrophys. J., **892**, 105, 2020.
38. *S.Gasparyan, N.Sahakyan, V.Baghmanyan et al.*, Astrophys. J., **863**, 114, 2018.
39. *N.Sahakyan, V.Baghmanyan, D.Zargaryan*, Astron. Astrophys., **614**, A6, 2018.
40. *D.Zargaryan, S.Gasparyan, V.Baghmanyan et al.*, Astron. Astrophys., **608**, A37, 2017.
41. *V.Baghmanyan, S.Gasparyan, N.Sahakyan*, Astrophys. J., **848**, 111, 2017.
42. *R.J.Britto, E.Bottacini, B.Lott et al.*, Astrophys. J., **830**, 162, 2016.
43. *B.Rani, T.P.Krichbaun, L.Fuhrmann et al.*, Astron. Astrophys., **552**, A11, 2013.
44. *A.J.Shimmings, J.G.Bolton*, AuJPA, **32**, 1, 1974.
45. *D.A.Schwartz, R.E.Doxsey, R.E.Griffiths et al.*, Astrophys. J. Lett., **229**, L53, 1979.
46. *W.T.Vestrand*, Astrophys. J. Lett., **454**, L93, 1995.
47. *O.Chadwick, L.Derry, P.Vitousek et al.*, Nature, **397**, 491, 1999.
48. *K.Nilsson, T.Pursimo, A.Sillanpää et al.*, Astron. Astrophys., **487**, L29, 2008.
49. *V.S.Bychkova, A.E.Vol'vach, N.S.Kardashev et al.*, Astron. Rep., **59**, 851, 2015.
50. MAGIC Collaboration, Astron. Astrophys., **619**, A45, 2018.
51. *J.G.Kirk, F.M.Rieger, A.Mastichiadis*, Astron. Astrophys., **333**, 452, 1998.
52. *N.Sahakyan, P.Giommi*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **513**, 4645, 2022.
53. *B.Kapanadze, S.Vercellone, P.Romano et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **480**, 407, 2018.
54. *S.Komossa, D.Grupe, M.L.Parker et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **504**, 5575, 2021.
55. *S.D.Bloom, A.P.Marscher*, Astrophys. J., **461**, 657, 1996.
56. *G.Ghisellini, L.Maraschi, A.Treves*, Astron. Astrophys., **146**, 204, 1985.

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-333

ЭМИССИОННЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК СО СВЕРХМАССИВНЫМИ ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ ПРИ $z > 6$

Е.О.ВАСИЛЬЕВ^{1,2}, Ю.А.ЩЕКИНОВ¹, Б.Б.НАТХ³,

Поступила 4 мая 2022

Массы сверхмассивных черных дыр и содержащих их ("родительских") галактик связаны соотношением, которое можно приближенно записать в виде $M_{BH} \sim 0.002 M_*$. Это указывает на их тесное взаимодействие в процессе совместной эволюции. Однако, большой разброс наблюдаемых масс вокруг этой пропорциональности, и особенно, обнаруженное в последние годы, на порядок большее значение этого отношения масс в ранней Вселенной ($z > 6$), указывает на то, что характер их взаимодействия может претерпевать значительные вариации в ходе эволюции. Это обстоятельство требует уверенного наблюдательного определения соотношений между массами черных дыр, звездных населений и межзвездного газа в галактиках на больших красных смещениях в тех случаях, когда они не могут быть определены прямыми наблюдениями. В работе предлагается простое описание, иллюстрирующее такую возможность. Рассматриваются особенности спектров галактик, содержащих растущие черные дыры и формирующееся звездное население. На совокупности моделей с вариацией масс черной дыры, звездного населения и межзвездного газа продемонстрирована возможность находить соотношения между их массами, используя многоволновые спектры: дальний инфракрасный, субмиллиметровый и рентгеновский.

Ключевые слова: *галактики: сверхмассивные черные дыры: межзвездная среда: межзвездная пыль: экстинкция*

1. *Введение.* В последнее время становится понятным, что практически все галактики в локальной Вселенной ($z < 1$) содержат в своих центрах сверхмассивные черные дыры (СМЧД). Более того, их массы M_{BH} коррелируют с массами звездных населений родительских галактик M_* , что указывает на их тесное взаимодействие на протяжении всей эволюции [1-5]. Эта корреляция часто выражается в виде: $M_{BH}/M_* \sim 0.002$ (см. рис.10 в [6]. Вместе с тем, большой разброс значений (около порядка величины, см. рис.9b в [5]) приводит к выводу о том, что несмотря на существование тесной связи между M_{BH} и M_* , ее, по-видимому, нельзя представить в виде простой пропорциональности [5]. Анализ дисперсий скоростей звезд σ в центрах галактик, содержащих СМЧД, привел к выводу, что связь между M_{BH} и σ оказывается более тесной, чем между массами СМЧД и звезд галактики [4,7,8]. Это может указывать на то, что рост черной дыры (ЧД) в центральных частях галактик определяется скорее гравитационным взаимодействием, нежели влиянием ионизирующего излучения звезд на процесс аккреции газа на ЧД и,

наоборот - излучения ЧД на сжатие межзвездных облаков и рождение звезд. Однако, учитывая наблюдательные неопределенности, "распутывание" взаимосвязей в процессе совместной эволюции галактик и их центральных СМЧД представляет собой непростую задачу.

Проблема корреляции $M_{BH} - M_*$ становится более острой, если принять во внимание данные для галактик на больших красных смещениях $z \geq 6$. Наблюдения в линии [CII] $158 \mu m$ в ряде квазаров с $z \geq 6$ привели к выводу о том, что отношение M_{BH}/M_* в эти эпохи эволюции Вселенной более чем на порядок величины превышает значение для локальной Вселенной [9,10]. В то время, как в локальной Вселенной $\langle M_{BH}/M_* \rangle \geq 0.002$ (см. левую панель рис.10 в [6]), в эпохи с $z \geq 6$ эта величина, измеренная по сильным ($S/N \geq 10$) линиям [CII], составляет $\langle M_{BH}/M_{dyn} \rangle \geq 0.02$ (см. рис.12 в статье [10]).

Нельзя исключить того, что это обстоятельство в какой-то мере может быть обусловлено наблюдательной селекцией, связанной с тем, что в обзоры объектов на больших красных смещениях попадают преимущественно галактики с наиболее яркими и массивными ЧД. Такая возможность обсуждалась в ряде работ [9,11-13]. Однако, видимо, физические причины, связанные с взаимовлиянием формирующихся СМЧД и звездных населений в ходе эволюции галактик, также могут существенно изменять соотношение $M_{BH} - M_*$. В этом случае возможность наблюдательной диагностики различных этапов совместной эволюции галактики и ее центральной сверхмассивной дыры представляется чрезвычайно важной.

Один из предложенных сценариев предполагает зародыш СМЧД со "звездной" массой $\sim 100 M_\odot$ - остаток массивной звезды поколения III (PopIII) [14-18]. В другом сценарии более массивный зародыш с массой $M \sim 10^5 M_\odot$ возникает предположительно в результате прямого коллапса [19-22]. В обоих случаях звездное население остается, по-видимому, слабо развитым в том смысле, что основным источником ионизирующего и нагревающего излучения для межзвездного газа оказывается растущая СМЧД [23]. Линейчатый спектр таких галактик с растущими массивными черными дырами в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне чувствителен к источникам ионизирующего излучения, что допускает принципиальную возможность их идентификации и изучения с помощью JWST (James Webb Space Telescope - телескоп им. Дж. Вэба).

В настоящей работе мы обсуждаем возможность выявления соотношений между звездным населением галактики, ее центральной СМЧД и галактического межзвездного газа по их суммарному спектру. С этой целью мы исследуем зависимость спектральных особенностей в рентгеновской, оптической и инфракрасной частях спектра от масс этих объектов. Чтобы ограничить число свободных параметров задачи, мы избегаем обсуждения эволюционных

сценариев, ограничиваясь только рассмотрением зависимости спектральных распределений энергии от вкладов звездного населения и центральной СМЧД. Мы рассматриваем набор моделей с вариацией масс СМЧД, звездного населения и окружающего их газа, *не связывая их эволюционными соотношениями*. Основываясь на этом, мы исследуем далее, как такие вариации влияют на детали их комбинированного спектра, что дает возможность выявить отдельные вклады от каждого из источников при различных соотношениях их масс и светимостей.

Подобные исследования предпринимались ранее для определения возможности детектирования слабой эмиссии от растущих черных дыр и их предшественников на больших красных смещениях ($z > 10$), вместе с проверкой возможности разделения эволюционных проявлений соотношений между характеристиками СМЧД и содержащих их галактик [25-27]. Их рассмотрение было направлено в первую очередь на анализ спектральных деталей в ближней инфракрасной области и наклона континуума в ультрафиолете. В отличие от этого, основной предмет нашей работы - анализ дальней ИК и субмиллиметровой (субмм) областей спектра совместно с рентгеновским континуумом, может рассматриваться как дополнение к подходу, обсуждаемому в работах [25-27].

Структура статьи включает в себя раздел 2 с описанием физической и численной модели, раздел 3 с описанием результатов моделирования, раздел 4 с обсуждением теоретических аспектов наблюдательной диагностики, в

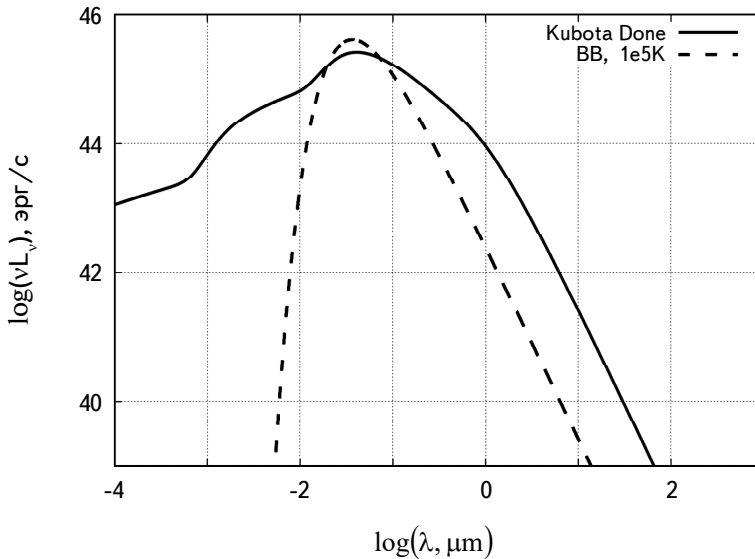


Рис.1. Спектральное распределение энергии СМЧД для $M_{bh} = 10^8 M_{\odot}$ в модели [24] сплошная линия, для сравнения приведен чернотельный спектр с $T = 10^5$ К штриховая линия.

разделе 5 сформулированы выводы работы.

2. Описание модели.

2.1. Спектр сверхмассивной черной дыры. Из [26] и [24] мы предполагаем, что излучение черной дыры формируется в "пухлом" (slim) диске [29] со спектром Новикова-Торна [30] с добавлением рентгеновской эмиссии от комптонизации на горячих электронах в области энергий $E > 1$ кэВ (более детальное обсуждение см. в [24]). Такой выбор мотивирован тем, что "пухлые" диски радиационно неэффективны и аккреционные потоки устойчивы по отношению к неустойчивости Релея-Тейлора даже для сверх-эддингтоновской аккреции (см. обсуждение в [29,31,32]). Пример такого спектра показан на рис.1. Для сравнения мы приводим также чернотельный спектр для иллюстрации того, что в длинноволновой части (дальний ИК и субмм диапазоны) спектр СМЧД может быть приближенно представлен в виде теплового с температурой $T_{eff} \propto M_{BH}^{1.5}$, где M_{BH} - масса черной дыры [24].

2.2. Звездное население. Для спектра родительской галактики мы использовали модель звездного населения одинакового возраста - в общепринятой аббревиатуре SSP (single stellar population), основанный на звездных треках Padova 2000 [33] с начальной функцией масс (IMF) Солпитера [28]. Нами рассматривались варианты с низкой $[Z/H] = -2$, -1 и солнечной

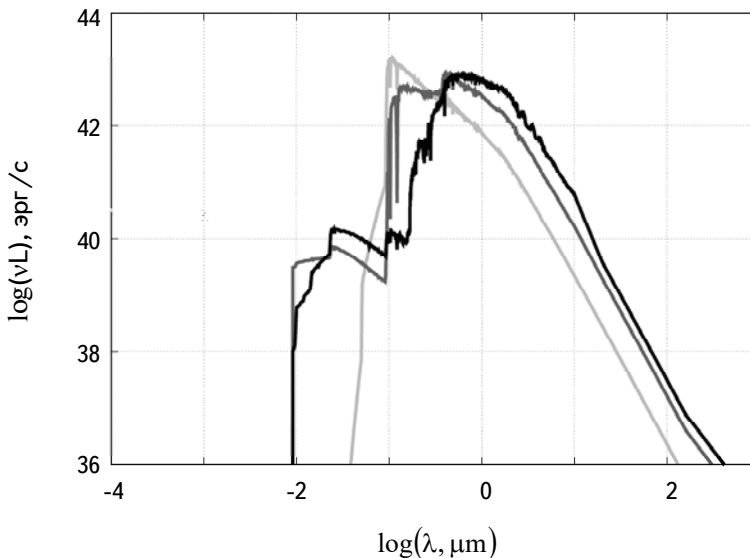


Рис.2. Спектральное распределение энергии для звездного населения возраста 30 млн лет и металличностью $[Z/H] = -2$ (светло-серая линия), 200 млн лет и $[Z/H] = -1$ (серая линия), 1 млрд лет и солнечной металличностью $[Z/H] = 0$ (темно-серая линия) [28]. Болометрическая светимость равна $L = 3 \cdot 10^9 L_{\odot}$.

$[Z/H]=0$ металличностью, и двумя значениями болометрической светимости SSP $L=3\cdot 10^9 L_\odot$ и $3\cdot 10^{10} L_\odot$, равными эддингтоновским светимостям СМЧД с массами $M_{BH}=10^5 M_\odot$ и $10^6 M_\odot$, соответственно. Звездные массы таких населений можно грубо оценить величинами $M_*\sim 10^{10}$ и $M_*\sim 10^{11} M_\odot$, предполагая их подобными звездным населением в локальной Вселенной (см., например, [34]).

На рис.2 показаны три модели спектров звездного населения из библиотеки [28]: молодое население с возрастом 30 млн лет с $[Z/H]=-2$, население среднего возраста (200 млн лет) с $[Z/H]=-1$ и сравнительно старое население в 1 млрд лет с солнечной металличностью. Увеличение металличности молодых населений приводит к росту светимости в ИК и субмм областях спектра. В спектрах населений возрастом 200 млн лет и старше ультрафиолетовая (УФ) часть спектра ослабевает по мере того, как массивные звезды покидают главную последовательность и эволюционируют в область красных гигантов, увеличивая ИК часть. С другой стороны, звезды малых и промежуточных масс на стадиях $\geq 120-150$ млн лет эволюционируют в планетарные туманности и белые карлики и поддерживают эмиссию в дальнем УФ диапазоне на протяжении в несколько млрд лет.

Мы будем рассматривать характеристики суммарного спектра, включающего спектры звезд и СМЧД после прохождения через межзвездную среду и собственно эмиссию межзвездного газа, ионизованного и нагретого излучением звезд и СМЧД. Нашей целью является определение характеристик результирующего спектра в зависимости от масс звездного населения, СМЧД и межзвездного газа, что позволило бы выявить соотношения между ними.

2.3. Межзвездный газ. В расчетах мы будем принимать в качестве "стандартной" массы газа значение $M_g=10^{10} M_\odot$. Для того, чтобы иллюстрировать зависимость от массы, рассмотрим также $M_g=10^9 M_\odot$ и определим простые масштабные соотношения. Такие значения масс не кажутся нереалистичными для ранних галактик, поскольку наблюдения галактик с лаймановским скачком (LBG - Lyman Break Galaxies) показывают, что доля массы в газовой фазе может быть сравнима с полной массовой долей барионов (см., например, обсуждение в [35-37]). Ly- α "эмиттеры" (LAE) на больших красных смещениях также демонстрируют большие массы газа, которые проявляют себя высокой светимостью в линии Ly- α [38,39].

2.4. Условия для CLOUDY. Ионизационное равновесие химических элементов и характеристики спектральных линий ионов вычисляются с помощью пакета CLOUDY [40]. В модели газовый слой подвергается действию ионизирующего излучения СМЧД и звездного населения. Мы предполагаем сферическую геометрию с фиксированным внутренним радиусом слоя 100 пк,

а внешний радиус определяется полной массой газа M_g . Плотность и металличность полагаются однородно распределенными по объему слоя; вычисления проведены для 3-х значений металличности: $[Z/H] = -2$; -1 и 0 , в соответствии с моделями звездных населений, представленных на рис.2; в качестве стандартного принимается значение плотности $n = 1 \text{ см}^{-3}$. В расчетах с отличной плотностью масса газа предполагается фиксированной, т.е. сравнение моделей с разной плотностью подразумевает неявно радиусы их оболочек разными, как это следует из сохранения массы: $R_{out} \propto n^{-1/3}$. Во всех случаях предполагается тепловое равновесие.

3. Результаты. В моделях с низкой металличностью ($[Z/H] \leq -2$) рассмотрим для иллюстрации широкую область масс черных дыр $10^3 \leq M_{BH} \leq 10^8 M_\odot$. Хотя их вклад в нагрев и ионизацию галактического газа при малых массах черных дыр $10^3 \leq M_{BH} \leq 10^5 M_\odot$ незначителен, они могут показывать эмиссионные характеристики галактик с массивными черными дырами в начале их совместной эволюции.

Несмотря на то, что с увеличением металличности растут эффекты непрозрачности, в моделях с массами черных дыр в интервале $10^5 \leq M_{BH} \leq 10^8 M_\odot$ они оказываются слабыми: благодаря высокому потоку рентгеновского и УФ излучения, сильно ионизирующего тяжелые элементы (такие как углерод,

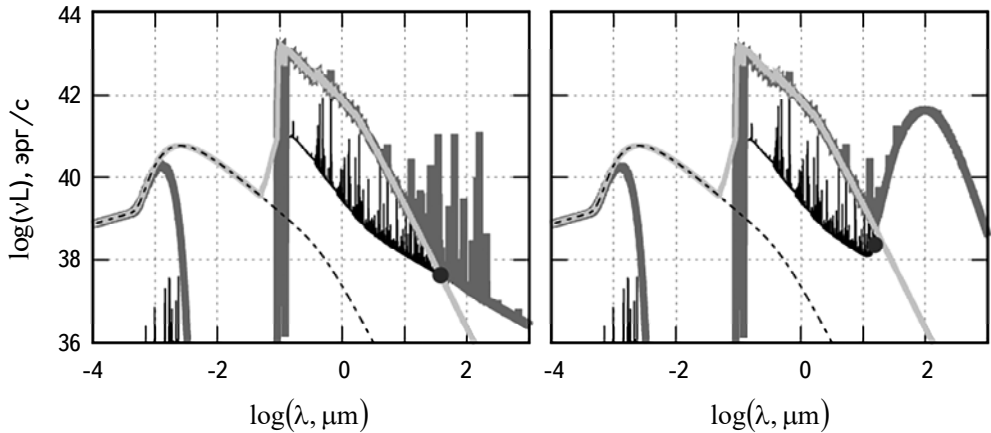


Рис.3. Пример эмиссионных спектров диффузного межзвездного газа, ионизованного полем излучения звездного населения с фиксированной болометрической светимостью $L = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и СМЧД с массой $M_{BH} = 10^3 M_\odot$ как показано на панелях: в газе без пыли слева, с пылью справа. Возраст звездного населения составляет 30 млн лет, его металличность равна $[Z/H] = -2$. Спектр звездного населения показан на рис.2, спектр СМЧД моделью [24], как показано на рис.1, масса газа $M_g = 10^{10} M_\odot$. Толстые светло-серые линии показывают сумму звездного спектра и спектра СМЧД (отдельно показан тонкой черной штриховой линией), толстые серые линии показывают суммарный спектр после прохождения через газ, т.е. сумму ослабленного падающего и переработанного газовым слоем излучения, черные тонкие сплошные линии соответствуют эмиссионному спектру фотоионизованного горячего газа с плотностью $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и металличностью $[Z/H] = -2$.

кислород, азот), происходит просветление газового слоя. При этом динамическое влияние (feedback) ЧД на окружающий газ подавляется из-за того, что он, будучи прозрачным, хорошо прогревается и менее подвержен действию гравитационного влияния ЧД.

3.1. Свободный от пыли газ. Остановимся вначале на совместном влиянии излучения звезд и ЧД на эмиссионные характеристики галактического газа с низкой металличностью $[Z/H] = -2$. Рассмотрим набор моделей с фиксированной массой звездного населения с болометрической светимостью $L_b = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и излучением от центральной ЧД с массой в интервале $10^3 M_\odot - 10^8 M_\odot$; масса окружающего газа $M_g = 10^{10} M_\odot$.

На рис.3 представлен пример модельных спектров галактик с низкой металличностью: толстые светло-серые линии показывают сумму исходных спектров звездного населения и ЧД (черная тонкая пунктирная линия соответствует вкладу от ЧД), который демонстрирует различия между спектрами в отсутствии пыли в межзвездной среде (МЗС) и при ее наличии. Тонкими черными сплошными линиями показан эмиссионный спектр фотоионизованного межзвездного газа, толстые серые линии представляют суммарный спектр, каким он будет виден на выходе из МЗС слоя. Легко видеть, что несмотря на низкую металличность $[Z/H] = -2$, ультрафиолетовые и рентгеновские кванты от черных дыр поглощаются в частично нейтральном газовом слое, а какая-то доля поглощенной энергии переизлучается в ИК эмиссию пыли и в спектральных линиях водорода, и низко ионизованных состояниях металлов, таких как $[NII] 121 \mu m$, $[CII] 158 \mu m$, $[NII] 205 \mu m$ и др. Часть поглощенной энергии переизлучается также в тормозной эмиссии в дальней ИК области. На правой панели показан спектр для тех же параметров, но с примесью пыли с массовой долей $\mathcal{D} = 0.3 \zeta$, $\zeta = Z/Z_\odot$. Легко видеть, что наличие пыли заметно искажает спектр в оптике, ИК и субмм области спектра. В УФ и рентгеновской области характер поглощения в области $\lambda \sim 30 - 1000 \text{ \AA}$ практически не изменяется при добавлении пыли. Небольшое увеличение поглощения видно в области длин волн $\lambda \sim 1000 - 5000 \text{ \AA}$.

Ионизация, нагрев и эмиссия газа обеспечиваются преимущественно жестким излучением СМЧД. Светимость газа увеличивается пропорционально массе черной дыры. По мере того, как степень ионизации приближается к единице (рис.4), эта пропорциональность ослабевает, одновременно понижается и эмиссия в линиях. Уменьшение доли нейтрального газа приводит к тому, что внешний слой газа становится более прозрачным. Для масс ЧД больших $M_{BH} \geq 10^7 M_\odot$ водород полностью ионизован и спектр ионизирующего излучения, падающего на слой МЗС, практически не изменяется. При этом также падают интенсивности линий водорода, гелия и металлов. Отметим, что

болометрическая светимость черной дыры массой $M_{BH} \geq 10^6 M_\odot$ превосходит светимость звездного населения SSP с $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$.

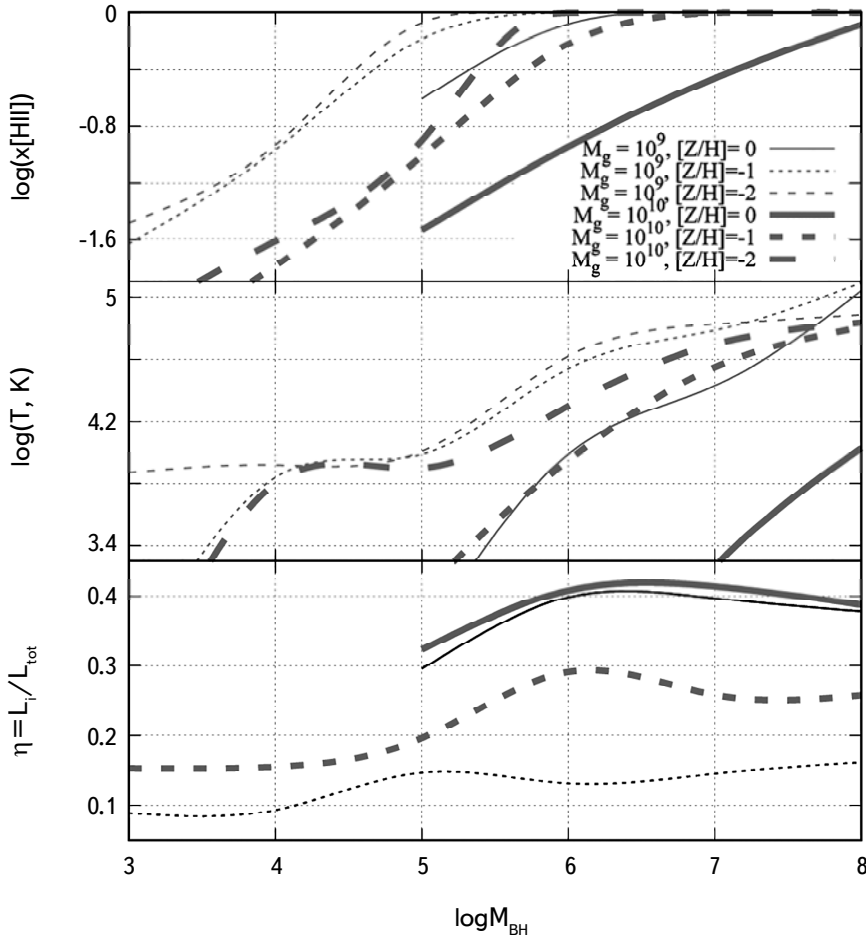


Рис.4. Электронная концентрация $x = n_e/n$ (верхняя панель), температура (средняя панель) в газовом слое массой $M_g = 10^9 M_\odot$ (тонкие линии), $10^{10} M_\odot$ (толстые линии) и металличностью $[Z/H] = -2$ (штриховые линии), -1 (пунктирные линии), 0 (сплошные линии), подверженном действию излучения звездного населения SSP с болометрической светимостью $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и аккрецирующей СМЧД с массой M_{BH} , указанной на оси x ; для $[Z/H] = -1$ и 0 массовая концентрация пыли составляет $\mathcal{D} = 0.3 \zeta$. Нижняя панель представляет долю энергии, затраченную звездами и черной дырой на нагрев пыли (см. раздел 3.3.2), как показано тонкими и толстыми сплошными линиями для масс газа $M_g = 10^9$ и $10^{10} M_\odot$ - штриховая и пунктирная линии, соответственно.

Светимость газа в тормозном континууме в ИК и субмиллиметровых областях растет как $L_\nu \propto M_{BH}$ до тех пор, пока масса черной дыры не превысит критического значения $M_{BH,c}$, после чего насыщается и далее остается практически неизменной. Предполагая, что газ в слое ионизован преиму-

шественно ультрафиолетовым и рентгеновским излучением черной дыры, можно оценить ее массу, соответствующую такому переходу как

$$M_{BH} > M_{BH,s} \sim \frac{\alpha_r n \langle \varepsilon_i \rangle M_g}{m_p L_{Edd, M_\odot}} \simeq 10^{-4} n M_g, \quad (1)$$

$\alpha_r \simeq 2.3 \cdot 10^{-13} T_4^{-0.82} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, здесь предполагается рекомбинация на 2-й и более высокие уровни [41], $\langle \varepsilon_i \rangle = \int F_\varepsilon \sigma_i(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon / \int F_\varepsilon \sigma_i(\varepsilon) d\varepsilon \sim 0.05 \text{ кэВ}$ - средняя энергия ионизирующего фотона, F_ε - поток рентгеновского излучения, $L_{Edd, M_\odot} = 1.26 \cdot 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ - эддингтоновская светимость для черной дыры с массой $M_{BH} = M_\odot$, n - плотность газа в газовом слое с массой M_g . Для сечения ионизации мы принимаем $\sigma_i \simeq 2 \cdot 10^{-22} \varepsilon_{\text{кеВ}}^{-2.5} \text{ см}^2$ [42].

Для массы газа $M_g = 10^{10} M_\odot$ при плотности $n = 1 \text{ см}^{-3}$ уравнение (1) дает $M_{BH} \sim 10^6 M_\odot$. При этом степень ионизации $x \leq 1$, как это видно из рис.4 и последующее увеличение M_{BH} не приводит к увеличению светимости газового слоя. Предполагая для водородно-гелиевой плазмы скорость охлаждения $\Lambda_{\text{neb}} \simeq 3 \cdot 10^{-25} T_4^{1/2} \text{ эрг см}^3 \text{ с}^{-1}$ [41], можно оценить долю болометрической светимости черной дыры, которая переизлучается в эмиссии газа как

$$\eta_{\text{neb}} \sim 3 \cdot 10^{-6} x^2 n T_4^{1/2} \frac{M_g}{M_{BH}}. \quad (2)$$

Для $M_{BH} = 10^6 M_\odot$ эта доля составляет $\eta_{\text{neb}} \sim 0.3$ для типичных параметров и падает с увеличением M_{BH} . Вклад металлов в тормозной континуум в области $\lambda \geq 1 \mu\text{м}$ незначителен.

В длинноволновом пределе светимость тормозного излучения слоя изменяется как $L_v \propto v^{-0.12} \propto \lambda^{0.12}$. Эта зависимость является более полой, чем длинноволновая асимптотика суммарного спектра звезд и СМЧД $L_v^{\text{SSP+BH}} \propto v^2 \propto \lambda^{-2}$. Следовательно, на длинах волн больше некоторой λ_i , светимость газового слоя превзойдет суммарную светимость источников. При λ_i наклон суммарного спектра изменится от $\alpha = -2$ к $\alpha = -0.12$ в сторону больших длин волн $\lambda > \lambda_i$, как видно на рис.5: распределения $\mathcal{L}_v \equiv v L_v$ изменяются от $\mathcal{L}_v \propto v^3 \propto \lambda^{-3}$ при $\lambda < \lambda_i$ к $\mathcal{L}_v \propto v^{0.88} \propto \lambda^{-0.88}$ за пределом точки перегиба в дальней ИК и субмм области.

Легко видеть, что для заданной светимости звездного населения увеличение массы черной дыры приводит к смещению точки пересечения в более коротковолновую область с одновременным увеличением светимости до тех пор, пока звездная часть доминирует в оптике и ИК области, а массы черных дыр лежат в интервале от 10^3 до $10^6 M_\odot$. Для более массивных черных дыр тормозной континуум насыщается и последующее увеличение массы черной дыры смещает точку перегиба к более длинным волнам с одновременным уменьшением светимости на этой длине волны. Набор толстых светло-серых

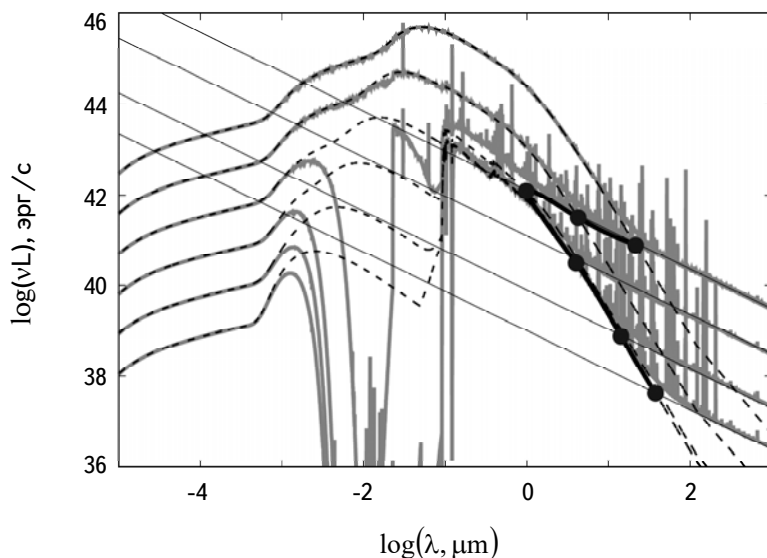


Рис.5. Схематическое представление результирующих спектров. Часть эмиссионных спектров фотоионизованного газа, соответствующая тормозному континууму, показана наклонными линиями. Тонкие пунктирные линии соответствуют исходному суммарному спектру звездного населения и СМЧД. Набор толстых светло-серых линий показывает суммарный спектр на выходе из газового слоя. Символы, соединенные черной толстой сплошной линией, указывают положение точек перехода от континуума исходного источника к тормозному излучению газа - точек перегиба.

линий показывает суммарный спектр звезд и СМЧД на выходе из газового слоя для разных значений масс ЧД M_{BH} . Наклонные тонкие линии указывают тормозной континуум разной интенсивности. Символы, соединенные черной толстой сплошной линией, отмечают пересечение тормозного континуума с континуумом суммарного спектра звезд и СМЧД. Легко заметить существование "насыщения" для масс черных дыр $M_{BH} \geq 10^6 M_{\odot}$, когда длина волны в точке пересечения достигает минимума и при последующем увеличении M_{BH} начинает возрастать. Другое представление такого "петлеобразного" поведения значения длины волны точки перегиба спектра от массы черной дыры показано на рис.6.

Изменение наклона спектра в окрестности точки перегиба $\lambda \sim \lambda_i$ может служить для оценки массы черной дыры. Длина волны в точке перегиба изменяется в широком интервале от среднего ИК диапазона до субмм волн, который будет охватываться действующими и планируемыми космическими миссиями: JWST¹, Миллиметрон². Рис.7 показывает спектральные потоки

¹ <http://www.jwst.nasa.gov/>

² <https://www.millimetron.ru/en/home>

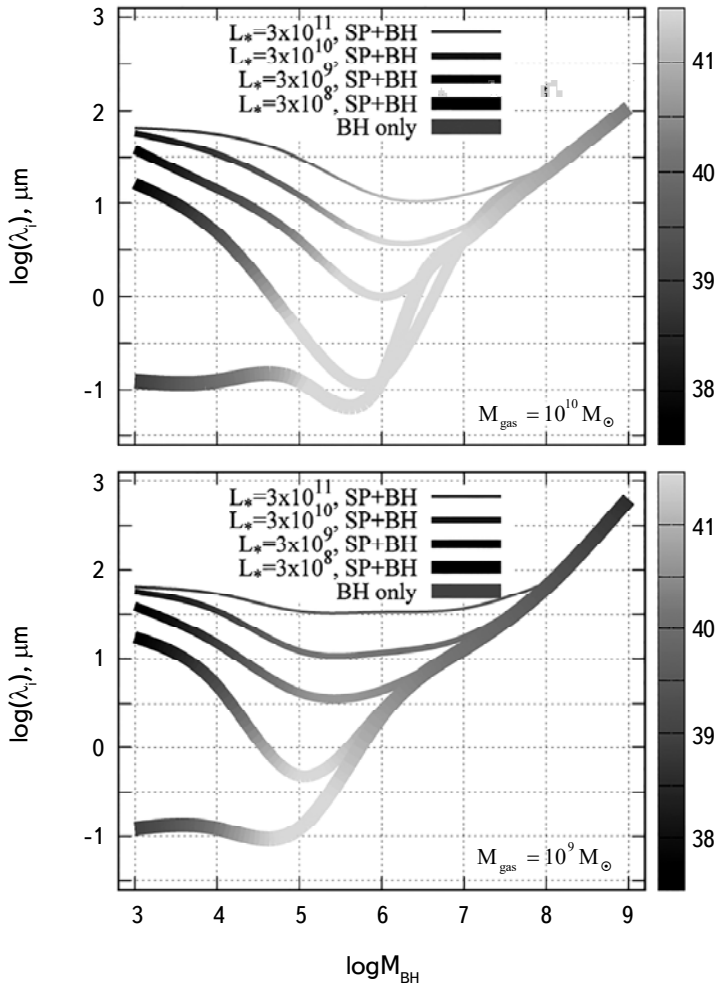


Рис.6. Зависимость длины волны точки перегиба в системе покоя (темно-серые крупные точки на рис.5) от массы СМЧД для пяти значений светимости звездного населения: $L_* = 0$, $3 \cdot 10^8$, $3 \cdot 10^9$, $3 \cdot 10^{10}$, $3 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ (от наиболее толстой к более тонким линиям). Возраст звездного населения - 30 млн лет. Масса газового слоя принималась равной $M_g = 10^{10} M_{\odot}$ (верхняя панель), $10^9 M_{\odot}$ (нижняя панель). Цветом вдоль линий показан логарифм светимости νL_{ν} в точке перегиба.

(значение логарифма потока в $\mu \text{ Ян}$ показано изменением цвета вдоль линий) в точках перегиба $\lambda = \lambda_i(z)$ для галактик на разных красных смещениях. Поток рассчитан для низкого спектрального разрешения $R = 3$. Точка перегиба в спектрах для $M_{\text{BH}} \lesssim 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ и богатых газом галактик ($M_g \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$) попадает в область длин волн $\lambda \sim 0.7 - 4.5 \mu\text{m}$, в которой телескоп JWST достигает наилучшей чувствительности в большинстве фильтров

NIR камеры³ и инструмента NIRISS⁴: $\sim 0.01 - 0.02 \mu \text{Ян}$ с отношением сигнала к шуму $S/N = 10$ во время интегрирования 10^4с [43]. Такая чувствительность кажется достаточной для детектирования галактик с массами черных дыр $M_{\text{BH}} \sim 10^6 M_{\odot}$ и массами газа $M_g \geq 10^{10} M_{\odot}$ на красных смещениях вплоть

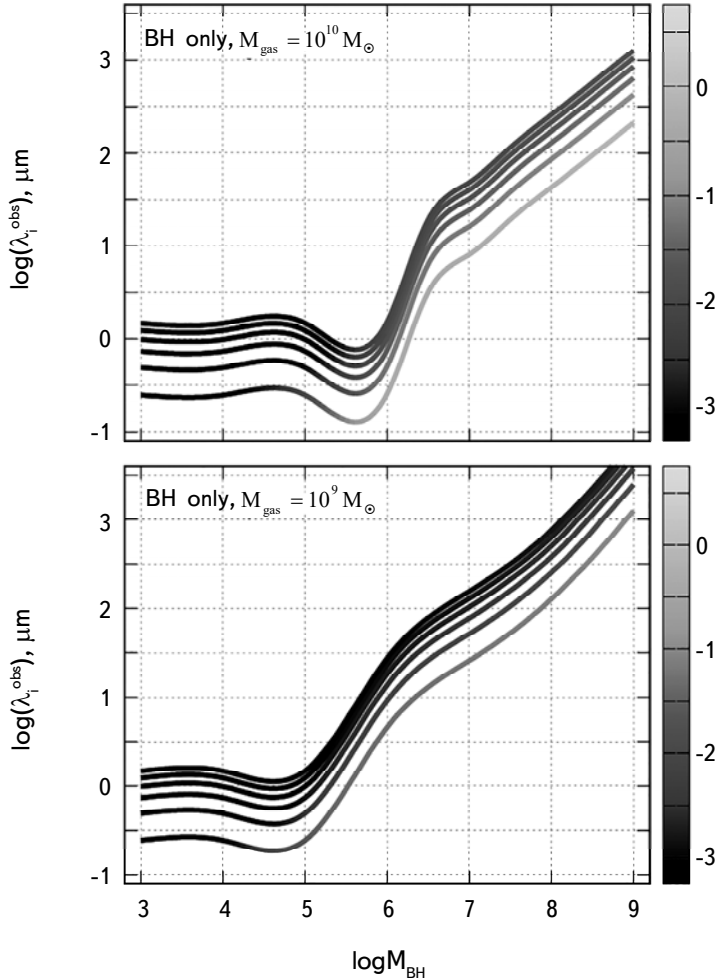


Рис.7. Зависимость наблюдаемой длины волны точки перегиба от массы СМЧД в моделях без звездного населения. Цвет вдоль линий указывает значение логарифма потока в точке перегиба F_v в $\mu \text{Ян}$ для СМЧД на красных смещениях $z = 1, 3, 5, 7, 9, 11$ (снизу вверх). Масса ионизованного газа принята равной $M_g = 10^{10} M_{\odot}$ (верхняя панель) и $10^9 M_{\odot}$ (нижняя панель).

³ <https://jwst-docs.stsci.edu/near-infrared-camera/nircam-instrumentation/nircam-filters>

⁴ <https://jwst-docs.stsci.edu/near-infrared-imager-and-slitless-spectrograph/niriss-instrumentation/niriss-filters>

$z \sim 11$. Галактики с меньшей массой газа $M_g \leq 10^9 M_\odot$ могут быть видны вблизи $\lambda_i(z)$ только на красных смещениях $z \lesssim 5$ и с массами черных дыр $10^5 < M_{BH} < 10^6 M_\odot$. Для больших масс M_{BH} точка перегиба смещается в область длинных волн и может быть детектирована будущими обсерваториями, например, Миллиметрон [44] и THEZA [45]. Бедные газом галактики $M_g < 10^8 M_\odot$ вряд ли могут быть видны на длинах волн $\lambda \sim \lambda_i(z)$ за пределами $z \gtrsim 1$ действующими и планируемыми инструментами. Наличие звездного населения смещает точку перегиба в область более длинных (субмм) волн (рис.6).

3.2. Проявления звезд и черной дыры в тепловой эмиссии пыли.

Как было отмечено выше, присутствие пыли заметно изменяет эмиссионный спектр в дальней ИК и субмм области. Для пыли с законом экстинкции как в нашей Галактике: $\sigma_v \approx 5 \cdot 10^{-22} \zeta \text{ см}^2$ на атом водорода [41], оптическая толщина газового слоя в экстинкции равна $\tau_v \approx 7 \zeta M_{g,10}^{1/2} n^{2/3}$, где $\zeta = Z/Z_\odot$ - металличность газа в солнечных единицах, $M_{g,10}$ - масса газа в нашей стандартной модели в единицах $10^{10} M_\odot$. В области длинных волн вплоть до $\lambda \leq 1000 \mu\text{м}$, экстинкция убывает как $\sigma(\lambda) \propto \lambda^{-4/3}$; в наших оценках используется аппроксимация $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-22} \zeta (\lambda/0.5 \mu\text{м})^{-4/3} \text{ см}^2$ (см. рис.5 в [46]). В результате газ "просветляется" $\tau(\lambda) \lesssim 1$ в ближнем ИК и далее $\lambda \gtrsim 2 \zeta^{3/4} M_{g,10}^{1/4} n^{1/2} \mu\text{м}$.

Пыль нагревается ультрафиолетовым и рентгеновским излучением от звезд и черной дыры. Заметная доля энергии этого излучения звезд и черной дыры поглощается окружающим газом, как легко видеть на рис.8, и идет на нагрев и ионизацию окружающего газа и пыли. Эта энергия частично переизлучается затем в эмиссии газа и пыли. При этом черная дыра доминирует в нагреве пыли и газа при массах $M_{BH} \gtrsim 10^5 M_\odot$, как показано тонкими темно-серыми линиями на рис.8. Легко видеть, что не только абсолютная светимость пыли, но и ее доля, то есть отношение светимости пыли к суммарной светимости звезд и черной дыры, возрастает с увеличением массы последней, как показано на нижней панели рис.4.

На верхней левой панели рис.8 можно заметить, что наличие газа приводит к уменьшению рентгеновского излучения в области $\lambda \sim 20 \text{ \AA}$ и увеличению небулярной и пылевой ИК эмиссии в области $\lambda \gtrsim 10 \mu\text{м}$ - такая обратная "реакция" интенсивности в жесткой рентгеновской полосе и в дальней ИК и субмиллиметровой области содержит в себе информацию о соотношении между массами черной дыры, газа и пыли (см. обсуждение в разделе 4).

Для $\zeta \geq 0.1$ оптическая толщина $\tau_{x,uv}$ на расстояниях $r_h \sim (3 M_g / 4 \pi r)^{1/3} \approx 1.5 \cdot 10^{22} M_{g,10}^{1/3} n^{-1/3} \text{ см}$ в рентгеновской и УФ полосах превышает единицу. Следовательно, грубая оценка температуры пыли может быть получена в

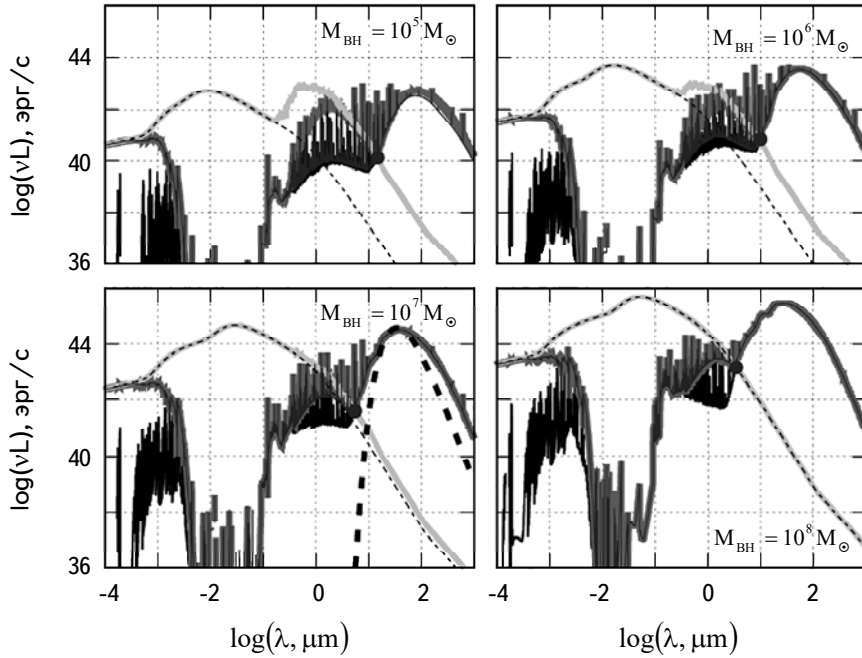


Рис.8. Эмиссионный спектр диффузного межзвездного газа, ионизованного полем излучения звездного населения с фиксированной болометрической светимостью $L = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и СМЧД с массами $M_{BH} = 10^5; 10^6; 10^7$ и $10^8 M_\odot$, как показано на панелях для газа с солнечной металличностью $[Z] = 0$, и пыли с массовой долей $\Phi = 0.3\zeta$. Тонкие темно-серые линии показывают небулярную эмиссию газа, ионизованного и нагреваемого черной дырой. Толстая черная штриховая линия на нижней левой панели показывает квазичернотельный спектр со спектральным индексом $\beta = 2$ и температурой $T = 70$ К (см. обсуждение в тексте). Возраст звездного населения составляет 1 млрд лет, металличность звезд солнечная.

предположении, что большая часть нагревающего излучения поглощается пылью. Считаем, что усредненная по планковскому спектру эффективность поглощения $Q(a, T_d) \approx \langle Q(a, \nu) \rangle \approx 0.1 a T_d^2$, [41,47], где a - размер пылинки в см и спектральный индекс пыли равен $\beta = 2$: $Q_\nu(T_d) \propto \nu^\beta$. При этих условиях температура пыли составит

$$T_d \sim 17 K (\eta_h \omega)^{1/6} \left(\frac{\langle Q_v \rangle L_{*,9} + \langle Q_x \rangle L_{BH,9}}{a_{0.1}} \right)^{1/6} \left(\frac{n}{M_{g,10}} \right)^{1/9}, \quad (3)$$

где $a_{0.1}$ - радиус пылинки в единицах $0.1 \mu m$, $L_{*,9}$ и $L_{BH,9}$ - светимости звездного населения и черной дыры в единицах $10^9 L_\odot$, $M_{g,10}$ - масса газа в единицах $10^{10} M_\odot$, $\eta_h = 0.1 - 0.3$ - доля энергии источников (звезд и черной дыры), которая идет на нагрев пыли (см. нижнюю панель на рис.4), $\omega \sim \pi/2$ - средний телесный угол, с которым рентгеновские и УФ кванты падают на пылинку. В оценках эффективности поглощения пылинок в

оптической области (ν), УФ и рентгеновской полосах (x) предполагаются равными $\langle Q_{\nu,x} \rangle \sim 1$ (см., рис.24.1 в [41]). Это подразумевает, что характерная длина волны пика пылевой эмиссии

$$\lambda_{T_d} \sim 170 \left(\frac{a_{0.1}}{\omega \eta_h \Sigma L_9} \right)^{1/6} \left(\frac{M_{g,10}}{n} \right)^{1/9} \mu\text{m}. \quad (4)$$

где $\Sigma L_9 = \langle Q_{abs}(x) \rangle L_{*,9} + \langle Q_{abs}(\nu) \rangle L_{*,9}$. Оценки примерно согласуются с положениями пиков на рис.8.

Величина T_d в выражении (3) представляет собой, очевидно, нижнюю оценку температуры пыли. В реальности большая доля пыли имеет более высокую температуру, давая вклад в пик на длине волны $\lambda \sim 70 \mu\text{m}$. Такая горячая пыль связана с внутренними частями слоя с оптической толщиной $\tau_\nu \sim 7$ - для оптических и УФ квантов и $\tau_x \sim 3$ - для рентгеновских квантов с энергией $\varepsilon \sim 1$ кэВ, где поглощается большая часть нагревающего и ионизирующего излучения звезд и черной дыры. Это обстоятельство отражено также в очень слабой зависимости η_h от массы газа на нижней панели рис.4. Соответственно, длины волн пиков в выражении (4) должны трактоваться как верхние пределы. Это объясняет, почему пылевая эмиссия на рис.8 не может быть представлена изотермической пылью. На левой нижней панели рис.8 черной жирной пунктирной линией показана модифицированная планковская кривая со спектральным индексом $\beta = 2$ и температурой 70 К для $M_{BH} = 10^7 M_\odot$. Дефицит эмиссии (около фактора ~ 3 на длине волны $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$ и до двух порядков величины на длине $\sim 1000 \mu\text{m}$, нижняя панель) виден между модифицированным планковским и модельным спектром. Это отражает отрицательный радиальный градиент температуры пыли.

С этой оговоркой можно получить верхний предел светимости пыли, если предположить, что доля η_h суммарного излучения звезд и черной дыры идет на нагрев всей массы пыли в галактике: $M_d = \mathcal{D} Z_\odot M_g$, $\mathcal{D} Z_\odot$ - массовая концентрация пыли. Предполагая среднюю скорость нагрева пыли равной $\sigma \omega \eta_h \Sigma L / 4\pi R^2$ и полное число пылинок в галактике $N_d = M_d / m_d$, где $m_d = 4\pi \rho_d a^3 / 3$, и $M_g = 4\pi \rho R^3 / 3$, получаем оценку

$$L_d \sim \eta_h \omega L_9 \frac{\mathcal{D} Z_\odot \rho}{4\pi a \rho_d} R, \quad (5)$$

здесь $\rho_d = 3 \text{ г см}^{-3}$ плотность вещества пылинки. Для $\mathcal{D} = 0.3\zeta$, $\zeta = 0.1$, и $Z_\odot = 0.02$ получается оценка

$$L_d \sim 2 \cdot 10^{41} \eta_h \omega (L_{*,9} + L_{BH,9}) M_{g,10}^{1/3} n^{2/3} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (6)$$

Вклад черной дыры в нагрев пыли превалирует над звездным, когда ее болометрическая светимость превышает звездную $L_{BH} > L_*$. Для модели, показанной на рис.8, это происходит при $M_{BH} \gtrsim 10^6 M_\odot$ для $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$

и в предположении об эддингтоновской светимости черной дыры. Выше этого предела информация о звездном населении теряется.

При меньших значениях массы черной дыры $M_{BH} < 10^6 M_\odot$, вклады от нее и звездного населения могут быть различимы с учетом рентгеновского излучения черной дыры. Из рис.5 и 8 можно оценить, что светимость СМЧД в жестком рентгеновском диапазоне ($E_x \sim 3$ кэВ) варьируется как $L_x \propto M_{BH}^{4/5}$. Светимость пылевой эмиссии растет как $L_{d,p} \propto (M_* + M_{BH})$. Комбинируя наблюдаемые потоки в жестком рентгеновском диапазоне и в пике тепловой эмиссии пыли, можно получить M_* и M_{BH} при условии, что $M_{BH} \geq 10^6 M_\odot$.

Более конкретно, два уравнения, связывающих рентгеновскую и тепловую эмиссии, можно записать: $L_x \approx 5 \cdot 10^{36} M_{BH}^{4/5}$ эрг с⁻¹ и $L_d \approx 2 \cdot 10^{41} (L_{*,9} + 3 \cdot 10^{-5} M_{BH})$ эрг с⁻¹, как следует из уравнения (6). Здесь второе слагаемое в скобках - эддингтоновская светимость $L_{Edd} = 1.24 \cdot 10^{38} M_{BH}$, нормированная на $10^9 L_\odot$, и M_{BH} в единицах $M_\odot$. В результате получим

$$M_{BH} \approx 10^5 \left(\frac{L_x}{5 \cdot 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{5/4} \quad (7)$$

и

$$L_{*,9} \leq 28 \eta_h^{-1} M_{g,10}^{-1/3} n^{-2/3} L_{d,9} - 7 \left(\frac{L_x}{10^{41} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{5/4}. \quad (8)$$

Здесь светимости L_d и L_* нормированы на их "стандартные" значения $10^9 L_\odot$. Заметим, что уравнение (8) действительно для $L_x \leq 2 \cdot 10^{42} M_{g,10}^{-4/15} n^{-8/15} L_{d,9}^{4/5}$ эрг с⁻¹, т.е. в тех пределах, в которых вклад СМЧД в нагрев пыли не превосходит вклада звездного населения $M_{BH} \leq 10^6 M_\odot$.

3.2.1. Спектральные линии в пылевом окружении. Предполагается, что галактики с высокой металличностью звезд и газа $[Z/H] = 0$ имеют больший возраст и, как следствие, содержат более массивное звездное население и СМЧД. На рис.8 представлены спектры для галактик с возрастом звездного населения 1 млрд лет и светимостью $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$, массой газа $M_g = 10^{10} M_\odot$ и металличностью $[Z/H] = 0$ как у звезд, так и у газа. На панелях показаны суммарные спектры ЧД и газа, облучаемого ЧД с массой $M_{BH} = 10^5, 10^6, 10^7, 10^8 M_\odot$.

В газе с высокой металличностью спектральные линии, очевидно, сильнее, чем в газе с низкой металличностью. Однако эмиссия пыли заполняет континуум в дальней ИК и субмм области $\lambda \geq 3-10 \mu\text{m}$, и большая часть линий "поглощается" пылевым континуумом (рис.8). Таким образом, при наличии пыли лишь несколько относительно сильных линий в дальнем ИК остаются заметными даже при $M_{BH} \leq 10^7 M_\odot$. Некоторые из них остаются различимы

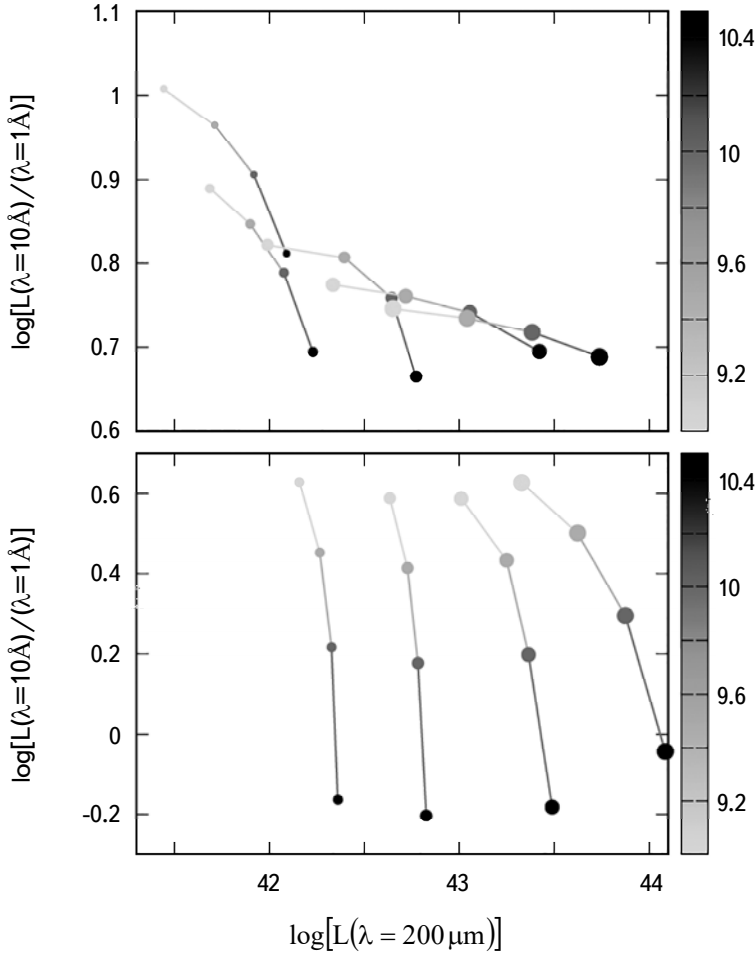


Рис.9. Зависимость отношения рентгеновской эмиссии на длинах волн 10 Å и 1 Å, $L(10\text{Å})/L(1\text{Å})$, от эмиссии пыли и тормозного излучения ионизованного газа в континууме на длине волны 200 μm, $L(200 \mu\text{m})$, для различных значений массы черной дыры: снизу вверх 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 , $10^8 M_\odot$, как показано символами увеличивающегося размера; цвета показывают массу газа в единицах массы Солнца в соответствии с палитрой на цветовой шкале. Верхняя панель: $[Z/H] = -1$, нижняя панель: $[Z/H] = 0$.

вплоть до $M_{BH} \sim 10^8 M_\odot$ (рис.8). Отношения их интенсивностей $\mathcal{L}_{\text{NeVI}} = (L_{\text{NeVI}} - L_c)/L_c$, $\mathcal{L}_{\text{MgVII},5.5} = (L_{\text{MgVII},5.5} - L_c)/L_c$ и $\mathcal{L}_{\text{MgVII},9} = (L_{\text{MgVII},9} - L_c)/L_c$ вместе с M_{BH} и M_g могут быть использованы для измерения величин M_{BH} , M_* и M_g . Однако их соотношения вырождаются в пределе больших значений массы газа $M_g \geq 3 \cdot 10^9 M_\odot$ и, кроме этого, не показывают определенной зависимости от звездной светимости.

4. *Обсуждение.* В настоящей работе обсуждается метод определения масс трех составных частей ранних галактик: центральной черной дыры,

звезд и газа - с помощью спектров в рентгеновском и дальнем инфракрасном диапазонах. Перечислим несколько важных особенностей наблюдений и моделирования галактик с массивными черными дырами на больших красных смещениях.

1. При наблюдениях очень далеких ($z > 6$) галактик, содержащих в центральных областях сверхмассивные черные дыры, можно получить только спектры, не разрешая пространственной структуры. В таких условиях оценки масс их компонентов могут быть сделаны только на основе таких суммарных спектров. Однако присутствие газа и пыли неизвестных масс существенно осложняют возможность определения масс звездного населения и черной дыры.

2. Преодоление этих трудностей может включать измерения эмиссий, характеризующих отдельно вклады звезд, черной дыры, газа и пыли: i) жесткое рентгеновское излучение ($E \sim 1 - 10$ кэВ) приходит от СМЧД, ii) тепловая эмиссия пыли поддерживается нагревом черной дырой и звездами, iii) небулярная эмиссия ионизованного газа в дальнем ИК континууме $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$ несет информацию о массе ионизованного газа. В рамках такого многоволнового подхода три наблюдаемых величины могут быть достаточны для определения трех неизвестных масс.

3. Роль газового компонента в формировании суммарного спектра галактики с центральной черной дырой двойка: с одной стороны, газ поглощает рентгеновское, ультрафиолетовое и оптическое излучение черной дыры и звезд, с другой, он переизлучает часть поглощенной энергии в спектральных линиях, в пылевом и тормозном континууме дальнего ИК и субмиллиметрового диапазона. Увеличение массы газа будет приводить к более сильному подавлению эмиссии источников - звезд и СМЧД, в указанных диапазонах, и одновременно усиливать эмиссии в дальней ИК и субмиллиметровой частях спектра. Такой тренд действительно виден на левой верхней панели рис.8: толстая сплошная светло-серая линия показывает суммарный спектр звезд и СМЧД без поглощения и переизлучения газом. Как только эффекты поглощения "включены", сразу же проявляется уменьшение количества квантов в рентгеновской, УФ, оптической и ближней ИК областях от $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$ до $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$. Диаграмма на рис.9 демонстрирует увеличение дальней ИК и субмм эмиссии на длине волны $200 \mu\text{m}$ и уменьшение отношения рентгеновских потоков $10 \text{ \AA}$ к $1 \text{ \AA}$ вместе с увеличением массы газа.

4. На рис.9 легко заметить, что с увеличением массы газа поток на длине волны $200 \mu\text{m}$ увеличивается с одновременным уменьшением отношения $L(10 \text{ \AA})/L(1 \text{ \AA})$. Такая антикорреляция светимости на длине волны $200 \mu\text{m}$ и отношения светимостей на длинах волн $10 \text{ \AA}$ и $1 \text{ \AA}$ с увеличением массы газа видны также при малых массах черных дыр, и при дальнейшем уменьшении

M_{BH} корреляция становится более пологой. Это является следствием того, что поток ионизирующего излучения уменьшается как $\exp(-\tau_x)$, где $\tau_x \propto N_H \propto M_g^{1/3}$ - оптическая толщина в рентгеновской и УФ области ($\tau_x \geq 1$ для принятых параметров), в то время как поток на длине волны $200 \mu\text{m}$ увеличивается более полого, как $\propto M_g^{1/3}$.

При низкой металличности отношение светимостей изменяется с $L(200 \mu\text{m})$ слабее, чем при $[Z/H] = 0$ (рис.9). Результаты показаны для "стандартной" светимости звездного населения равной $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$; зависимость $L(10 \text{Å})/L(1 \text{Å})$ от $L(200 \mu\text{m})$ остается неизменной для $L_* \lesssim L_{BH}$. При высоких светимостях L_* , корреляция смещается вправо, так что при $L_* = 3 \cdot 10^{10} L_\odot$ такое смещение для $M_{BH} \sim 10^5 M_\odot$ ($L_{BH} = 3 \cdot 10^9 L_\odot$) составляет около порядка величины в сторону увеличения эмиссии на длине волны $200 \mu\text{m}$.

5. В нашем рассмотрении был использован спектр черной дыры в модели, описанной в [24], с рентгеновской светимостью ($\varepsilon = 0.03 - 10 \text{ кэВ}$), изменяющейся как $L_x \propto M_{BH}^{4/5}$. Наблюдательно установить соотношение между рентгеновской светимостью и массой черной дыры очень трудно, главным образом из-за того, что пыль может сильно затенять черную дыру, или из-за отсутствия прямых измерений массы черной дыры, когда рентгеновское излучение от черной дыры различимо (см. обсуждение в [48-52]). Однако наши результаты остаются качественно верными для степенной зависимости $L_x \propto M_{BH}^\alpha$, $\alpha > 0$, которая, очевидно, имеет место. Наши аргументы и соотношения остаются в основном неизменными.

5. Заключение. Мы исследовали наблюдательные проявления соотношений между массами звездного населения, центральной черной дыры и газа в галактиках с активным галактическим ядром на основе спектрального распределения энергии в диапазоне от рентгеновских до субмиллиметровых длин волн. Проведено моделирование кумулятивных спектров как суммы эмиссий от аккрецирующей сверхмассивной черной дыры, звездного населения и эмиссии межзвездного газа с использованием пакета CLOUDY. Приведены аргументы в пользу того, что три наблюдаемых величины: светимость (поток) в рентгеновском диапазоне от черной дыры, инфракрасная и субмиллиметровая тепловая эмиссия пыли вместе с их отношениями, позволяют получить массы звездного населения, центральной сверхмассивной черной дыры и межзвездного газа в некотором интервале их значений.

Наши результаты можно резюмировать следующим образом:

- в моделях без пыли излучение центральной черной дыры преобладает, если $M_{BH}/M_* \geq 0.02$; в этом случае тормозная эмиссия в дальнем ИК и субмм диапазоне превышает эмиссию центрального источника в этой области длин волн с изменением спектра от квазичернотельного $\propto \nu^2$ к плоскому

тормозному спектру $\propto \nu^{-0.12}$; частота ν_i и светимость $\mathcal{L}_i$, соответствующие изменению спектрального индекса, зависят от масс черной дыры, звездного населения и газа; таким образом, наблюдаемые значения ν_i и $\mathcal{L}_i$ дают соотношения между тремя массами: M_{BH} , M_* и M_g ;

- оценка массы звездного населения возможна в том случае, когда отношение $M_{BH}/L_* \lesssim 10^{-3}$ (M_{BH} и L_* в солнечных единицах), в противном случае звездная эмиссия подавляется излучением черной дыры;

- измерение потока в пике тепловой эмиссии пыли в окрестности длины волны $70 \mu\text{m}$ и жесткого рентгеновского излучения в интервале длин волн $\lambda \sim 2 - 4 \text{ \AA}$ позволяют оценить массы звездного населения и черной дыры;

- соотношения между потоками (светимостями) рентгеновского излучения с энергией $E \sim 3 \text{ кэВ}$ и субмиллиметровой эмиссии в окрестности $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$ позволяют оценить массу межзвездного газа, если масса черной дыры $M_{BH} > 10^5 M_\odot$ и светимость звездного населения $L_*/L_\odot < 3 \cdot 10^4 (M_{BH}/M_\odot)$;

- зависимость отношения светимостей $L(10 \text{ \AA})/L(1 \text{ \AA})$ от величины $L(200 \mu\text{m})$ определяется соотношением между массами пыли и газа, хотя остается в целом нечувствительной от звездной светимости $L_* \lesssim L_{BH}$; при высоких значениях L_* эта корреляция смещается в область более высокой светимости в субмиллиметровом диапазоне при $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$.

Авторы признательны Б.М.Шустову за обсуждения и критические замечания. Работа была выполнена при поддержке проектом 41-2020 "Новые научные группы ФИАН" и Программой Президиума РАН (код проекта 28). Численное моделирование спектров галактик проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант 19-72-20089).

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия, e-mail: eugstar@mail.ru yus@asc.rssi.ru

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³ Исследовательский институт им. Рамана, Садашиванагар, Бангалор, Индия, e-mail: biman@rri.res.in

EMISSION SPECTRA OF GALAXIES WITH SUPERMASSIVE BLACK HOLES

E.O.VASILIEV^{1,2}, Yu.A.SHCHEKINOV¹, B.B.NATH³

Masses of supermassive black holes and stellar bulge of their host ("parent") galaxies are interrelated approximately as $M_{BH} \sim 0.002 M_*$. This indicates that they

tightly interact in the process of their joint evolution. However, a large spread around this proportionality, and in particular a considerable – about an order of magnitude, excess of the black hole mass M_{BH} discovered recently in the early Universe ($z > 6$), suggests that the interaction between the black holes and stellar population can experience intense variations during their coevolution. This circumstance requires a robust observational determination of the interrelations between the masses of black holes, stellar populations and interstellar gas in the host galaxies at high redshifts, in those cases when they cannot be measured directly. In this paper such a possibility is suggested within a simple approach, based on a consideration of spectral features of galaxies with growing black holes along with stellar population. A possibility to infer interrelations between the masses of the black holes, stellar populations and interstellar gas with making use of multiwave-length spectra: far-infrared, submillimeter and X-ray, are illustrated on a set of models with variations of their masses.

Keywords: *galaxies: supermassive black holes: interstellar medium: interstellar dust: extinction*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Marconi, L.K.Hunt*, *Astrophys. J. Lett.*, **589**, L21, 2003, astro-ph/0304274.
2. *N.Häring, H.-W.Rix*, *Astrophys. J. Lett.*, **604**, L89, 2004, astro-ph/0402376.
3. *E.Sani, A.Marconi, L.K.Hunt et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **413**, 1479, 2011, 1012.3073.
4. *J.Kormendy, L.C.Ho*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **51**, 511, 2013, 1304.7762.
5. *T.M.Heckman, P.N.Best*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **52**, 589, 2014, 1403.4620.
6. *A.E.Reines, M.Volonteri*, *Astrophys. J.*, **813**, 82, 2015, 1508.06274.
7. *A.W.Graham, N.Scott*, *Astrophys. J.*, **764**, 151, 2013, 1211.3199.
8. *J.-H.Woo, A.Schulze, D.Park et al.*, *Astrophys. J.*, **772**, 49, 2013, 1305.2946.
9. *M.Volonteri, A.E.Reines*, *Astrophys. J. Lett.*, **820**, L6, 2016, 1602.05711.
10. *R.Decarli, F.Walter, B.P.Venemans et al.*, *Astrophys. J.*, **854**, 97, 2018, 1801.02641.
11. *R.Decarli, R.Falomo, A.Treves et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **402**, 2453, 2010, 0911.2988.
12. *A.Schulze, L.Wisotzki*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **438**, 3422, 2014, 1312.5610.
13. *F.Shankar, M.Bernardi, R.K.Sheth et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **460**, 3119, 2016, 1603.01276.
14. *T.Tanaka, Z.Haiman*, *Astrophys. J.*, **696**, 1798, 2009, 0807.4702.

15. *P.Madau, F.Haardt, M.Dotti*, *Astrophys. J. Lett.*, **784**, L38, 2014, 1402.6995.
16. *M.Volonteri, J.Silk, G.Dubus*, *Astrophys. J.*, **804**, 148, 2015, 1401.3513.
17. *A.Lupi, F.Haardt, M.Dotti et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **456**, 2993, 2016, 1512.02651.
18. *E.Pezzulli, R.Valiante, R.Schneider*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 3047, 2016, 1603.00475.
19. *M.Dijkstra, A.Ferrara, A.Mesinger*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 2036, 2014, 1405.6743.
20. *A.Ferrara, S.Salvadori, B.Yue*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **443**, 2410, 2014, 1406.6685.
21. *M.A.Latif, A.Ferrara*, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **33**, e051, 2016, 1605.07391.
22. *L.Mayer, S.Bonoli*, *Rep. on Progress in Phys.*, **82**, 016901, 2019, 1803.06391.
23. *B.Agarwal, A.J.Davis, S.Khochfar et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **432**, 3438, 2013, 1302.6996.
24. *A.Kubota, C.Done*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **480**, 1247, 2018, 1804.00171.
25. *M.Volonteri, A.E.Reines, H.Atek et al.*, *Astrophys. J.*, **849**, 155, 2017, 1704.00753.
26. *P.Natarajan, F.Pacucci, A.Ferrara et al.*, *Astrophys. J.*, **838**, 117, 2017, 1610.05312.
27. *R.Valiante, R.Schneider, L.Zappacosta et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **476**, 407, 2018, 1711.11033.
28. *G.Bruzual, S.Charlot*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **344**, 1000, 2003, *astro-ph/0309134*.
29. *M.A.Abramowicz, B.Czerny, J.P.Lasota et al.*, *Astrophys. J.*, **332**, 646, 1988.
30. *I.D.Novikov, K.S.Thorne*, *Black Holes (Les Astres Occlus)*, p.343450, 1973.
31. *A.Sądowski*, *Astrophys. J. Suppl.*, **183**, 171, 2009, 0906.0355.
32. *F.Pacucci, M.Volonteri, A.Ferrara*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **452**, 1922, 2015, 1506.04750.
33. *L.Girardi, A.Bressan, G.Bertelli et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **141**, 371, 2000, *astro-ph/9910164*.
34. *S.M.Faber, J.S.Gallagher*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **17**, 135, 1979.
35. *T.S.Gonçalves, A.Basu-Zych, R.A.Overzier et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 1429, 2014, 1406.1176.
36. *J.F.Wu, A.J.Baker, T.M.Heckman et al.*, *Astrophys. J.*, **887**, 251, 2019, 1911.07854.
37. *T.J.L.C.Bakx, Y.Tamura, T.Hashimoto et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **493**, 4294, 2020, 2001.02812.
38. *T.Morishita, M.Trenti, M.Stiavelli et al.*, *Astrophys. J.*, **867**, 150, 2018, 1809.07604.
39. *G. de La Vieuville, D.Bina, R.Pello et al.*, *Astron. Astrophys.*, **628**, A3, 2019, 1905.13696.
40. *G.J.Ferland, M.Chatzikos, F.Guzmán et al.*, *Revista Mexicana Astron. Astrofis.* **53**, 385, 2017, 1705.10877.
41. *B.T.Draine*, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press, 2011).
42. *J.Wilms, A.Allen, R.McCray*, *Astrophys. J.*, **542**, 914, 2000, *astro-ph/0008425*.
43. *J.Kalirai*, *Contemporary Physics*, **59**, 251, 2018, 1805.06941.

44. *N.S.Kardashev, I.D.Novikov, V.N.Lukash et al.*, Physics Uspekhi, **57**, 1199, 2014, 1502.06071.
45. *L.I.Gurvits, Z.Paragi, V.Casasola et al.*, Experimental Astronomy, **51**, 559, 2021, 1908.10767.
46. *M.Compiègne, L.Verstraete, A.Jones et al.*, Astron. Astrophys., **525**, A103, 2011, 1010.2769.
47. *E.Dwek, R.G.Arendt*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **30**, 11, 1992.
48. *C.Circosta, C.Vignali, R.Gilli et al.*, Astron. Astrophys., **623**, A172, 2019, 1901.07108.
49. *T.Connor, E.Bañados, D.Stern et al.*, Astrophys. J., **887**, 171, 2019, 1909.08619.
50. *F.Vito, W.N.Brandt, F.E.Bauer et al.*, Astron. Astrophys., **628**, L6, 2019, 1906.04241.
51. *E.L.Lambrides, M.Chiaberge, T.Heckman et al.*, Astrophys. J., **897**, 160, 2020, 2002.00955.
52. *Q.D'Amato, R.Gilli, C.Vignali et al.*, Astron. Astrophys., **636**, A37, 2020, 2003.08631.

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-357

ВЛИЯНИЕ ГАЛО НА ВРАЩЕНИЕ БАРА В ГАЛАКТИКАХ

Б.П.КОНДРАТЬЕВ^{1,2}, Е.Н.КИРЕЕВА¹, В.С.КОРНОУХОВ¹,
Н.Г.ТРУБИЦЫНА³

Поступила 26 июня 2022

Принята к печати 8 августа 2022

Изучается влияние массивного гравитирующего гало на вращение эллипсоидального бара в дисковых галактиках. Метод основан на вычислении момента сил между баром и гало с помощью функции их взаимной гравитационной энергии. Для проверки нового метода рассмотрены две модели: простой вариант с однородными компонентами, и более сложный вариант, в котором гало представлено слоисто-неоднородным эллипсоидом с параболическим законом плотности. Для обеих моделей получены выражения взаимной гравитационной энергии бара и гало, построен лагранжиан и выводятся дифференциальные уравнения нелинейных вращательных колебаний бара. Эти уравнения описывают вращение бара с переменной угловой скоростью. Найдены частоты и периоды либраций угловой скорости бара как в общем нелинейном случае, так и в приближении гармонических колебаний. Установлено, что учет неоднородности гало может заметно (примерно в 2 раза) увеличивать период этих колебаний.

Ключевые слова: *структура дисковых галактик; бары и гало; взаимная энергия эллипсоидов; линейные и нелинейные уравнения вращательных колебаний бара; частоты и периоды колебаний*

1. Введение. Из наблюдений надежно установлено, что бары и гало являются неотъемлемой частью многих дисковых галактик, но некоторые вопросы взаимодействия этих компонентов галактик еще не выяснены окончательно. Изучение эволюции указанных компонентов остается актуальной задачей [1,2]. Из численного моделирования [3,4] следует, что бары в дисковых галактиках могли формироваться в два этапа. В эпоху $z > 1$ проходила сравнительно короткая "бурная стадия" и бары в галактиках встречались еще редко. Затем, в интервале $0 < z < 1$, число баров возросло и началась эпоха медленной вековой эволюции, когда бары укрупняются и растут вместе с дисками [5]. Чем ближе к нам галактики при $z < 1$, тем чаще они имеют бар. Более половины всех известных дисковых галактик имеют бар. Массивные галактики формируют бары раньше, чем менее массивные [6], причем длина баров заметно коррелирует с массой галактики [5]. И хотя массивное гало может препятствовать образованию баров (см., например, [7]), но у многих дисковых галактик есть и перемычка, и гало.

В работе [8] была построена упрощенная фазовая модель бесстолкновительного, состоящего из отдельных звезд цилиндра, вложенного в однородное вращающееся звездное гало. Установлено, что эта модель имеет вид четырехмерного эллипсоида в шестимерном фазовом пространстве. Фазовый эллипсоид дважды вырожден; функция распределения в фазовом пространстве включает в себя произведение двух дельта-функций Дирака, аргументы которых являются первыми изолирующими интегралами движения звезды. Установлено, что внутри бара существуют сдвиговые (усредненные по скоростям) течения. Параметры модели могут быть выбраны таким образом, чтобы скорость потери массы модели из-за этого движения была очень малой. Таким образом, актуальной является задача построения нестационарной самосогласованной модели бара, вложенного в гало.

О важности учета взаимодействия бара и гало в галактиках говорят и результаты численного моделирования звездных систем (см., например, [9-11]). Отметим, что в системе бар-гало могут происходить многие сложные динамические процессы. Так, эффект динамического трения бара о гало [12-14] может вызвать замедление вращения бара. В работе [2] изучался другой механизм замедления вращения бара за счет переноса углового момента к звездам. Некоторые галактические бары оказываются неустойчивыми к перестройке своей формы [15,16]); при этом формируется коробчато/ореховидная форма бара. Этот эффект изучался в экспериментах по моделированию и установлено, что он связан с очень массивным окружающим гало. В работе [17] авторы рассмотрели быстрый режим эволюции такого бара, а в статье [18] был изучен медленный резонансный режим.

При постановке задач об эволюции баров в галактиках важен выбор подходящего метода исследования. На современном этапе построение самосогласованных фазовых моделей возможно лишь в некоторых сравнительно простых случаях, см., например [19], но для неоднородного бара и гало это вряд ли возможно из-за математических трудностей.

В данной работе, как первый шаг в решении проблемы построения нестационарной модели галактики, разработан метод изучения поворотных (вращательных) колебаний трехосного бара под влиянием гравитирующего трехосного гало. Задача сводится к построению лагранжиана, где в качестве потенциального члена используется взаимная гравитационная энергия системы "бар-гало". Важной особенностью данного метода является то, что производная от взаимной энергии по углу колебаний сразу дает момент сил, действующих на бар со стороны внешнего гало, и это позволяет простым способом выводить дифференциальное уравнение вращательных колебаний бара.

В разделе 2 дана постановка задачи, в разделе 3 найдена взаимная гравитационная энергия однородного бара и однородного эллипсоидального

гало. Лагранжиан в этой задаче получен в разделе 4, где выводится также уравнение нелинейных поворотных колебаний вращающегося бара. В разделе 5 рассматривается более общая задача о взаимной энергии и либрациях бара в неоднородном эллипсоидальном гало.

2. Постановка задачи. Бар (перемычка, рукав) состоит в основном из звезд, и на ранней стадии эволюции моделируется вытянутым однородным трехосным эллипсоидом с полуосями ($a_1 > a_2 > a_3$). О форме баров дополнительно см. работу [20]. Бар находится внутри трехосного гало с границей

$$\frac{x_1^2}{a_1'^2} + \frac{x_2^2}{a_2'^2} + \frac{x_3^2}{a_3'^2} = 1, \quad (a_1' > a_2' > a_3'). \quad (1)$$

Заметим, что бар вращается вокруг оси Ox_3 значительно быстрее, чем очень массивное гало. В пределе мы можем пренебречь вращением гало и рассматривать вращение только бара. В принципе, во внутреннем эллипсоиде могут существовать и течения газа (или жидкости) с полем скоростей $\vec{u}$ (u_1, u_2, u_3). Фигуры равновесия с внутренним полем скоростей рассматривались в ряде работ (см., например, [21-23]). Однако в данной работе внутренними течениями в баре мы пренебрегаем.

Бар на стадии вековой эволюции вращается, и здесь нас интересует, прежде всего, влияние гравитирующего трехосного гало, приводящее к небольшим поворотным ускорениям и замедлениям во вращении самого бара.

Пусть система декартовых координат $Ox_1x_2x_3$ связана с главными осями гало, а система $OX_1X_2X_3$ – с главными осями эллипсоидального бара. В согласии с вышесказанным полагаем, что вращение бара происходит вокруг оси Ox_3 .

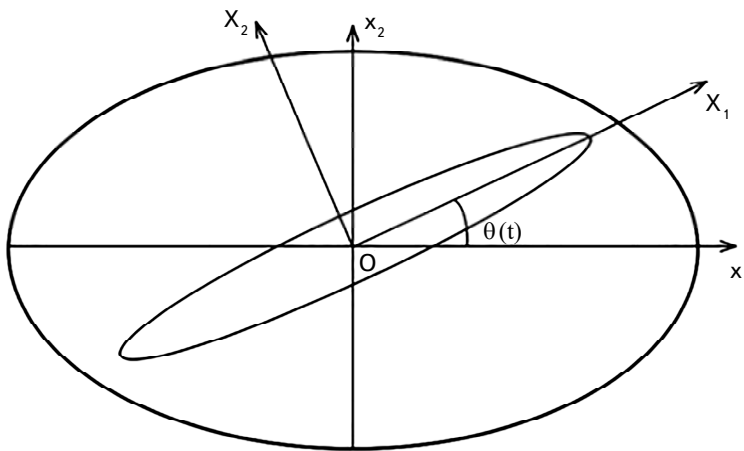


Рис.1. Сечение эллипсоидального бара, вложенного в трехосное гало. Показаны системы координат, связывающие бар и гало, а также угол наклона бара $\theta(t)$. Ось вращения бара Ox_3 нормальна к плоскости рисунка.

Ориентация бара задается углом $\theta(t)$ относительно осей гало Ox_1x_2 (рис.1).

Введенные две системы координат связаны между собой формулами

$$\begin{aligned}x_1 &= X_1 \cos\theta - X_2 \sin\theta; & X_1 &= x_1 \cos\theta + x_2 \sin\theta; \\x_2 &= X_1 \sin\theta + X_2 \cos\theta; & X_2 &= x_2 \cos\theta - x_1 \sin\theta.\end{aligned}\quad (2)$$

3. Взаимная гравитационная энергия однородных эллипсоидов.

Для нахождения момента сил между баром и гало применим метод, основанный на вычислении их взаимной гравитационной энергии W_{mut} . Напомним, что поверхность бара дана формулой (1) и его плотность есть ρ_b , а эллипсоидальное гало имеет полуоси ($a'_1 > a'_2 > a'_3$) и плотность ρ_H . Для однородного бара в гало взаимную энергию удобнее находить по формуле [24]

$$W_{mut} = -\rho_b \iiint_{V_b} \varphi_H(x_i) dV, \quad (3)$$

где интегрирование внутреннего потенциала гало $\varphi_H(x_i)$ выполняется по объему бара V_b . Известно (см., например, [21]), что в системе координат $Ox_1x_2x_3$ гравитационный потенциал однородного эллипсоидального гало во внутренней точке равен

$$\varphi_H = \pi G \rho_H (I' - A'_1 x_1^2 - A'_2 x_2^2 - A'_3 x_3^2), \quad (4)$$

где I' и коэффициенты A'_i имеют вид

$$\begin{aligned}I' &= a'_1 a'_2 a'_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\Delta}; & A'_i &= a'_1 a'_2 a'_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i'^2 + s)\Delta}; \\ \Delta^2(s) &= (a_1'^2 + s)(a_2'^2 + s)(a_3'^2 + s).\end{aligned}\quad (5)$$

Потенциал гало (4) удобно записать в системе координат бара $OX_1X_2X_3$. Используя для этого формулы (2), получим выражение

$$\varphi_H = \pi G \rho_H [I' - A'_1 (X_1 \cos\theta - X_2 \sin\theta)^2 - A'_2 (X_1 \sin\theta + X_2 \cos\theta)^2 - A'_3 x_3^2], \quad (6)$$

которое преобразуем к виду

$$\begin{aligned}\varphi_H &= \pi G \rho_H \left[I - (A'_1 \cos^2\theta + A'_2 \sin^2\theta) X_1^2 - (A'_1 \sin^2\theta + A'_2 \cos^2\theta) X_2^2 - \right. \\ &\quad \left. (A'_2 - A'_1) \sin 2\theta X_1 X_2 - A'_3 x_3^2 \right].\end{aligned}\quad (7)$$

Подставляя теперь гравитационный потенциал (7) под знак интеграла в (3) и учитывая, что тензор инерции второго порядка однородного эллипсоида равен

$$I_{ij} = \rho_b \iiint_{V_b} X_i X_j dV = \frac{1}{5} M_b a_i^2 \delta_{ij}, \quad (8)$$

где $M_b = 4\pi a_1 a_2 a_3 \rho_b / 3$ - масса бара, а δ_{ij} - символ Кронекера, в итоге, после интегрирования находим взаимную энергию системы бар-гало:

$$W_{mut}(\theta) = \frac{1}{5} \pi G \rho_H M_b [(A'_1 a_1^2 + A'_2 a_2^2) \cos^2\theta + (A'_1 a_2^2 + A'_2 a_1^2) \sin^2\theta + A'_3 a_3^2 - 5I']. \quad (9)$$

В частности, при $\theta = 0$, когда большая ось бара OX_1 совпадает с осью гало Ox_1 , взаимная энергия принимает свое минимальное (максимальное по модулю) значение

$$W_{mut}^0(\theta) = \frac{1}{5} \pi G \rho_H M_b [A'_1 a_1^2 + A'_2 a_2^2 + A'_3 a_3^2 - 5 I'] . \quad (10)$$

Далее примем $W_{mut}^0(\theta)$ за точку отсчета взаимной энергии и составим разность

$$\tilde{W}_{mut}(\theta) = W_{mut}(\theta) - W_{mut}^0 . \quad (11)$$

После простых преобразований в (11) находим

$$\tilde{W}_{mut}(\theta) = \frac{1}{5} \pi G \rho_H M_b (A'_2 - A'_1) (a_1^2 - a_2^2) \sin^2 \theta . \quad (12)$$

Отметим, что в формуле (12) присутствует только член, зависящий от угла θ . В нем коэффициент при $\sin^2 \theta$ обращается в нуль в двух случаях: (i) при осевой симметрии внешнего гало (когда $A'_1 = A'_2$), или (ii) когда в трехосном гало сам бар имеет круговую симметрию $a_1 = a_2$. И в том, и в другом случаях момент сил между баром и гало отсутствует.

График формулы (12) показан на рис.2. Из него видно, что минимум взаимной энергии действительно достигается тогда, когда большая ось бара совпадает с наибольшей осью гало. Из этого рисунка также следует, что в интервале углов $-\pi/2 < \theta < \pi/2$ система бар-гало находится в потенциальной яме, причем нормированная взаимная энергия имеет свой локальный минимум при $\theta = 0$. Это означает, что в этом режиме движения либрацию бара можно представить как колебания в поле тяжести материальной точки, перекаты-

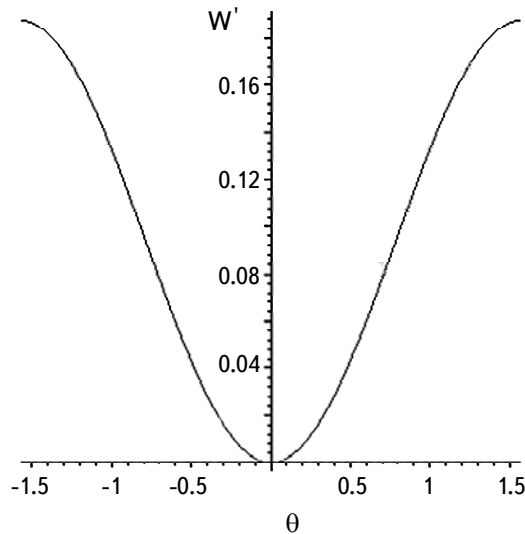


Рис.2. Зависимость нормированной взаимной гравитационной энергии $W' = 5 \tilde{W}_{mut}(\theta) / \pi G \rho_H M_b a_1^2$ гало и бара от угла ориентации θ . Для расчетов взяты значения $A'_1 = 0.15$; $A'_2 = 0.4$; $n = a_2 / a_1 = 0.5$.

вающейся внутри изображенной вогнутой чаши. Такие поворотные колебания бара являются устойчивыми.

Рассмотрим подробнее режимы вращения бара в гало.

4. *Момент сил и уравнение вращения бара.* Для изучения влияния гало на вращение бара применим метод, развитый в работе Кондратьева [25]. В этом методе момент сил M , действующих на бар со стороны гало, находится через вычисление производной от функции взаимной энергии системы "бар-гало" по углу вращения θ . В нашем случае, единственная, отличная от нуля третья компонента момента сил будет равна:

$$M = \frac{\partial \tilde{W}_{mut}}{\partial \theta}. \quad (13)$$

Далее упростим задачу и будем считать, что масса и момент инерции гало относительно оси вращения I_{3H} намного больше, чем масса M_b и момент инерции бара I_{3b} , т.е. $I_{3H} \gg I_{3b}$. Это предположение о доминирующем влиянии гало согласуется с наблюдениями и подтверждается численными моделями [11]. В указанном приближении вращается только бар, а массивное гало в инерциальной системе отсчета остается в покое. Кинетическая энергия колебательного движения бара будет равна

$$K = \frac{1}{2} I_{3b} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2, \quad I_{3b} = \frac{1}{5} M_b (a_1^2 + a_2^2). \quad (14)$$

Лагранжиан будет равен

$$L(\theta) = K - \tilde{W}_{mut} = \frac{1}{2} I_{3b} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 - \frac{1}{5} \pi G \rho_H M_b [(A'_2 - A'_1)(a_1^2 - a_2^2) \sin^2 \theta]. \quad (15)$$

С учетом лагранжиана (15), второе уравнение движения Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dL}{d\dot{\theta}} \right) - \frac{dL}{d\theta} = 0, \quad (16)$$

где член $dL/d\theta$ равен моменту сил из (13), дает искомое дифференциальное уравнение второго порядка для угла $\theta(t)$:

$$\ddot{\theta} + \omega^2 \sin 2\theta = 0. \quad (17)$$

Входящая в (17) величина ω^2 связана с характеристиками гало и бара

$$\omega^2 = \pi G \rho_H \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} (A'_2 - A'_1). \quad (18)$$

Дифференциальное уравнение (17) и представляет решение поставленной задачи: оно описывает вращение бара с переменной угловой скоростью (рис.3).

Частота малых колебаний есть

$$\kappa = \sqrt{2} \omega = \sqrt{2\pi G \rho_H \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} (A'_2 - A'_1)}, \quad (19)$$

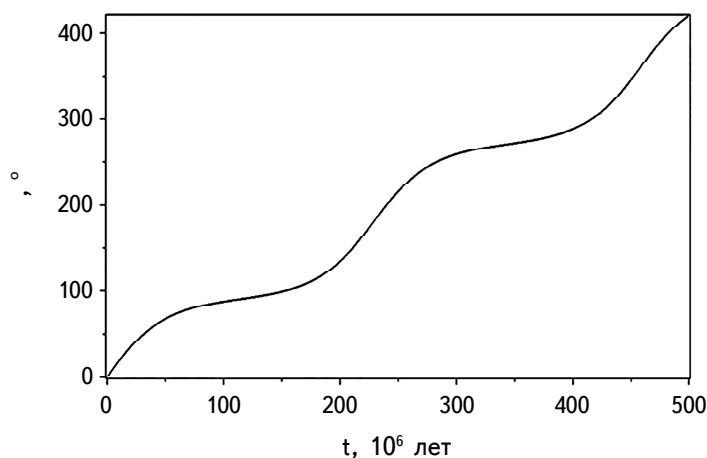


Рис.3. Движение бара с угловой скоростью, изменяющейся периодически со временем. Гало то ускоряет вращение бара, то замедляет его относительно среднего вращения. Для расчета по формуле (17) в качестве начального значения взято значение $\dot{\theta}_0 = 1 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$, соответствующее параметрам модели (21) и значению средней угловой скорости бара $\omega = 21.6 \text{ км/с кпк}$ (или $T \approx 2 \cdot 10^8 \text{ лет}$).

а период колебаний

$$T_0 = \frac{2\pi}{\kappa}. \quad (20)$$

Для примера, возьмем характерные для средних галактик относительные размеры гало и бара:

$$a'_1 = 3, \quad a'_2 = 2, \quad a'_3 = 1; \quad n = \frac{a_2}{a_1} = \frac{2}{3}. \quad (21)$$

Тогда коэффициенты внутреннего потенциала гало, рассчитанные по формулам (5), будут равны

$$A'_1 = 0.3126014; \quad A'_2 = 0.5343081. \quad (22)$$

Среднюю плотность гало возьмем равной $\rho_H \approx 5 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$. Тогда, по формулам (20) и (21) находим период малых колебаний (либраций) угловой скорости бара относительно принятого среднего значения

$$T_0 \approx 2 \cdot 10^8 \text{ лет}. \quad (23)$$

Данный в (23) период малых поворотных колебаний бара оказывается того же порядка, что и период обращения звезд вокруг центра галактик за пределами бара в зоне коротации. Далее, в разделе 5 мы покажем, что учет неоднородности гало увеличит период либраций бара.

При больших амплитудах θ_0 бар, согласно уравнению (17), совершает нелинейные колебания, частота и период которых равны

$$\mu = \frac{\pi}{2} \frac{\kappa}{K(\kappa)}, \quad T = \frac{2\pi}{\mu}. \quad (24)$$

Здесь $K(k)$ - стандартный полный эллиптический интеграл первого рода. С хорошей точностью период нелинейных колебаний с амплитудой θ_0 может быть представлен формулой

$$T = T_0 \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 \theta_0 \right). \quad (25)$$

5. Вращение бара в неоднородном трехосном гало.

5.1. *Плотность и внутренний потенциал гало.* Рассмотрим теперь неоднородное трехосное гало с параболическим законом плотности $\rho(m)$ и массой M_H

$$\rho = \rho_0 (1 - m^2); \quad m^2 = \frac{x_1^2}{a_1'^2} + \frac{x_2^2}{a_2'^2} + \frac{x_3^2}{a_3'^2}; \quad M_H = \frac{8}{15} \pi a_1' a_2' a_3' \rho_0. \quad (26)$$

Эллипсоид с законом плотности (26) является одним из самых простых после однородного. Мы рассмотрим эту модель для того, чтобы оценить влияние неоднородности на взаимную энергию системы бар-гало, а также на период колебаний угловой скорости бара. Разумеется, более сложные законы плотности привели бы к значительному увеличению объема вычислений. Внутренний потенциал такого слоисто-неоднородного эллипсоида дается формулой [22,23]

$$\Phi(x) = \frac{1}{2} G \rho_0 a_1' a_2' a_3' \int_0^\infty \frac{du}{\Delta(s)} \left(1 - \sum_i^3 \frac{x_i^2}{a_i'^2 + s} \right)^2, \quad (27)$$

где $\Delta(s)$ дано в (5). Раскрывая скобки и интегрируя в (27), в итоге получим выражение

$$\begin{aligned} \Phi_H = \frac{1}{2} G \rho_0 \{ & I' - 2 A_1' x_1^2 - 2 A_2' x_2^2 - 2 A_3' x_3^2 + A_{11}' x_1^4 + A_{22}' x_2^4 + A_{33}' x_3^4 + \\ & + 2 A_{12}' x_1^2 x_2^2 + 2 A_{13}' x_1^2 x_3^2 + 2 A_{23}' x_2^2 x_3^2 \}. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь A_i' даны в (5), а двойные индексы Чандрасекара [21] равны

$$A_{ij}' = a_1' a_2' a_3' \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i'^2 + s)(a_j'^2 + s)\Delta(s)}. \quad (29)$$

Подставляя в (28) формулы (2), приводим потенциал внутри гало к виду

$$\begin{aligned} \Phi_H = \frac{1}{2} G \rho_0 \{ & I + A_{33}' x_3^4 + R_{1111} X_1^4 + R_{2222} X_2^4 + R_{1122} X_1^2 X_2^2 + R_{1133} X_1^2 x_3^2 + \\ & + R_{2233} X_2^2 x_3^2 - R_{22} X_2^2 - R_{11} X_1^2 - 2 A_3' x_3^2 \}. \end{aligned} \quad (30)$$

Входящие сюда коэффициенты при координатах даны в *Приложении 1*.

В (30) не включены три несимметричных члена R_{1112} , R_{1222} , R_{1233} , так как при последующем интегрировании по симметричному объему эллипсоида

бара (см. ниже) эти члены дают ноль.

5.2. *Взаимная энергия бара и неоднородного гало.* Чтобы не усложнять и без того весьма объемные выкладки, бар, как и ранее считаем однородным. Для нахождения взаимной энергии бара и гало подставим гравитационный потенциал (30) под знак интеграла в формулу (3). Интегрируя по объему бара и учитывая (8), а также формулы для моментов инерции четвертого порядка

$$\begin{aligned} I_{iiii} &= \rho_b \iiint_{V_b} X_i^4 dV = \frac{3}{35} M_b a_i^4, & i=1,2,3; \\ I_{ijij} &= \rho_b \iiint_{V_b} X_i^2 X_j^2 dV = \frac{1}{35} M_b a_i^2 a_j^2, & ij=1122, 1133, 2233; \\ I_{1233} &= I_{1222} = I_{1112} = 0, \end{aligned} \quad (31)$$

находим взаимную энергию бара и неоднородного гало

$$\begin{aligned} W_{mut} &= -\frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b \left\{ 5I - R_{11} a_1^2 - R_{22} a_2^2 - 2A'_3 a_3^2 + \frac{3}{7} A'_{33} a_3^4 + \frac{3}{7} R_{1111} a_1^4 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{7} R_{2222} a_2^4 + \frac{1}{7} R_{1122} a_1^2 a_2^2 + \frac{1}{7} R_{1133} a_1^2 a_3^2 + \frac{1}{7} R_{2233} a_2^2 a_3^2 \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

Подставляя далее в (32) коэффициенты из *Приложения 1*, после преобразований находим

$$W_{mut} = -\frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b \{ S_4 \sin^4 \theta + C_4 \cos^4 \theta + CS \cos^2 \theta \sin^2 \theta + S_2 \sin^4 \theta + C_2 \cos^2 \theta + R \}. \quad (33)$$

Здесь введены вспомогательные коэффициенты, формулы для которых см. в *Приложении 2*.

При $\theta=0$ (см. также раздел 2), когда наибольшие оси бара OX_1 и гало Ox_1 совпадают, взаимная энергия (33) принимает свое минимальное (максимальное по модулю) значение:

$$W_{mut}^0(\theta=0) = -\frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b [C_4 + C_2 + R]. \quad (34)$$

Составляя, по аналогии с разделом 2 разность

$$\tilde{W}_{mut}(\theta) = W_{mut}(\theta) - W_{mut}^0, \quad (35)$$

после преобразований находим

$$\tilde{W}_{mut}(\theta) = \frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b \{ D_4 \sin^4 \theta + D_2 \sin^2 \theta \}, \quad (36)$$

где

$$D_2 = 2C_4 - CS + C_2 - S_2 \geq 0; \quad D_4 = CS - S_4 - C_4 \geq 0. \quad (37)$$

Проверка в (37) подтвердила: влияние гало на бар действительно исчезает

как в случае круговой симметрии бара $a_1 = a_2$, так и в случае трехосного бара $a_1 \neq a_2$, но помещенного в гало с круговой симметрией; в обоих случаях обращаются в нуль коэффициенты

$$D_4 = D_2 = 0. \quad (38)$$

5.3. Лагранжиан и уравнение либраций. Момент сил, действующих со стороны гало на бар, согласно формуле (13), будет теперь равен:

$$M = \frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b (D_2 + 2 D_4 \sin^2 \theta) \sin 2\theta. \quad (39)$$

Кинетическая энергия вращательного движения бара (ср. с разделом 3) равна

$$K = \frac{1}{2} I_{3b} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2, \quad I_{3b} = \frac{1}{7} M_b (a_1^2 + a_2^2). \quad (40)$$

Составим лагранжиан для системы гало-бар

$$L(\theta) = \frac{1}{2} I_{3b} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 - \frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b [D_4 \sin^4 \theta + D_2 \sin^2 \theta], \quad (41)$$

для которого второе уравнение движения Лагранжа (16) дает дифференциальное уравнение колебаний для угла $\theta(t)$:

$$\ddot{\theta} + \frac{\pi G \rho_0}{2(a_1^2 + a_2^2)} (D_2 + 2 D_4 \sin^2 \theta) \sin 2\theta = 0. \quad (42)$$

Заметим, что уравнение нелинейных колебаний (42) несколько отличается от уравнения, полученного ранее в (17).

Численные расчеты мы проведем для тех же приемлемых относительных значений полуосей гало и бара, см. формулы (21). Соответствующие коэффициенты A'_i , A'_{ij} , D_2 , D_4 и другие даны ниже в табл.1.

Так как $2 D_4 / D_2 \sim 10^{-3}$, то ввиду малости коэффициента D_4 членом $2 D_4 \sin^2 \theta$ в правой части (42) можно пренебречь, и с хорошим приближением уравнение нелинейных колебаний представим в виде

$$\ddot{\theta} + \frac{\pi G \rho_0 D_2}{2(a_1^2 + a_2^2)} \sin 2\theta = 0. \quad (43)$$

В линейном приближении по θ уравнение (44) примет вид

$$\ddot{\theta} + \frac{\pi G \rho_0}{a_1^2 + a_2^2} D_2 \cdot \theta = 0. \quad (44)$$

Период малых либраций в рассматриваемом случае будет равен

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\pi G \rho_0}{a_1^2 + a_2^2} D_2}} \approx 3.51 \cdot 10^8 \text{ лет}. \quad (45)$$

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Полуоси гало и бара		Коэффициенты потенциала однородного гало	Индексные символы неоднородного гало	Вспомогательные коэффициенты	Коэффициенты в уравнении колебаний
$a'_1 = 3$ $a'_2 = 2$ $a'_3 = 1$	$a_1 = 1$ $a_2 = 2/3$ $a_3 = 1/3$	$A'_1 = 0.3126014$ $A'_2 = 0.5343081$ $A'_3 = 1.1530905$	$A'_{11} = 0.02427325$ $A'_{12} = 0.04434134$ $A'_{13} = 0.10506114$ $A'_{23} = 0.20626081$ $A'_{22} = 0.08313262$ $A'_{33} = 0.5628927$	$S_4 = 0.04331379$ $C_4 = 0.02052282$ $CS = 0.0639083$ $S_2 = -1.3384538$ $C_2 = -1.0938978$	$D_2 = 0.22169325$ $D_4 = 0.00007171$

Заметим, найденный период линейных либраций оказывается примерно в 1.75 длиннее, чем период либраций того же бара в однородном гало.

6. Обсуждение и заключение. Исследование влияния гало на вращение баров является актуальной задачей, т.к. несмотря на заметный прогресс в изучении образования и эволюции плоских галактик, ученые до сих пор не пришли к согласию в вопросе о доминирующем механизме образования баров (о механизмах образования бар-мод см., например, [26]). Бар-мода является самой крупномасштабной, поэтому изучение динамики и эволюции галактик удобно начинать с изучения баров.

С помощью построенных здесь моделей, мы рассмотрели влияние гравитирующего гало из темной материи на вращение бара. Отметим, что бар не является фигурой, вытесняющей материю гало: речь идет о взаимопроникающей суперпозиции компонентов темной материи гало и материи звездного трехосного бара. Такие модели с суперпозицией потенциалов нескольких компонентов "гало-бар-диск" часто используются в динамике звездных систем [27].

Как отмечалось, кроме рассмотренного здесь механизма влияния гало на угловую скорость вращения бара, есть и другие механизмы воздействия диска и гало на бар. Так, эффект замедления вращения бара возможен как за счет передачи углового момента звездам [2], так и за счет влияния динамического трения между баром и гало [14]. Существует и эффект изменения формы бара [15,16], приводящий к некоторому округлению его формы.

В нашей работе в гидродинамическом приближении решена задача о либрационных колебаниях вращающегося бара. Были построены две модели: (i) однородный бар внутри однородного гало и (ii) однородный бар внутри слоисто-неоднородного гало с параболическим законом плотности. Для обеих моделей была найдена взаимная гравитационная энергия бара и гало. Задача сводится к построению лагранжиана, где в качестве потенциального члена

как раз и используется указанная взаимная гравитационная энергия. Важной особенностью метода является то, что производная от взаимной энергии по углу вращения дает момент сил, действующих на бар со стороны внешнего гало. Это позволяет простым способом выводить дифференциальное уравнение вращательных колебаний бара.

Исследование полученных дифференциальных уравнений позволило выявить периодический характер в изменении угловой скорости бара под влиянием внешнего гало. Были найдены частоты и периоды вращательных либраций бара как в общем нелинейном случае, так и в приближении гармонических колебаний. Установлено, что периоды указанных либраций бара могут быть того же порядка, что и периоды обращения звезд вокруг центра галактики за пределами бара в зоне коротации. Кроме того, наш расчет во второй модели показал, что учет неоднородности в распределении вещества в гало может заметно (примерно в 2 раза) увеличить период либраций бара. Так как прямая наблюдательная проверка данных эффектов затруднена, для контроля теоретических выводов необходимо проведение дополнительных численных экспериментов по изучению либраций баров в гало галактик. Кроме того, данный здесь метод можно применять и к задачам о динамике двойных баров.

Авторы признательны Междисциплинарной Научно-Образовательной Школе МГУ "Фундаментальные и прикладные космические исследования".

¹ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
e-mail: work@boris-kondratyev.ru

² Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург

³ Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Коэффициенты в потенциале (30) равны:

$$\begin{aligned}
 R_{11} &= 2 A'_1 \cos^2 \theta + 2 A'_2 \sin^2 \theta; & R_{22} &= 2 A'_1 \sin^2 \theta + 2 A'_2 \cos^2 \theta; \\
 R_{1111} &= A'_{11} \cos^4 \theta + 2 A'_{12} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + A'_{22} \sin^4 \theta; \\
 R_{2222} &= A'_{11} \sin^4 \theta + 2 A'_{12} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + A'_{22} \cos^4 \theta; \\
 R_{1122} &= (6 A'_{11} - 8 A'_{12} + 6 A'_{22}) \cos^2 \theta \sin^2 \theta + 2 A'_{11} \cos^4 \theta + 2 A'_{12} \sin^4 \theta; \\
 R_{1133} &= 2 A'_{13} \cos^2 \theta + 2 A'_{23} \sin^2 \theta; & R_{2233} &= 2 A'_{13} \sin^2 \theta + 2 A'_{23} \cos^2 \theta.
 \end{aligned} \tag{П.1}$$

Указанные в тексте вспомогательные коэффициенты в потенциале (33) равны:

$$\begin{aligned}
 S_4 &= \frac{3}{7} A'_{11} a_2^4 + \frac{3}{7} A'_{22} a_1^4 + \frac{2}{7} A'_{12} a_1^2 a_2^2 ; \\
 C_4 &= \frac{3}{7} A'_{22} a_2^4 + \frac{3}{7} A'_{11} a_1^4 + \frac{2}{7} A'_{11} a_1^2 a_2^2 ; \\
 CS &= \frac{6}{7} A'_{12} a_1^4 + \frac{6}{7} A'_{12} a_2^4 + \frac{1}{7} (6 A'_{11} - 8 A'_{12} + 6 A'_{22}) a_1^2 a_2^2 ; \\
 S_2 &= -2 A'_1 a_2^2 + \frac{2}{7} A'_{13} a_2^2 a_3^2 + \frac{2}{7} A'_{23} a_1^2 a_3^2 - 2 A'_2 a_1^2 ; \\
 C_2 &= -2 A'_2 a_2^2 + \frac{2}{7} A'_{13} a_1^2 a_3^2 + \frac{2}{7} A'_{23} a_2^2 a_3^2 - A'_1 a_1^2 ; \\
 R &= 5I - 2 A'_3 a_3^2 + \frac{3}{7} A'_{33} a_3^4 .
 \end{aligned}
 \tag{П.2}$$

HALO EFFECT ON BAR ROTATION IN GALAXIES

B.P.KONDRATYEV^{1,2}, E.N.KIREEVA¹, V.S.KORNOUKHOV¹,
N.G.TRUBITSYNA³

The effect of a massive gravitating halo on the rotation of an ellipsoidal bar in disk galaxies is studied. The method is based on calculating the moment of forces between the bar and the halo using a function of their mutual gravitational energy. To test the new method, two models are constructed: a simple version with homogeneous components, and a more complex version in which the halo is represented by a layered-heterogeneous ellipsoid with a parabolic density law. For both models, expressions for the mutual gravitational energy of the bar and the halo are obtained, the Lagrangian is constructed, and differential equations for the nonlinear rotational oscillations of the bar are derived. These equations describe bar rotation with variable angular velocity. The frequencies and periods of oscillations of the bar's angular velocity are found both in the general nonlinear case and in the approximation of harmonic oscillations. It has been found that taking into account the inhomogeneity of the halo can noticeably (by about a factor of 2) increase the period of these oscillations.

Keywords: *structure of disk galaxies; bars and halos; mutual energy of ellipsoids; linear and nonlinear equations of rotational oscillations of bars; frequencies and periods of oscillation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.A.Sellwood, A.Wilkinson*, Reports on Progress in Phys., **56**, 173, 1993.
2. *E.Athanassoula*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **341**, 117903, 2003.
3. *M.Martig, F.Bournaud, D.J.Croton et al.*, Astrophys. J., **756**, 26, 2012.
4. *K.Kraljic, F.Bournaud, M.Martig*, Astrophys. J., **757**, 60, 2012.
5. *T.Kim, E.Athanassoula, K.Sheth et al.*, Astrophys. J., **922**, 196, 2021.
6. *K.Sheth et al.*, Astrophys. J., **675**, 1141, 2008.
7. *B. Cervantes Sodi*, Astrophys. J., **835:80**, 9, 2017.
8. *B.P.Kondratyev, E.N.Kireeva*, Baltic Astron., **25**, 247, 2016.
9. *J.P.Ostriker, P.J.E.Peebles*, Astrophys. J., **186**, 467, 1973.
10. *M.G.Abadi, J.F.Navarro, M.Fardal et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **407**, 435, 2010.
11. *I.Minchev, B.Famaey, A.C.Quillen et al.*, Astron. Astrophys. **548**, A126, 2012.
12. *L.Hernquist M.D.Weinberg*, Astrophys. J., **400**, 80, 1992.
13. *V.P.Debattista, J.A.Sellwood*, Astrophys. J. **543**, 704, 2000.
14. *J.A.Sellwood*, Astrophys. J., **637**, 567, 2006.
15. *A.Collier*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **492**, 2241, 2020.
16. *A.Kumar, M.Das, K.S.Kumar*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **509**, 1262, 2022.
17. *S.Tremaine, M.D.Weinberg*, Astrophys. J., **282**, L5-L7, 1984.
18. *R.Chiba, R.Schönrich*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **505**, 2412, 2021.
19. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Astrophysics, **64**, 219, 2021.
20. *J.H.Knapen, I.Shlosman, R.F.Peletier*, A subarcsecond resolution near-infrared study of Seyfert and "normal" galaxies: II. Morphology, **529**, 93, 2000.
21. *S.Chandrasekhar*, Ellipsoidal Figures of Equilibrium, Yale University Press, New Haven, 1969.
22. *B.P.Kondratyev*, Sov. Astron., **26**, 279, 1982.
23. *Б.П.Кондратьев*, Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур, М., Наука, 1989.
24. *Б.П.Кондратьев*, Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М., Мир, 2007.
25. *B.P.Kondratyev*, Solar Syst. Res., **46**, 352, 2014.
26. *E.V.Polyachenko*, Astron. Lett., **39**, 72, 2013.
27. *A.T.Bajkova, V.V.Bobylev*, Astron. Rep., **65**, 737, 2021.
28. *B.P.Kondratyev, V.S.Kornoukhov*, Astron. Rep., **64**, 434, 2020.

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-371

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД С ПЛАНЕТАМИ В ЗОНЕ ОБИТАЕМОСТИ

И.С.САВАНОВ

Поступила 29 мая 2022

Принята к печати 8 августа 2022

На основе данных о звездах с планетами, находящимися в зоне обитаемости, выполнено изучение проявлений их активности. Для них по данным архива космического телескопа Кеплер были изучены кривые блеска, полученные в ходе наблюдений в сети Q3, и вычислены амплитуды переменности блеска с целью определить наличие и свойства пятен на их поверхности. Кроме того, получены величины периодов вращения объектов, которые носят оценочный характер. Рассмотрены диаграммы зависимости площади пятен A на поверхности звезд с экзопланетами по литературным данным (и в том числе, находящимися в зоне обитаемости), от эффективной температуры и периода вращения. Получены указания на то, что распределения звезд с экзопланетами, находящимися в зоне обитаемости, смещены в область меньших площадей пятен и периодов вращения, по сравнению с данными для всего массива звезд с экзопланетами. Проанализированы данные архива космического телескопа Кеплер для звезды с ярко выраженной вращательной модуляцией KOI-3497 (Kepler-1512, KIC 8424002). Отмечено, что скорее всего ее следует характеризовать как звезду спектрального класса K, а не M. KOI-3497 обладает вспышечной активностью (для нее зарегистрировано 47 вспышек с энергией E в диапазоне от $2 \cdot 10^{31}$ до $2 \cdot 10^{32}$ эрг).

Ключевые слова: *звезды: активность: пятна: фотометрия: переменность: планетные системы*

1. *Введение.* Одна из основных научных программ космического телескопа Кеплер - определение числа и частоты встречаемости планет (в том числе земного типа), расположенных в зоне обитаемости (Habitable Zone, HZ). Как правило, под зоной обитаемости подразумевают область около звезды, в которой вода может находиться в жидком состоянии при соответствующем атмосферном давлении атмосферы планеты (см. подробнее, например в [1,2]). Параметр η частоты встречаемости планет земного типа, расположенных в зоне обитаемости, является предметом многочисленных исследований. В процессе определения η требуется работа со списками объектов, для которых имеются достаточно надежные определения параметров как звезды, обладающей планетной системой, так и параметров экзопланеты.

Авторы [2] представили обширный каталог объектов - кандидатов в планеты, расположенных в зоне обитаемости, на основе архивов наблюдений космического телескопа Кеплер (сеты Q1-Q17). Используя консервативные

и оптимистичные оценки внешней и внутренней границ зоны обитаемости и данные о радиусах экзопланет, авторы [2] привели 4 списка объектов. Из них в нашем дальнейшем исследовании будет использоваться самый обширный (табл.4), для которого применялись оптимистичные оценки внешней и внутренней границ зоны обитаемости, ограничений на радиус экзопланеты не накладывалось.

Цель нашего исследования состоит в изучении проявлений активности звезд с планетами, находящимися в зоне обитаемости, на основе данных, доступных из архива миссии Кеплер.

2. *Звезды с планетными системами в зоне обитаемости.* Ранее в [3] по фотометрическим наблюдениям с космическим телескопом Кеплер для 737 звезд, обладающих планетными системами (экзопланетами), мы изучили зависимости величины параметра запятненности S их поверхности от эффективной температуры и от периода P их осевого вращения и не получили свидетельств того, что магнитная активность звезд с экзопланетами имеет ярко выраженные особенности, отличающие их от активности звезд более обширной выборки.

В [4] мы сопоставили параметры S и $T_{\text{эфф}}$, а также S и P , полученные по данным из [5,6], которые содержат необходимую для оценок параметра S информацию. Были переопределены величины S для звезд из [5] и найдены параметры запятненности для 67 звезд из [6]. Кроме того, принимая оценку радиуса звезд (согласно обновленным данным архива телескопа Кеплер archive.stsci.edu.k2), мы получили величины A площади пятен на поверхности звезд в абсолютной мере (в долях видимой полусферы Солнца, миллионных долях, м.д.п.). Если площадь большой группы пятен на Солнце может составлять 1-2 тысячи м.д.п., то площади пятен на поверхности звезд с экзопланетами существенно превосходят ее и, как правило, находятся в пределах от 8000 м.д.п. до 60000 м.д.п. (см. подробнее в [4]). Результаты, представленные в [4], указывают на хорошее согласие оценок характеристик пятен на поверхности звезд с экзопланетами, полученных по двум выборкам - в [5,6].

Данные о звездах с планетами, находящимися в зоне обитаемости, опубликованные авторами [2], позволили выполнить аналогичное изучение их активности. Для объектов, указанных в [2] в табл.4, по данным архива космического телескопа Кеплер мы рассмотрели их кривые блеска, полученные в ходе наблюдений в сети Q3 длительностью в 90 сут. Основная цель нашего анализа состояла в определении амплитуд переменности блеска, которая может характеризовать наличие и свойства пятен на их поверхности. Кроме того, нами были получены величины периодов вращения объектов из табл.4

[2], которые носят оценочный характер, поскольку нами рассматривался лишь один сет наблюдений Q3, а не максимально возможный набор данных для объекта. Анализ фотометрических данных был проведен с помощью модифицированной программы *Activity* [7]. Его результаты проиллюстрированы на диаграммах рис.1 для пяти объектов с наиболее выраженной вращательной модуляцией блеска. Кривые блеска объектов приведены на левой части рис.1. Обработка данных была аналогичной, выполненной нами ранее для карликов поздних спектральных классов.

Рассчитанные спектры мощности переменности блеска звезд (рис.1, средняя часть) указали на наличие пиков, соответствующих величинам периода вращения. Фазовые диаграммы переменности блеска представлены на правой части рис.1. Хорошо заметна переменность кривых блеска на временах, сопоставимых с периодами вращения звезд, что свидетельствует о быстрой эволюции пятен на их поверхности. Горизонтальные линии характеризуют

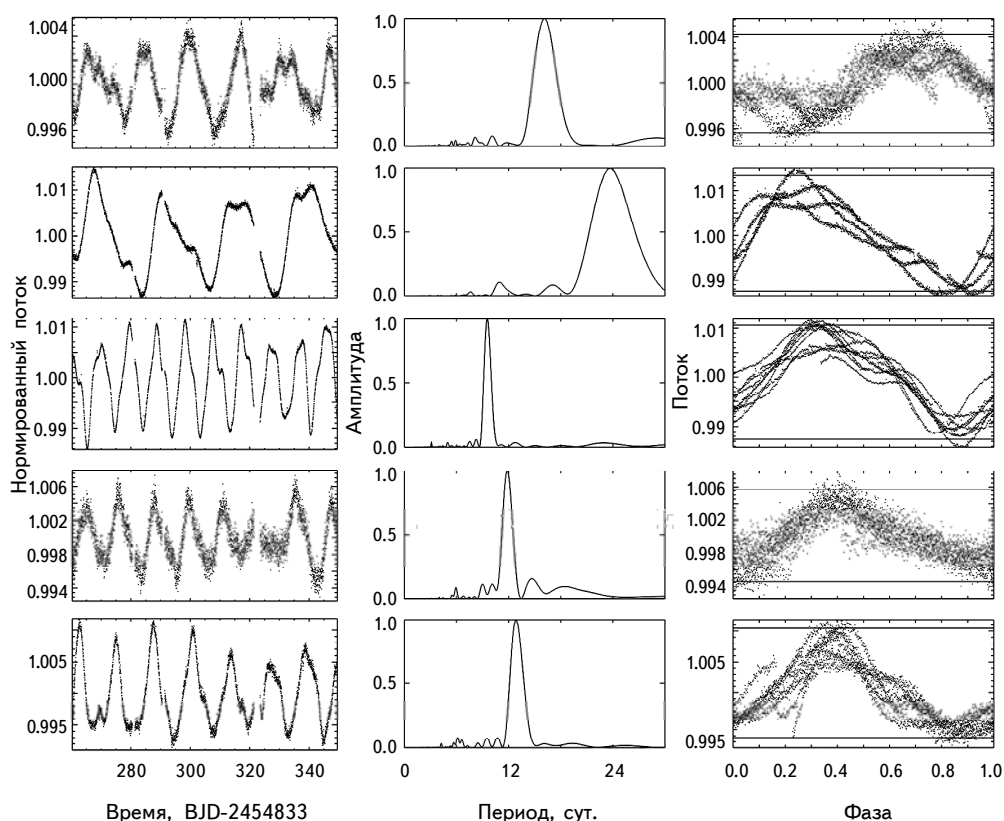


Рис.1. Слева - кривая блеска для пяти объектов из списка с хорошо выраженной вращательной модуляцией блеска, в центре - спектр мощности переменности блеска, справа - фазовая диаграмма переменности блеска (горизонтальные линии характеризуют величину амплитуды переменности блеска). Данные приведены для наблюдений в секторе Q3.

величину R_{var} амплитуды переменности блеска объектов. Во многих случаях полная амплитуда переменности блеска достигает 2%, что несомненно является указанием на повышенную площадь пятен на поверхности. Используя упрощенную методику (см., например, [3]), на основе величин R_{var} и характеристик объектов из архива данных телескопа Кеплер можно получить значения параметра запятненности A . Следует отметить также, что амплитуда переменности блеска дает возможность получить только оценку площади пятен на поверхности звезды. Мы не располагаем сведениями о величине угла наклона оси вращения объекта к лучу зрения. Очевидно, что наличие полярных и равномерно распределенных по поверхности пятен не приводит к модуляции блеска и проч.

На рис.2 представлены диаграммы зависимости площади пятен A на поверхности звезд с экзопланетами (в том числе, находящимися в зоне

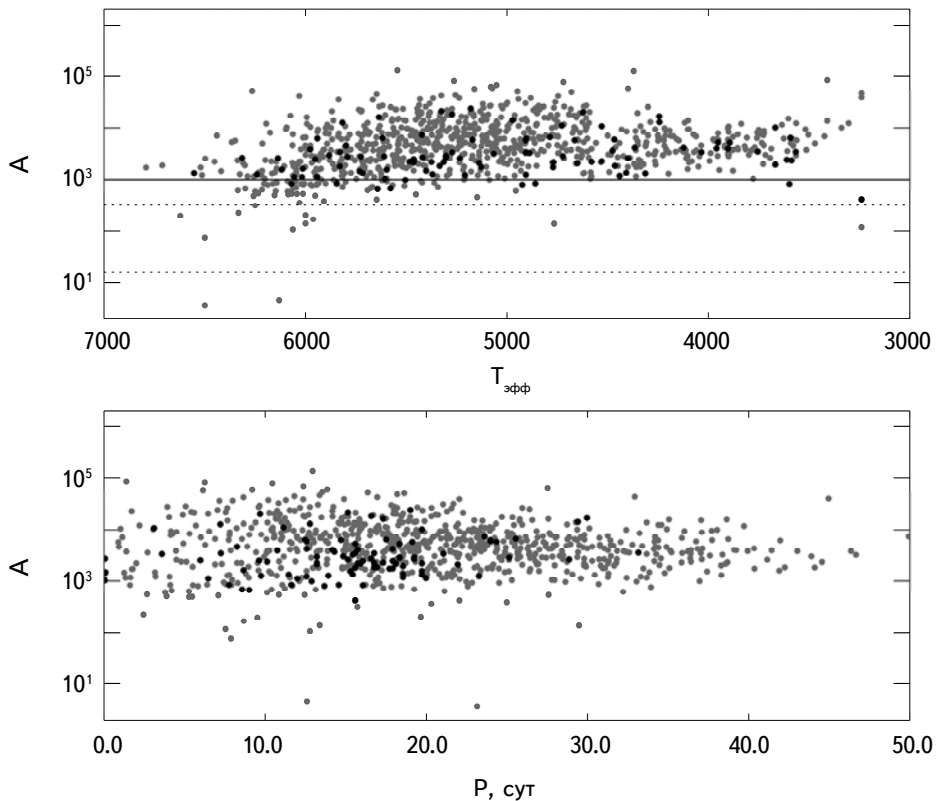


Рис.2. Зависимость площади пятен A на поверхности звезд с экзопланетами, выраженной в долях видимой полусферы Солнца (в миллионных долях, м.д.п.), от эффективной температуры (вверху) и периода вращения (внизу). Светлые кружки - данные из [5,6] темные точки - объекты из [2]. Штриховые линии соответствуют максимумам бимодального распределения параметра A для Солнца [8], а максимальное солнечное значение параметра A представлено сплошной линией.

обитаемости HZ), выраженной в долях видимой полусферы Солнца (миллионных долях, м.д.п.) от эффективной температуры и периода вращения. Штриховые линии соответствуют максимумам бимодального распределения параметра A для Солнца, а максимальное значение параметра A представлено сплошной линией (см. подробнее в [4,8]). Можно заключить, что различия между изменениями параметра A в зависимости от $T_{\text{эфф}}$ и P для звезд с экзопланетами, находящимися в HZ зоне, и звезд с планетными системами вне этой зоны, если и существуют, то они невелики. Вероятно, параметр A для первой группы объектов имеет меньшее значение, т.е. их активность несколько ниже. Более наглядно удалось провести сопоставление свойств двух выборок звезд с экзопланетами при рассмотрении гистограмм распределений их параметров - запятненности A и периодов P (рис.3).

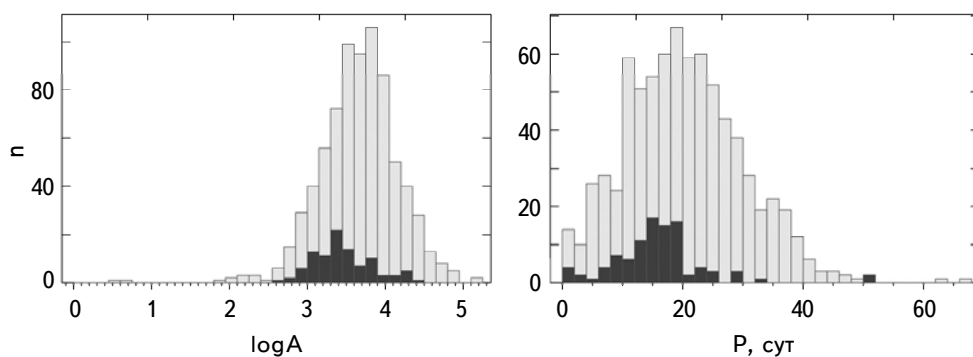


Рис.3. Гистограммы распределений параметров - запятненности A и периодов P для звезд с экзопланетами, находящимися в зоне обитаемости (темные столбцы), и звезд с планетными системами (светлые столбцы).

Согласно представленным диаграммам, распределения звезд с экзопланетами, находящимися в зоне обитаемости, перечисленные авторами [2], смещены в область меньших площадей пятен и периодов вращения, по сравнению с данными для всего массива звезд с экзопланетами.

По данным диаграммы на рис.3 (правая панель) большинство исследуемых нами объектов с экзопланетами, находящимися в HZ зоне, имеют величины периодов вращения в диапазоне 8-22 сут. Поскольку определения периодов вращений объектов носят оценочный характер и требуют уточнения, то мы в нашем исследовании не проводили определений возрастов объектов по гирохронологическим соотношениям. В идеальном случае следовало бы установить возраст объектов по отличающейся независимой методике, например, исходя из оценок хромосферной активности звезд [9].

3. Система KOI-3497. Среди объектов из [2] с ярко выраженной вращательной модуляцией наше внимание привлекла звезда KOI-3497 (Kepler-

1512, KIC 8424002). Кривая блеска этой звезды представлена на рис.1 (средняя панель). Согласно базе данных simbad.cds.unistra.fr, объект KOI-3497 является вращательной переменной и характеризуется, как звезда спектрального класса M3V. Это согласуется с тем, что в табл.4 в [2] приводятся параметры звезды $T_{\text{эфф}} = 3419 \pm 72$ К и $R = 0.34 \pm 0.06 R_{\odot}$ - соответствующие звезде класса M. Однако следует отметить, что практически во всех других литературных источниках (см. ссылки в simbad.cds.unistra.fr) для KOI-3497 приводятся параметры более горячей звезды спектрального класса K. В архиве exoplanets.org даны величины $T_{\text{эфф}} = 4372$ К и $R = 0.67 R_{\odot}$, а в архиве космического телескопа Кеплер для звезды указаны $T_{\text{эфф}} = 4623$ К и $R = 0.698 R_{\odot}$. В то же время в архиве (exo.mast.stsci.edu/exomast_planet) для KOI-3497 имеются ссылки на оба значения параметра $T_{\text{эфф}}$ - 4372 К и 3419 К. На рис.1, помимо кривой блеска объекта в течение наблюдений сета Q3 на космическом телескопе Кеплер, приводятся спектр мощности и фазовая кривая, построенная по данным наблюдений в этом сете. Согласно нашей оценке, период вращения звезды составляет 9.376 ± 0.010 сут. В обзорной работе по исследованию периодов вращения звезд поздних спектральных классов [10] данные для KOI-3497 отсутствуют. Также KOI-3497 не входит в число исследованных звезд авторами [11] каталога дифференциального вращения холодных звезд. Оценки величины P для KOI-3497 имеются в [12] (9.44 сут.) и в [13] (9.333 ± 0.03 сут), которые достаточно хорошо согласуются с нашим определением P . Отличительной особенностью кривой блеска звезды является наличие вспышек. В каталоге [12] содержатся данные о вспышечной активности KOI-3497. Всего представлены сведения о 47 вспышках с энергией E в диапазоне от $2 \cdot 10^{31}$ до $2 \cdot 10^{32}$ эрг, который близок к самым энергичным вспышкам на Солнце [14]. Наконец, отметим, что при параметрах атмосферы, принятых, например, согласно данным архива exoplanets.org, величина падающего на планету потока F_p будет существенно превосходить значение 0.87, приводимого в [2]. Мы планируем в будущем выполнить более подробное изучение этого интересного объекта.

4. **Заключение.** На основе данных о звездах с планетами, находящимися в зоне обитаемости, опубликованных авторами [2], выполнено изучение проявлений их активности. Для объектов, указанных в табл.4 в [2], по данным архива космического телескопа Кеплер были изучены их кривые блеска, полученные в ходе наблюдений в сете Q3, и определены амплитуды переменности блеска, которые могут характеризовать наличие и свойства пятен на их поверхности. Кроме того, нами были найдены величины периодов вращения объектов в табл.4 из [2], которые носят оценочный характер.

Рассмотрены диаграммы зависимости площади пятен A на поверхности

звезд с экзопланетами по данным [5,6] (и в том числе, находящимися в зоне обитаемости HZ по данным [2]), от эффективной температуры и периода вращения. Распределения звезд с экзопланетами, находящимися в зоне обитаемости, перечисленные авторами [2], смещены в область меньших площадей пятен и периодов вращения, по сравнению с данными для всего массива звезд с экзопланетами.

Проанализированы данные для звезды с ярко выраженной вращательной модуляцией KOI-3497 (Kepler-1512, KIC 8424002). В отличие от табл.4 в [2] (где указаны параметры звезды $T_{\text{эфф}} = 3419 \pm 72$ К и $R = 0.34 \pm 0.06 R_{\odot}$ - соответствующие звезде класса М) практически во всех других литературных источниках - архиве exo.mast.stsci.edu/exomast_planet и архиве космического телескопа Кеплер для KOI-3497 приводятся параметры более горячей звезды спектрального класса К. KOI-3497 обладает вспышечной активностью - в каталоге [12] представлены сведения о 47 вспышках с энергией E в диапазоне от $2 \cdot 10^{31}$ до $2 \cdot 10^{32}$ эрг.

Несомненно, изученные в [2] системы с планетами в зоне обитаемости открывают перспективы для первостепенных дальнейших исследований с помощью космических и наземных телескопов. Выполненные нами, а также последующие исследования активности родительских звезд предоставят возможность изучения ее влияния на атмосферы планет в HZ зоне.

Исследование выполнено в рамках проекта "Исследование звезд с экзопланетами" по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение N 075-15-2019-1875)

Учреждение Российской академии наук Института астрономии РАН,
Москва, Россия, e-mail: igs231@mail.ru

ACTIVITY OF STARS WITH EXOPLANETS IN HABITABLE ZONE

I.S.SAVANOV

Based on data for stars with planets located in the habitable zone, we study their activity manifestations. Light curves obtained during observations in the Q3 set with the Kepler Space Telescope were studied and the amplitudes of the brightness variability were obtained in order to determine the presence and

properties of spots on their surface. In addition, the estimates for the rotation periods of objects were obtained. Diagrams of the dependence of the area of spots A on the surface of stars with exoplanets according to literature data (including those located in the habitable zone) on the effective temperature and rotation period are considered. Indications have been obtained that the distributions for stars with exoplanets located in the habitable zone are shifted to the region of smaller spot areas and rotation periods, compared with the data for the entire array of stars with exoplanets. The Kepler Space Telescope archive data for a star with pronounced rotational modulation KOI-3497 (Kepler-1512, KIC 8424002) are analyzed. It is noted that most likely it should be characterized as a star of spectral class K but not M. KOI-3497 has flare activity (47 flashes with energy E in the range from $2 \cdot 10^{31}$ to $2 \cdot 10^{32}$ erg were registered for it).

Keywords: *stars: activity: spots: photometry: variability: planetary systems*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Kaltenegger*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **55**, 433, 2017.
2. *S.R.Kane, M.L.Hill, J.F.Kasting et al.*, Astrophys. J., **830**, 1, 2016.
3. *I.S.Savanov*, Astrophys. Bull., **70**, 83, 2015.
4. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko*, INASAN Sci. Rep., **5**, 272, 2020.
5. *A.McQuillan, T.Mazeh, S.Aigrain*, Astrophys. J. Lett., **775**, L11, 2013.
6. *A.W.Mayo, A.Vanderburg, D.W.Latham et al.*, Astron. J., **155**, 136, 2018.
7. *I.S.Savanov*, Astron. Rep., **62**, 814, 2018.
8. *Y.A.Nagovitsyn, A.A.Pevtsov*, Astrophys. J., **833**, 94, 2016.
9. *D.Lorenzo-Oliveira, F.C.Freitas, J.Meliendez et al.*, Astron. Astrophys. **619**, A73, 2018.
10. *A.McQuillan, S.Aigrain, T.Mazeh*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **432**, 1203, 2013.
11. *T.Reinhold, L.Gison*, Astron. Astrophys., **583**, A65, 2015.
12. *H.Yang, J.Liu*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **241**, 29, 2019.
13. *R.Angus, T.Morton, S.Aigrain et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **474**, 2094, 2018.
14. *K.Shibata, H.Isobe, A.Hillier et al.*, Publ. Astron. Soc. of Japan, **65**, 49, 2013.

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-379

ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА UX Ori В СКОПЛЕНИИ IC 348: РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОЛЕТНЕГО ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

О.Ю.БАРСУНОВА¹, В.П.ГРИНИН^{1,2}, С.Г.СЕРГЕЕВ³, С.Ю.ШУГАРОВ^{4,5},
Н.В.ЕФИМОВА¹, С.В.НАЗАРОВ³

Поступила 10 июня 2022

В статье представлены результаты длительного (17 лет) фотометрического мониторинга пяти звезд типа Т Тельца в полосах VRI. Все исследуемые объекты являются членами молодого скопления IC 348 и демонстрируют переменность типа UX Ori, обусловленную изменениями околозвездной экстинкции. Три из них (V712 Per, V716 Per, V909 Per) являются классическими звездами типа Т Тельца, другие две (V695 Per, V715 Per) - звезды типа Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS). Их кривые блеска демонстрируют большое разнообразие. У трех объектов наблюдается комбинация двух разных типов активности: стохастическая переменность типа UX Ori и периодические колебания блеска, похожие на те, которые наблюдаются у звезд типа AA Tau. У двух звезд наблюдалась лишь переменность блеска, вызванная флуктуациями околозвездной экстинкции на разных характерных временах. В статье детально обсуждаются особенности фотометрической активности исследуемых звезд.

Ключевые слова: *фотометрия: звезда типа T Tau, UX Ori, IC 348*

1. *Введение.* Внутренние слои протопланетных дисков в динамическом отношении являются самыми активными. Здесь диск взаимодействует с магнитосферой звезды, порождая сложный комплекс наблюдательных проявлений. В области радиусом порядка нескольких а.е. рождаются планеты и планетные системы. Эти процессы также сопровождаются сильными возмущениями внутренних областей протопланетных дисков, которые вызывают изменения околозвездной экстинкции, что сказывается на характере фотометрической активности молодых звезд. В наиболее яркой форме эти изменения проявляются в фотометрическом поведении звезд типа UX Ori, которые демонстрируют спорадические алгоподобные ослабления блеска с амплитудой 2-4 звездной величины и продолжительностью от нескольких дней до нескольких недель. Такой характер переменности наблюдается в основном у молодых звезд типа Ae Хербига и является следствием небольшого наклона их околозвездных дисков относительно направления на наблюдателя [1].

У более холодных молодых звезд типа Т Тельца картина переменности осложняется присутствием на их поверхности горячих (аккреционных) и холодных пятен. Поэтому в изменениях блеска таких звезд часто наблюдается

комбинация разных механизмов переменности. Особый интерес представляют звезды типа WTTS (weak line T Tauri star), для которых характерен низкий уровень аккреционной активности и небольшие избытки излучения в ближней инфракрасной (ИК) области спектра. Это свидетельствует о малом количестве околозвездного вещества в ближайшем окружении звезды. Тем удивительнее тот факт, что у таких звезд также может наблюдаться фотометрическая активность типа UX Ori, вызванная сильными изменениями околозвездной экстинкции.

Скопление IC 348 содержит большое количество молодых звезд поздних спектральных типов [2,3] и идеально подходит для изучения их фотометрической активности. Согласно [4], среднее расстояние до скопления ~ 315 пк, возраст членов скопления составляет в среднем ~ 2 Мг. Все скопление занимает на небе площадку размером $\sim 20'$. Это позволяет на одном ПЗС-изображении скопления изучать большую часть его членов.

В данной статье представлены результаты фотометрии пяти членов скопления. В табл.1 приведены данные по этим объектам, взятые из литературы (ссылки на статьи указаны в скобках). Наблюдения выполнялись в течение 17 лет в Крымской астрофизической обсерватории на телескопе АЗТ-8 (0.7 м) и частично (в течение 7 лет) - в обсерватории Словацкой Академии Наук. Первые результаты наших наблюдений опубликованы в статьях [5-8]. На более коротких интервалах времени это скопление ранее исследовали в статьях [9-13,23].

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАБЛЮДАЕМЫХ ЗВЕЗД

Параметры	Объекты				
	V695 Per	V712 Per	V715 Per	V716 Per	V909 Per
Тип	WTTS [4,14]	WTTS/CTTS [2,3]	WTTS [2,3,24]	WTTS/CTTS [2,25,26]	WTTS/CTTS [2,3]
Спектр. тип	M3.75 [4]	K6 [4]	K6 [4]	M1.25 [4]	G8 [4]
Расстояние, пк	305.9 [15]	318.5 [15]	338.6 [15]	308.9 [15]	326.1 [15]
A_V	2.91 [4]	3.36 [21]	2.25 [21]	2.1 [27]	4.62 [21]
$V \sin i$, км/с	12.16 [16]	16.76 [16]	20.22 [16]	14.53 [16]	33.89 [16]
P , дни	7.6 [5,10,17,18]	32.28 [12], 8.6 [18]	5.1-5.23 [6,9,10,11,13,18,23]	7.3-7.69 [2,7,9,12,13,18,23]	6.536 [14]
M , $M_\odot$	0.303 [9]	0.9 [22]	0.56 [20]	0.31 [11], 0.7 [25]	2.08 [24]
R , $R_\odot$	1.55 [20]	2.2 [22]	2.09 [24]	2.1 [4]	2.82 [24]
L , $L_\odot$	0.26 [4,20]	0.99 [4]	1.5 [4,14,20]	0.72 [4]	2.8 [28]

2. *Наблюдения.* Оптические наблюдения проводились на телескопе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории (0.7 м, ПЗС камера AP7p размером 511x511 пикселей и с размером пиксела 24x24 мкм) и телескопах Словацкой Академии Наук (Tatranska Lomnica) G1 (0.5 м, ПЗС камера ST10-XME размером 2184x1472 пикселей и с размером пиксела 6.8 мкм) и G2 (0.6 м, ПЗС камера FLIML-3041 размером 2048x2048 пикселей и с размером пиксела 15x15 мкм). Наблюдения выполнялись в трех полосах v , r , i и приводились к фотометрической системе Johnson-Cousins V , R_c , I_c . Поскольку ниже все фотометрические параметры приводятся в этой фотометрической системе, мы опускаем для простоты символ "с". Измерения блеска звезд выполнялись методом апертурной фотометрии. В качестве звезд сравнения были использованы находящиеся на этой же площадке звезды с наиболее стабильным фотометрическим поведением из [29]: H139¹, H205 и H210. Для звезд V909 Per и V712 Per средняя точность апертурной фотометрии составляла 0^m.03 в фильтрах V и R и около 0^m.02 в фильтре I. Ошибка измерений V715 Per и V716 Per в фильтре V зависит от состояния блеска звезд: от 0^m.03 (максимум блеска) до 0^m.3 (минимум блеска); точность фотометрии этих звезд в фильтрах R и I в среднем не хуже 0^m.03. Звезда V695 Per - достаточно слабая, особенно в полосе V, поэтому в среднем ошибки для нее больше: не хуже ~0^m.1 (фильтр V, яркое состояние), не хуже ~0^m.3 (фильтр V, слабое состояние), не хуже 0^m.04 (фильтр R), не хуже 0^m.05 (фильтр I).

3. *Результаты.*

3.1. *Гистограммы активности и кривые блеска.* Графики с результатами наших наблюдений программных звезд (часть из них опубликована ранее в [5-8]) приведены на рис.1-4. На рис.1 представлены гистограммы фотометрической активности исследуемых звезд. У четырех звезд (V715 Per, V695 Per, V712 Per и V909 Per) они имеют вид, характерный для звезд типа UX Ori: большую часть времени звезды проводят в ярком состоянии, глубокие минимумы наблюдаются редко.

Мы не приводим здесь гистограмму активности V716 Per, поскольку, во-первых, она не сильно изменилась по сравнению с представленной в нашей предыдущей статье [7]: звезда по-прежнему большую часть времени проводит в мало-амплитудных колебаниях блеска с амплитудой около 0^m.3. Во-вторых, эта гистограмма слабо характеризует кривую блеска V716 Per из-за наличия крупномасштабного тренда (см. рис.2d).

¹ В работе [2] нами была допущена опечатка: на самом деле в качестве звезды сравнения была использована звезда H 139, а не H 140.

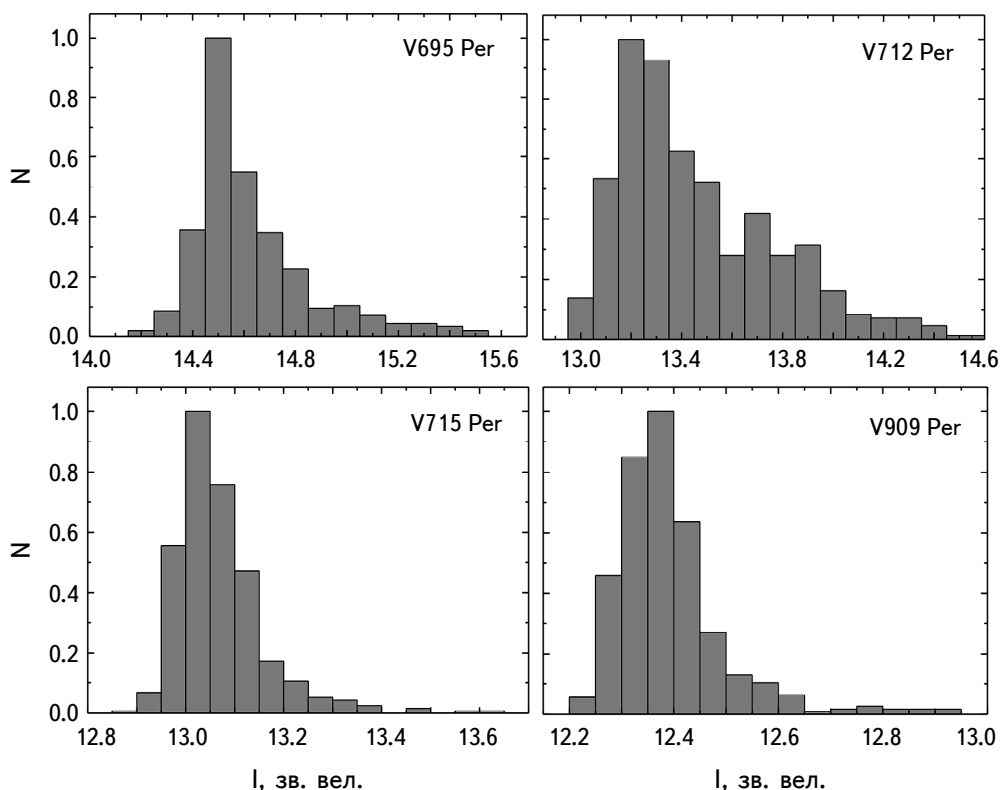


Рис.1. Гистограммы фотометрической активности исследуемых звезд в фильтре I.

3.2. Кривые блеска. На рис.2 представлены кривые блеска исследуемых объектов в полосе I.

Кривая блеска V715 Per, дополненная новыми наблюдениями, несколько изменилась по сравнению с опубликованной ранее в [6]: продолжилось увеличение амплитуды колебаний блеска, имеющих периодический характер ($P = 5.23^d$), и появилась отчетливо выраженная тенденция к уменьшению среднего блеска звезды. Одновременно с этим наблюдалось заметное смещение фазы колебаний по сравнению с предыдущими наблюдательными сезонами (рис.3а). Наблюдения трех последних сезонов подтвердили отмеченную нами ранее в [6] необычную особенность фотометрической активности этой звезды: алголеподобные ослабления блеска, наблюдавшиеся с нарастающей амплитудой до 2011 г., внезапно прекратились после завершения самого глубокого минимума в 2011 г. Согласно наблюдениям последнего сезона, систематическое уменьшение среднего уровня блеска звезды, происходившее в течение последних четырех лет, приостановилось.

Новые наблюдения V695 Per дополнили предыдущую фотометрическую

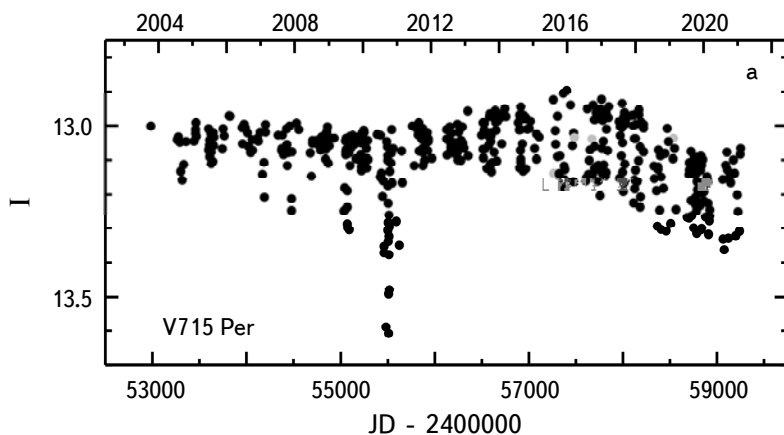


Рис.2а. Кривая блеска V715 Per в полосе I. Серыми кружками показаны данные, точность которых $\sim 0^m.15-0^m.3$.

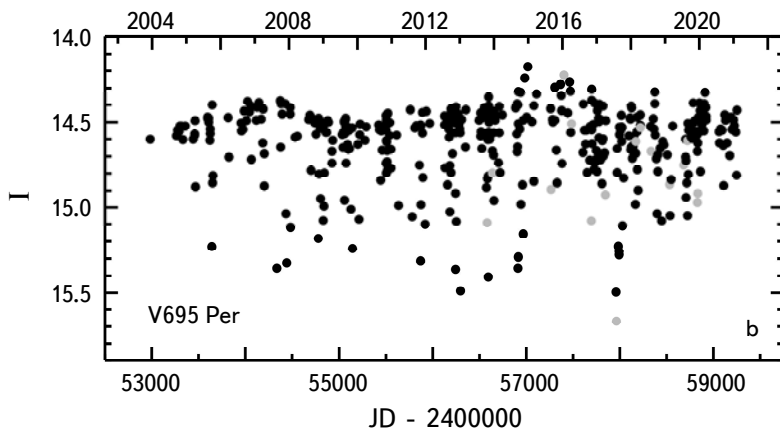


Рис.2b. Кривая блеска V695 Per в полосе I. Обозначения те же, что и на рис.2а.

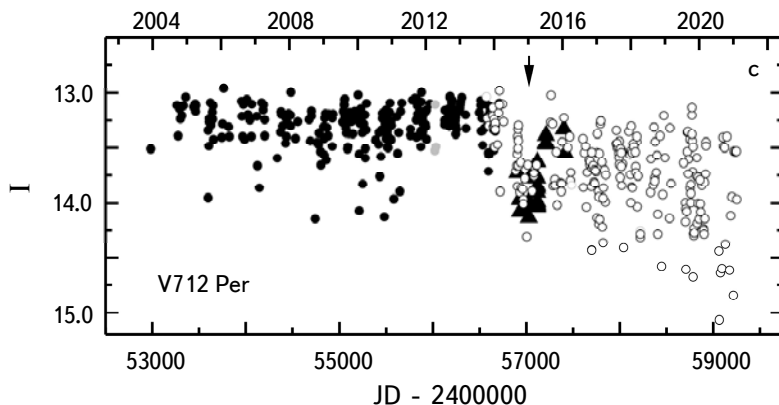


Рис.2с. Кривая блеска V712 Per в полосе I. Серыми кружками показаны данные, точность которых $\sim 0^m.15-0^m.2$. Треугольники - данные Gaia DR2. Открытыми кружками показаны наблюдения после 2013 г. Стрелкой отмечено продолжительное затмение, после которого кривая блеска звезды сильно изменилась.

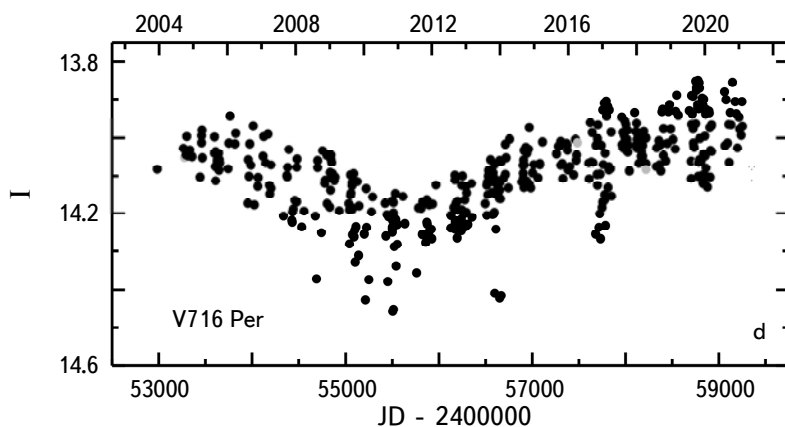


Рис.2d. Кривая блеска V716 Per в полосе I. Серыми кружками показаны данные, точность которых $\sim 0^m.15-0^m.2$.

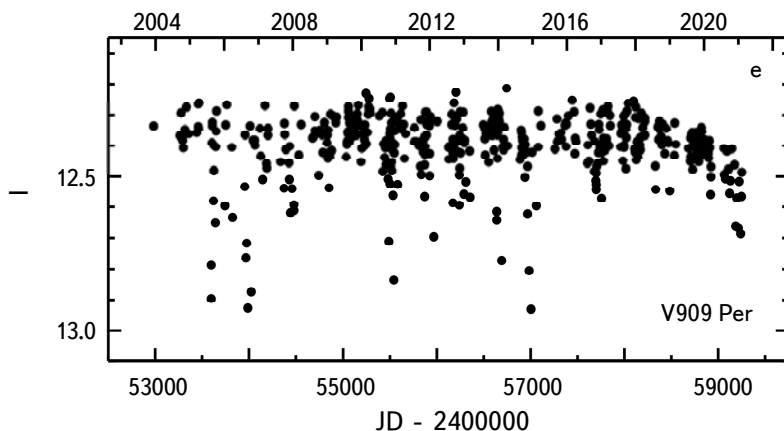


Рис.2е. Кривая блеска V909 в полосе I. Обозначения те же, что и на рис.2а.

историю этой звезды. Из рис.2b видно, что яркое состояние звезды испытывает медленные (продолжительностью около 10 лет) волнообразные изменения, на которые накладываются кратковременные минимумы с амплитудой около 1^m . Кривая блеска включает также периодическую составляющую с периодом 7.6 дня [5]. Ранее нами было показано [5], что алголеподобные ослабления блеска V695 Per группируются вблизи минимумов периодической составляющей. Новые наблюдения подтверждают эту закономерность (рис.3b).

Новые наблюдения V712 Per (они выделены на рис.2с открытыми кружками) показали, что фотометрическое поведение этой звезды сильно изменилось за последние 6 лет (для сравнения см. рис.3 в [8]). Начиная примерно с 2015 г., заметно увеличилась частота появления алголеподобных минимумов и их амплитуда. В результате уровень яркого состояния звезды понизился примерно

на $0^m.5$. Этим событиям предшествовал продолжительный (около 1 года) минимум блеска глубиной около 1^m (рис.2с). Фотометрические данные из каталога Gaia DR2 (приведенные к фотометрической системе Джонсона-Козинса), хорошо согласуются с нашими наблюдениями.

Кривая блеска V716 Per имеет весьма необычный вид и включает три составляющие:

1) Медленное изменение среднего блеска: он систематически уменьшался с начала наших наблюдений вплоть до, примерно, 2011 г. После этого средний блеск звезды также плавно стал увеличиваться. Амплитуда этой долговременной переменности зависит от длины волны. Она максимальна в полосе V и составляет около $0^m.5$.

2) Периодические колебания с периодом 7.5 дня [7], о которых пойдет речь ниже в разделе 3.3. Их амплитуда меняется со временем. Например, в 2016-2017 гг. амплитуда колебаний была примерно в два раза больше по сравнению с последующими двумя сезонами. Примерно такая же картина наблюдалась в 2019-2020 гг.

3) Спорадические, кратковременные ослабления блеска с амплитудой несколько десятых звездной величины. Обращают на себя внимание три события, наблюдавшиеся на восходящей части кривой блеска звезды. Одно из них наблюдалось в конце 2013 - начале 2014 гг. и представляло собой три коротких (продолжительностью около 2-х дней) минимума глубиной $\sim 0^m.35$. Два других события, наблюдавшиеся в 2016-2017 гг. и 2019-2020 гг. также внешне похожи на небольшие по амплитуде минимумы блеска. Однако на самом деле, как мы увидим в разделе 3.3, во время этих двух эпизодов произошло *увеличение амплитуды периодических колебаний блеска*. В результате наблюдалось как понижение, так и повышение блеска с амплитудой, превышающей среднюю амплитуду периодических колебаний блеска в соседних наблюдательных сезонах.

Добавление новых наблюдений V909 Per не изменило наши представления о фотометрических свойствах этой звезды по сравнению с описанными ранее в [8]. Обращают на себя внимание отсутствие на кривой блеска алголеподобных минимумов в течение последних нескольких лет, а также систематическое уменьшение среднего блеска звезды в течение трех последних лет.

3.3. Периодическая модуляция блеска. У трех исследуемых звезд - V715 Per, V695 Per и V716 Per - стохастические минимумы блеска наблюдаются на фоне периодических колебаний, вызванных предположительно вращением магнитосфер звезд, оси которых наклонены относительно оси вращения самих звезд (переменность типа AA Tau) [5-8]. У двух из них (V715 Per и V716 Per) минимумы не коррелируют с фазой колебаний.

Из рис.3а видно, что фаза колебаний блеска V715 Per сохранялась в течение примерно 12 лет. Начиная с 2016 г., она стала медленно меняться, отставая от вращения звезды, и к концу наблюдений блеск звезды стал меняться в противофазе по сравнению с предыдущим интервалом времени. Интересно, что начало этого процесса совпало с началом отмеченного в разделе 3.2 систематического уменьшения среднего блеска звезды (рис.2а). Наблюдавшиеся у этой звезды минимумы блеска не коррелируют с периодическими колебаниями, что уже было показано нами ранее в [5]. Из рис.3а видно, что амплитуда колебаний V715 Per увеличивается со временем, что было отмечено ранее в [5].

В отличие от V715 Per, колебания блеска V695 Per с периодом 7.6 дня в первом приближении сохраняют фазу в течение всего интервала наших наблюдений (рис.3б). Небольшое изменение фазы колебаний блеска этой звезды было замечено в [23]. Такие флуктуации фазы, по-видимому, присутствуют и в нашем фотометрическом ряде, на что указывает большой разброс точек на фазовой кривой блеска (рис.3б). Алголеподобные минимумы V695 Per группируются с некоторым разбросом вблизи фазы минимума периоди-

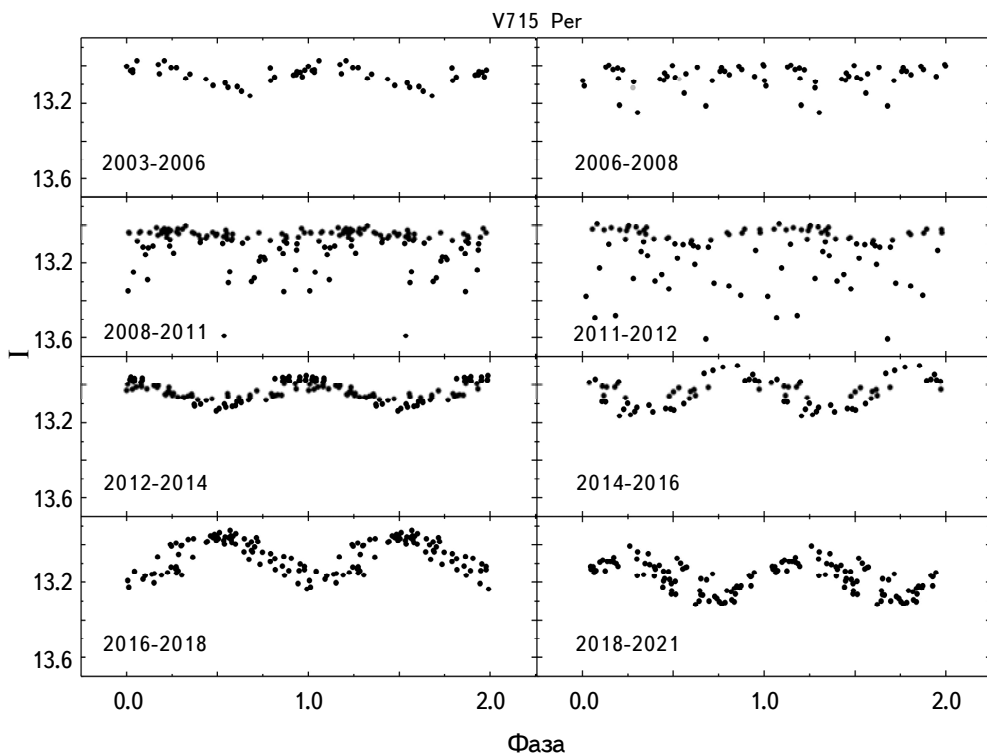


Рис.3а. Свертка кривой блеска V715 Per в полосе I с периодом 5.23^d , разбитая по наблюдательным сезонам.

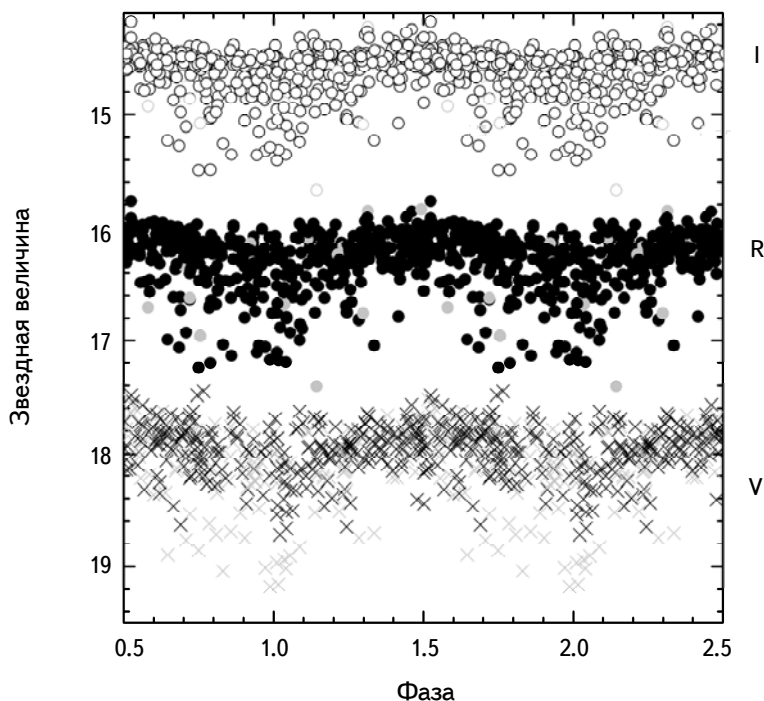


Рис.3б. Свертка кривой блеска V695 Per в трех оптических полосах VRI с периодом 7.6^d. Серыми символами показаны данные, точность которых лежит в пределах от 0.15 до 0^m.3.

ческих колебаний. Аналогичная картина наблюдается и у AA Tau [30].

Из рис.3с видно, что фаза колебаний блеска V716 Per в течение десяти лет с 2006 по 2016 гг. сохранялась или изменялась в небольших пределах. Новая серия наблюдений 2016-2020 гг. показала, что в последующие наблюдательные сезоны у V716 Per начались сильные смещения фазы колебаний. Интересно, что этим смещениям предшествовало значительное уменьшение амплитуды колебаний. Как видно из рис.3с, такая ситуация повторилась уже два раза. Интересно также то, что наличие крупномасштабного тренда с резкой сменой в 2011 г. знака градиента блеска звезды привело к систематическому уменьшению амплитуды периодических колебаний блеска и никак не повлияло на фазу колебаний.

Согласно табл.1 у двух исследуемых звезд ранее были обнаружены фотометрические периоды: для V909 Per был получен период 6.536 дня [12]. По данным этой же работы фотометрический период у V712 Per составил 32.28 дня. Другая оценка периода - 8.6 дня - была получена в [18], где было высказано предположение, что период 32.28 дня - это гармоника реального периода. Периодограммный анализ, выполненный на более продолжительных

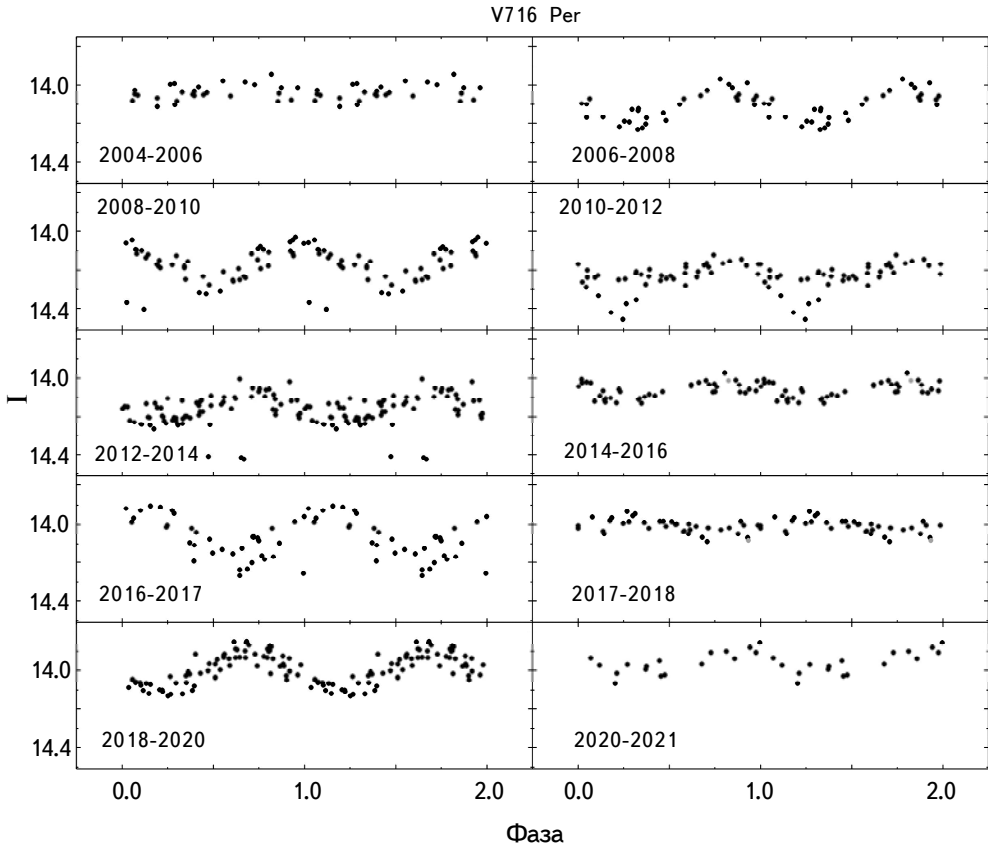


Рис.3с. Свертка кривой блеска V716 Per периодом 7.5^d в полосе I, разбитая по наблюдательным сезонам.

рядах наблюдений [8], показал, что обнаруженные в указанных выше работах фотометрические периоды являются на самом деле квазипериодами и на длительных интервалах времени не сохраняются.

3.4. *Диаграммы "цвет-величина"*. На рис.4 показаны диаграммы "цвет-величина" исследуемых объектов. Заполненными серыми кружками показаны данные, точность которых лежит в пределах от 0.15 до $0^m.3$. Стрелками показано направление стандартного закона межзвездного поглощения.

Диаграммы "цвет-величина" V715 Per (рис.4а) несколько отличаются от приведенных в статье [5]. Добавление новых наблюдений и более точный учет фона неба в окрестности звезды выявили небольшой наклон верхних участков цветовых треков относительно нижних. Видно, что цветовые треки начинают раздваиваться при падении блеска звезды, т.е. закон покраснения в периодической составляющей кривой блеска немного отличается от закона покраснения

в неперриодических минимумах. В первом случае он соответствует более крупным частицам. Это говорит о том, что пылевые частицы, участвующие в периодических затмениях звезды, имеют в среднем более крупные размеры по сравнению с пылинками, создающими спорадические затмения.

Из диаграммы "цвет-величина" V712 Per (рис.4b) видно, что в интервале 2014-2020 гг. изменился закон покраснения: он стал более нейтральным, что свидетельствует о появлении на луче зрения большого количества крупных

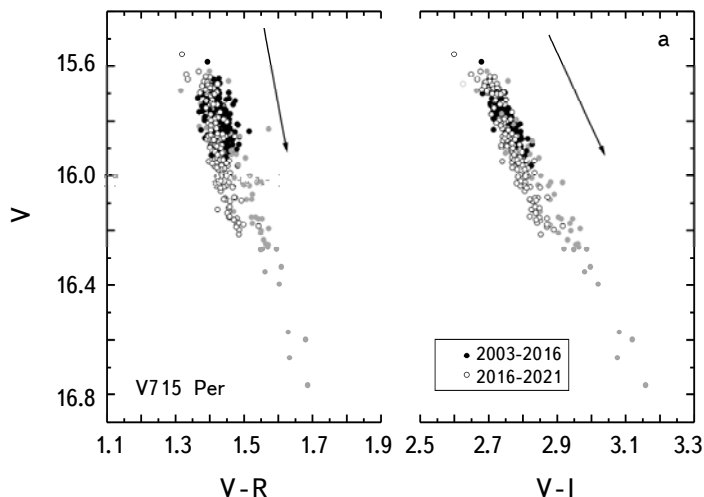


Рис.4а. Диаграммы "цвет-величина" V715 Per. Закрытые кружки - наблюдения 2003-2016 гг.; открытые кружки - наблюдения 2016-2020 гг.

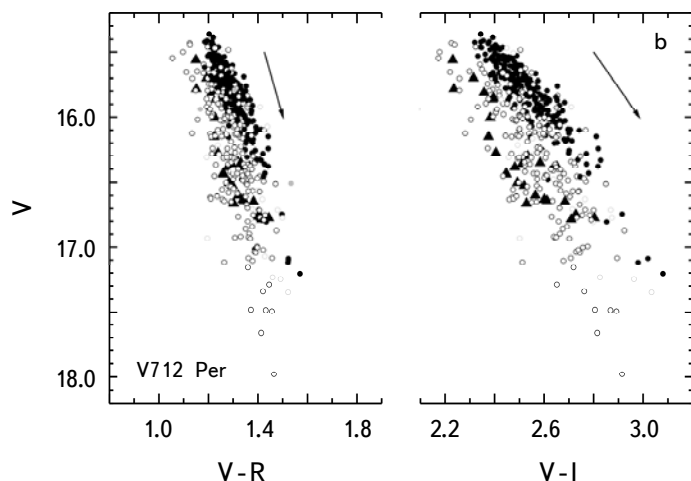


Рис.4б. Диаграммы "цвет-величина" V712 Per. Открытые и закрытые кружки соответствуют открытым и закрытым кружкам на кривой блеска этой звезды (рис.2с), треугольники - данные Gaia DR2.

пылинок, как в случае с CQ Тау [31]. После продолжительного минимума 2014 г. увеличился разброс точек на цветовых диаграммах; они сместились в левую часть графиков. В результате при одинаковом блеске в полосе V звезда стала немного голубее по сравнению с предшествующим периодом (до 2014 г.).

Добавление новых наблюдений не повлияло на вид диаграмм "цвет-величина" V909 Per. Направление цветовых треков на них хорошо согласуется с законом межзвездного покраснения. В случае V695 Per разброс точек на

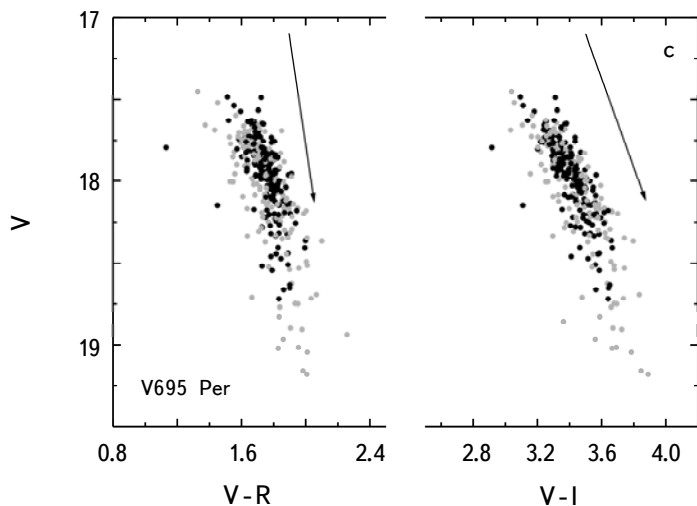


Рис.4с. Диаграммы "цвет-величина" V695 Per. Серыми кружками показаны данные, точность которых лежит в пределах от $0^m.15$ до $0^m.3$.

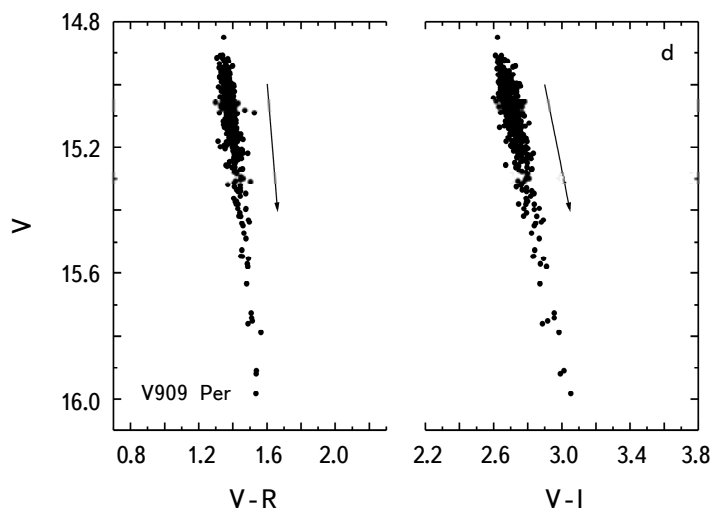


Рис.4d. Диаграммы "цвет-величина" V909 Per.

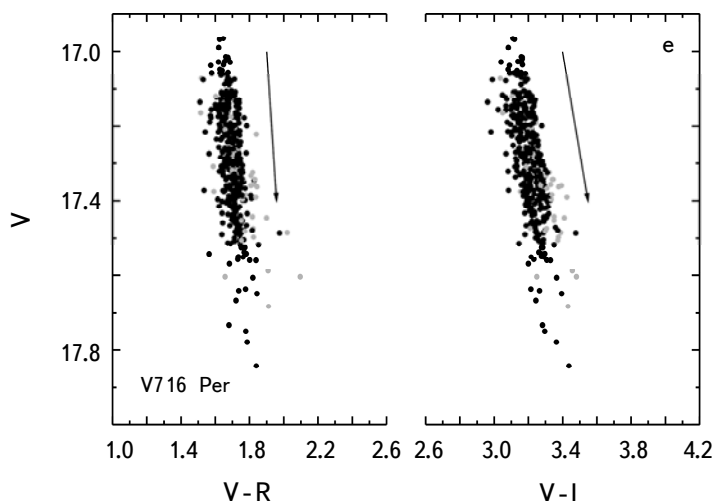


Рис.4е. Диаграммы "цвет-величина" V716 Пер. Серыми кружками показаны данные, точность которых $\sim 0^m.15$ до $0^m.2$.

диаграммах "цвет-величина" указывает на влияние излучения горячих аккреционных пятен при затмениях звезды [32].

Учитывая особенности кривой блеска V716 Пер (рис.2d), мы проанализировали поведение показателей цвета звезды отдельно на нисходящей и восходящей ее частях, но не нашли значимых различий. Поэтому на рис.4е представлены диаграммы "цвет-величина" для всей кривой блеска звезды. Из представленных выше диаграмм "цвет-величина" следует, что околозвездная пыль в окрестностях исследуемых звезд по своим оптическим характеристикам близка к межзвездной пыли.

4. Обсуждение и заключение. Представленные выше результаты показывают, что фотометрическая активность исследуемых молодых звезд отличается большим разнообразием. Алголеподобные минимумы, наблюдаемые у V715 Пер и V716 Пер, не коррелируют с фазой мало-амплитудных периодических колебаний блеска (рис.3а и 3с). Это свидетельствует об отсутствии у этих звезд связи между двумя разными механизмами фотометрической переменности.

Противоположная картина наблюдается у V695 Пер: короткоживущие алголеподобные ослабления блеска наблюдаются преимущественно вблизи фаз минимумов периодической составляющей кривой блеска. Это напоминает фотометрическое поведение известной звезды типа Т Тельца AA Тау, вызванное наклоном оси магнитосферы относительно оси вращения звезды (Бувье и др. [30]). В результате этого внутренняя область возмущенного (warped) околозвездного диска периодически экранирует звезду.

Особенность фотометрического поведения V715 Per состоит в возможном существовании двух периодов. Один из них $P_1 = 5.23^d$ - наблюдался в течение всего фотометрического мониторинга как в оптике, так и в ИК полосах JHK [5], другой - $P_2 = 14.7^d$ - наблюдался в ИК полосах на 3.6 и 4.5 мкм в течение примерно трех периодов [14], но не был найден в наших ИК наблюдениях [8]. Поэтому вопрос о его существовании остается открытым.

Изменения показателей цвета при ослаблениях блеска исследуемых звезд в первом приближении похожи на ожидаемые в случае стандартного закона покраснения. Это говорит о том, что пыль в околозвездных дисках этих звезд все еще достаточно молодая. При этом разброс показателей цвета при фиксированном блеске может достигать у некоторых звезд $0^m.2 - 0^m.3$. Такой разброс, как показано в [32], может быть вызван флуктуациями интенсивности излучения аккреционных пятен на поверхности звезд.

Ранее, в статье [5], для объяснения периодической модуляции блеска V715 Per была использована модель звезды AA Tau, предложенная Бувье и др. [30]. Согласно этой модели, V715 Per периодически экранируется внутренней областью околозвездного диска, возмущенной магнитосферой, ось которой не совпадает с осью вращения звезды. Такой тип переменности наблюдается у ряда классических звезд типа Т Тельца (см. например, [33,34]). В поддержку этой модели свидетельствует корреляция между оптической и ИК переменностью V715 Per (см. рис.9 в [5]), согласующаяся с результатами модельных расчетов [35]. Что касается систематического увеличения амплитуды периодических колебаний блеска звезды, то в рамках этой модели возможно только одно объяснение: уменьшение темпа аккреции газа [5]. Это вызвано тем обстоятельством, что радиус возмущенной области диска, определяющий амплитуду колебаний блеска, по порядку величины равен альвеновскому радиусу, а последний увеличивается с уменьшением темпа аккреции: $r_A \sim \dot{M}_{acc}^{-2/7}$.

Недавно Нагель и Бувье [36] предположили, что периодические затмения V715 Per могут быть созданы также крупными частицами пыли, проникающими вместе с газом непосредственно в магнитосферу звезды. Сделанный выше вывод о более крупных пылинках, участвующих в периодических затмениях звезды, не противоречит этой модели. Хотя эта модель физически совместима с моделью, принятой в статье [5], она по-другому объясняет наблюдаемое увеличение амплитуды периодических колебаний блеска звезды. Для этого необходимо, чтобы темп аккреции увеличивался. Очевидно, что для проверки этих двух противоположных предсказаний аккреционной активности V715 Per необходимы спектральные наблюдения звезды в линии H α (в настоящее время известно всего одно такое наблюдение, выполненное в 2006-2007 гг. Дамом [24]).

В связи с наблюдавшимся у V715 Per в 2016-2020 гг. сдвигом фазы периодической компоненты кривой блеска (рис.3а), возникает вопрос: можно ли такой сдвиг объяснить в рамках рассмотренных выше моделей, основанных на взаимодействии околос звездного диска с наклонной магнитосферой звезды?

Аналогичный вопрос возникает также и в связи с наблюдавшимся смещением фазы периодических колебаний блеска V716 Per (рис.3с). Особенность этого процесса, как отмечалось выше, состоит в том, что каждый раз смещению фазы на $1/2$ периода предшествовало уменьшение амплитуды колебаний блеска. Другой особенностью фотометрической активности V716 Per является наличие тренда на кривой блеска звезды на временной шкале порядка 20 лет. По своей форме он напоминает фрагмент периодической модуляции блеска в моделях молодых двойных систем, наблюдаемых под небольшим углом к плоскости системы [37]. Поэтому эта звезда представляет большой интерес в плане поиска других наблюдательных проявлений двойственности, включая интерферометрические и спектральные наблюдения.

Как было отмечено выше, значительному усилению фотометрической активности V712 Per, наблюдавшемуся в последние 6 лет, предшествовал продолжительный минимум блеска в 2015 г., вызванный экранированием звезды протяженным пылевым облаком (рис.2с). Естественно связать последовавшее за этим событием увеличение частоты и амплитуды минимумов с разрушением облака на более мелкие фрагменты.

Если периодическая модуляция блеска, наблюдаемая у трех исследуемых звезд: V695 Per, V715 Per, V716 Per, действительно, вызвана наклоном магнитосфер относительно осей вращения звезд, то возникает вопрос: как в рамках этой модели объяснить смещение фазы колебаний, которое довольно отчетливо наблюдалось у двух из них - V716 Per и V715 Per? Вызвано ли это смещение дрейфом магнитных полюсов магнитного диполя на звезде, или это результат отклонения вращения возмущенной области внутреннего диска от твердотельного вращения? Изучение этой особенности вращательной модуляции блеска исследуемых звезд представляет большой интерес и заслуживает отдельного рассмотрения.

Представленные выше результаты показывают важность длительного фотометрического мониторинга молодых звезд типа UX Ori и родственных им молодых объектов. Такой мониторинг позволяет изучать на большой временной шкале изменения фотометрической активности звезд, обусловленные взаимодействием внутренних областей протопланетных дисков с магнитосферами звезд. Учитывая это, мы планируем расширять эту программу наблюдений, вовлекая в работу новые молодые скопления нашей Галактики. Очень важно также привлечь к такому мониторингу спектральные наблюдения

программных звезд в окрестности линии $H\alpha$, позволяющие контролировать темп аккреции на звезды.

Авторы благодарят рецензента Е.Н.Копецкую за полезные замечания. Работа В.П.Г., О.Ю.Б. и Н.В.Е. поддержана грантом Министерства Образования и Науки РФ № 075-15-2020-780. Работа С.Ю.Ш. поддержана грантом APVV-15-0458 Словацкого Агентства по научным исследованиям и разработкам и грантом VEGA 2/0030/21 Словацкой Академии наук.

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: vgcrao@mail.ru

² Астрономический институт им. В.В.Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия

³ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Крым, п. Научный, Россия

⁴ Астрономический институт Словацкой академии наук, Татранска Ломница, Словакия

⁵ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Московский государственный университет, Москва, Россия

UX Ori TYPE STARS IN THE YOUNG CLUSTER IC 348: RESULTS OF THE LONG-TERM PHOTOMETRIC MONITORING

O.Yu.BARSUNOVA¹, V.P.GRININ^{1,2}, S.G.SERGEEV³, S.Yu.SHUGAROV^{4,5},
N.V.EFIMOVA¹, S.V.NAZAROV³

The results of long-lasting (17 years) photometric (VRI) monitoring of five T Tauri stars are presented. All investigated objects are members of the young cluster IC 348 and show variability which is typical for UX Ori type stars and caused by changes in circumstellar extinction. Three of them (V712 Per, V716 Per, V909 Per) are classical T Tauri stars (CTTS), the other two (V695 Per, V715 Per) are weak-line T Tauri stars (WTTS). Their light curves have various character. Three objects show a composition of two different types of activity: stochastic UX Ori type variability and periodic brightness variations similar to those observed in AA Tau type stars. The two stars demonstrate only brightness variability caused by fluctuations in circumstellar extinction at different characteristic times. Their photometric activity peculiarities are discussed in details.

Keywords: *photometry: T Tau stars, UX Ori, IC 348*

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikhulov et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
2. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **497**, 736, 1998.
3. *K.L.Luhman, G.H.Rieke, C.J.Lada et al.*, *Astron. J.*, **508**, 347, 1998.
4. *K.L.Luhman, J.R.Stauffer, A.A.Muench et al.*, *Astrophys. J.*, **593**, 1093, 2003.
5. *В.П.Гринин, О.Ю.Барсунова, С.Г.Сергеев и др.*, *Астрон. ж.*, **95**, 716, 2018, (*Astron. Rep.*, **62**, 677, 2018).
6. *О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, А.А.Архаров и др.*, *Астрофизика*, **59**, 171, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 147, 2016).
7. *О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев*, *Астрофизика*, **56**, 429, 2013, (*Astrophysics*, **56**, 395, 2013).
8. *О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев и др.*, *Астрофизика*, **58**, 209, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 193, 2015).
9. *W.Herbst, J.A.Maley, E.C.Williams*, *Astron. J.*, **120**, 349, 2000.
10. *S.Nordhagen, W.Herbst, K.L.Rhode et al.*, *Astron. J.*, **132**, 1555, 2006.
11. *S.P.Littlefair, T.Naylor, B.Burningham et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **358**, 341, 2005.
12. *Ü.Kızıloğlu, N.Kızıloğlu, A.Baykal*, *Astron. J.*, **130**, 2766, 2005.
13. *R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams*, *Astron. J.*, **127**, 1602, 2004.
14. *K.M.Flaherty, J.Muzerolle, G.Rieke et al.*, *Astron. J.*, **145**, 66, 2013.
15. *C.A.L.Bailer-Jones, J.Rybizki, M.Fouesneau et al.*, *Astron. J.*, **156**, 58, 2018.
16. *M.Cottaar, K.R.Covey, M.R.Meyer et al.*, *Astrophys. J.*, **794**, 125, 2014.
17. *K.L.Luhman, K.K.McLeod, N.Goldenson*, *Astrophys. J.*, **623**, 1141, 2005.
18. *L.Cieza, N.Baliber*, *Astrophys. J.*, **649**, 862, 2006.
19. *H.Kirk, P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **727**, 64, 2011.
20. *T.S. Le Blanc, K.R.Covey, K.G.Stassun*, *Astron. J.*, **142**, 55, 2011.
21. *E.Trullols, C.Jordi*, *Astron. Astrophys.*, **324**, 549, 1997.
22. *C.Espaillet, L.Ingleby, J.Hernández et al.*, *Astrophys. J.*, **747**, 103, 2012.
23. *D.J.Fritzewski, M.Kitze, M.Mugrauer et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **462**, 2396, 2016.
24. *S.E.Dahm*, *Astron. J.*, **136**, 521, 2008.
25. *K.M.Flaherty, J.Muzerolle, G.Rieke et al.*, *Astrophys. J.*, **748**, 71, 2012.
26. *T.Preibisch, H.Zinnecker, G.H.Herbig*, *Astron. Astrophys.*, **310**, 456, 1996.
27. *C.J.Lada, A.A.Muench, K.L.Luhman et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1574, 2006.
28. *M.M.Dunham, L.E.Allen, N.J.II.Evans et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **220**, 11, 2015.
29. *В.П.Гринин, О.Ю.Барсунова, С.Г.Сергеев и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **32**, 918, 2006, (*Astronomy Letters*, **32**, 827, 2006).
30. *J.Bouvier, A.Chelli, S.Allain et al.*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 619, 1999.
31. *Д.Н.Шаховской, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина*, *Астрофизика*, **48**, 165, 2005, (*Astrophysics*, **48**, 135, 2005).

32. *Д.В.Дмитриев, В.П.Гринин, О.Ю.Барсунова*, Письма в Астрон. ж., **47**, 22, 2021, (Astron. Rep., **65**, 864, 2021).
33. *S.H.P.Alencar, P.S.Teixeira, M.M.Guimarães et al.*, Astron. Astrophys., **519**, A88, 2010.
34. *P.T.McGinnis, S.H.P.Alencar, M.M.Guimarães et al.*, Astron., Astrophys., **577**, A11, 2015.
35. *E.Nagel, J.Bouvier*, Astron. Astrophys., **625**, A45, 2019.
36. *E.Nagel, J.Bouvier*, Astron. Astrophys., **643**, A157, 2020.
37. *Т.В.Демидова, В.П.Гринин*, Письма в Астрон. ж., **43**, 129, 2017, (Astron. Lett., **43**, 106, 2017).

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-397

ТОКОВЫЕ СИСТЕМЫ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ И ИХ РОЛЬ В ПРОЦЕССАХ СТАБИЛИЗАЦИИ/ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Ю.А.ФУРСЯК, А.А.ПЛОТНИКОВ

Поступила 7 июня 2022

Принята к печати 8 августа 2022

По данным инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) о компонентах вектора магнитного поля в фотосфере Солнца для 46 активных областей (АО), находящихся на финальной стадии эволюции, вычислены величины горизонтального, вертикального и крупномасштабного электрического тока на уровне солнечной фотосферы. В каждом случае исследована динамика параметров электрического тока за время нахождения области в пределах $\pm 35^\circ$ от центрального меридиана. Параметры электрического тока сопоставлены со скоростью затухания магнитного потока в пятне. Получены следующие результаты: 1) Выявлена прямая зависимость между величиной средней беззнаковой плотности локальных вертикальных электрических токов и скоростью затухания магнитного потока в пятне с коэффициентом корреляции $k = 0.56$. 2) Ненулевой крупномасштабный электрический ток обнаружен только в областях с относительно низкой скоростью затухания магнитного потока в пятне (не превышающих значение $6.0 \cdot 10^{19}$ Мкс ч^{-1}). Таким образом, крупномасштабный электрический ток может оказывать стабилизирующее воздействие на пятно, не являясь, однако, единственным механизмом стабилизации пятен, поскольку только для 37% АО анализируемой выборки, для которых скорость затухания магнитного потока в пятне ниже $6.0 \cdot 10^{19}$ Мкс ч^{-1} , его величина, с учетом ошибок вычисления, является отличной от нуля. 3) Статистический анализ также указывает на стабилизацию солнечных пятен индукционной составляющей кольцевого горизонтального электрического тока, описываемой законом Фарадея и обусловленной изменением во времени магнитного потока пятна. Коэффициент корреляции между средней величиной квадрата плотности горизонтального тока в кольцевой структуре вокруг пятна и скоростью затухания магнитного потока $k = 0.42$.

Ключевые слова: *Солнце: активные области: магнитное поле: электрические токи*

1. *Введение.* Проблема распада солнечных пятен является одной из классических в физике Солнца. Впервые она была сформулирована в работе Каулинга еще в середине 40-х годов [1], а активные попытки ее решения начаты в 70-80-х годах XX в. [2-7]. Появление в конце XX-го и в XXI-м веке новых и мощных инструментов для исследования Солнца, среди которых можно выделить космические обсерватории SDO [8] и Hinode [9], наземные телескопы NST(GST)/BBSO [10], DKIST [11] и ряд других, а также развитие компьютерных технологий, стимулировали как продолжение ранее начатых работ, так и появление новых исследований, связанных с вопросами устойчивости и

распада солнечных пятен. На сегодняшний день исследователям доступны огромные (исчисляемые сотнями Терабайт) объемы наблюдательных данных, ряд теоретических моделей, описывающих процессы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен (см. [12-14]), а также большое количество программ, позволяющих оценить как устойчивость солнечных пятен во времени путем вычисления ряда критериев стабильности и их временных вариаций, так и моделировать процессы, происходящие в окрестности пятна на фазе его распада.

Однако, несмотря на десятилетия исследований, многие вопросы в рамках данной проблематики остаются в той или иной степени нерешенными и до сегодняшнего дня. В частности, как оказалось, сам процесс затухания магнитного потока может существенно различаться для разных пятен: затухание может происходить как квазилинейно [15], так и по параболическому закону [16,17]. Таким образом, процессы, обуславливающие распад пятна, также будут различаться в зависимости от характера диссипации его магнитного потока.

Линейный характер затухания подразумевает, что потеря магнитного потока происходит повсюду внутри солнечного пятна из-за турбулентной диффузии магнитного поля. Работы, посвященные данному вопросу, появились уже в 70-е годы XX в. [4,18,19]. В дальнейшем данная тематика активно развивалась [20,21] и развивается в последние годы [14,22,23].

Параболический характер потери магнитного потока пятном может быть обусловлен эрозией солнечного пятна на его границе, например, супергранулярными движениями [24] или турбулентными движениями в масштабе гранул [25]. Одним из механизмов потери магнитного потока по параболическому закону могут являться движущиеся магнитные элементы (moving magnetic features, MMF). Впервые о них было упомянуто в работе Sheely в 1969г. [26], а в 1973г. было впервые высказано предположение, что подобные структуры уносят с собой некоторую часть магнитного потока пятна [27]. Результаты более поздних исследований, базирующихся на наблюдательных данных [28,29], показали, что: 1) за потерю магнитного потока отвечают только MMF одинаковой с пятном полярности; 2) MMF уносят с собой существенную долю магнитного потока пятна.

Существуют и иные механизмы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен. Считается, что определенную роль в этих процессах могут играть даже такие критерии, как размер пятна, его форма, напряженность магнитного поля в максимуме развития и ряд других. Влиять на стабильность солнечных пятен могут и различного рода колебания [30,31]. Также определенное воздействие на скорость затухания магнитного потока оказывают крупномасштабные круговые движения плазмы вокруг пятен [32] и глубина залегания

оснований пятна в конвективной зоне [33]. Последний механизм переводит исследование проблемы стабилизации солнечных пятен в плоскость гелиосейсмологии.

Одним из механизмов, который, среди прочих, также оказывает влияние на скорость затухания магнитного потока пятна, является электрический ток (см., напр., [34]). О влиянии токовых слоев, возникающих на границе магнитной силовой трубки, образующей пятно, а также процессов и явлений, с ними связанных, на стабилизацию/дестабилизацию солнечных пятен упоминается в ряде исследований (см., напр., [31,35,36]). Существует много теоретических работ в данном направлении, однако статистических данных, особенно современных, которые позволили бы на достаточно обширном наблюдательном материале оценить роль электрических токов в процессах, способствующих стабилизации или же быстрому распаду солнечных пятен, по сути, нет. Здесь мы пытаемся восполнить этот пробел, и на выборке из 46 активных областей (АО), находящихся на финальных стадиях эволюции, расширяем наши более ранние исследования [37] и ставим перед собой задачу подтвердить, уточнить, или же скорректировать полученные выводы о роли электрических токов в процессах стабилизации/дестабилизации солнечных пятен.

2. Данные наблюдений. Основной объем работы выполнен на данных инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [38] на борту Solar Dynamic Observatory (SDO) [8], которые доступны на сайте Joint Science Operation Center (JSOC) (<http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>). Пространственное разрешение инструмента HMI/SDO составляет 0".5 (порядка 360 км на уровне солнечной фотосферы), временное разрешение в зависимости от типа данных - 45 с или 720 с. Нами использованы магнитографические данные с временным разрешением 720 с.

Данные о максимальном магнитном потоке и скорости затухания магнитного потока пятна получены на основе полнодисковых магнитограмм лучевой компоненты (B_{LOS}) вектора магнитного поля на уровне фотосферы, с выделением нужного для анализа участка и корректировкой данных для минимизации ошибок, возникающих за счет эффекта проекции.

При вычислении параметров электрического тока в исследуемых областях использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [39] магнитограммы распределения компонентов вектора магнитного поля в фотосфере (цилиндрические координаты, серия данных `hmi.sharp_cea_720s`).

Были исследованы параметры горизонтальных, вертикальных и крупномасштабных электрических токов для 46 АО 24-го цикла солнечной активности на поздней стадии их эволюции. Отбор областей для исследования осуществлялся согласно следующим критериям:

1. Согласно магнито-морфологической классификации (ММК) АО, разработанной в КрАО [40-42], исследуемые области должны принадлежать к типу U (униполярные области) или являться биполярными на поздней стадии эволюции (тип A - биполярные области, подчиняющиеся основным закономерностям глобального динамо или B - области-нарушители основных законов глобального динамо); в исследуемых областях могут наблюдаться поры (вокруг основного пятна, в хвостовой, а в отдельных случаях - в лидирующей части АО), но обязательным условием при этом является наличие хорошо развитого основного пятна.

2. Область должна быть изолирована от других АО (т.е. в пределах прямоугольной площадки, соответствующей SHARP-магнитограмме, должна находиться только одна область с уникальным NOAA идентификатором).

3. По максимальному магнитному потоку и скорости затухания магнитного потока основного (наиболее развитого) пятна исследуемые АО не ограничиваются.

Соответствие критериям 1 и 2 для всех областей анализируемой выборки было осуществлено с помощью визуального контроля.

Для минимизации ошибок в вычислении параметров электрического тока, обусловленных эффектом проекции и с целью вовлечения в расчет максимально возможного количества пикселей, в которых с высокой степенью достоверности разрешена π -неопределенность определения азимута поперечного поля, время мониторинга каждой области совпадает с временным интервалом нахождения ее в пределах $\pm 35^\circ$ от центрального меридиана (4-6 суток).

3. *Скорость затухания магнитного потока в пятне и параметры электрического тока: особенности применяемых методов.* Величина скорости затухания магнитного потока в пятне определяется как тангенс угла наклона линии регрессии на фазе распада солнечного пятна (более детально см. [43-45]).

Для вычисления горизонтальных электрических токов необходима информация о векторе магнитного поля по крайней мере на двух уровнях в атмосфере Солнца, чего пока не могут обеспечить современные наземные и космические инструменты для изучения Солнца. Тем не менее, приближенную оценку величины горизонтального тока получить возможно. Методика вычисления описана в работе [46]. Исходной формулой является закон Ампера в дифференциальной форме:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

а конечная расчетная формула для оценки квадрата плотности горизонтального тока имеет вид:

$$j_{\perp}^2 \approx \frac{1}{\mu_0^2} \left[\left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (2),$$

где μ_0 (здесь и далее в тексте) - магнитная постоянная в Международной системе единиц (СИ), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн м}^{-1}$.

Вычисление локальных вертикальных электрических токов выполнено на основе интегральной формы закона Ампера:

$$(I_z)_{i,j} = \frac{1}{\mu_0} \oint_L B_l dl, \quad (3)$$

где L - замкнутый прямоугольный контур вокруг пиксела с координатами (i, j) ; B_l - значения компонентов поперечного поля B_x и B_y в направлении обхода контура.

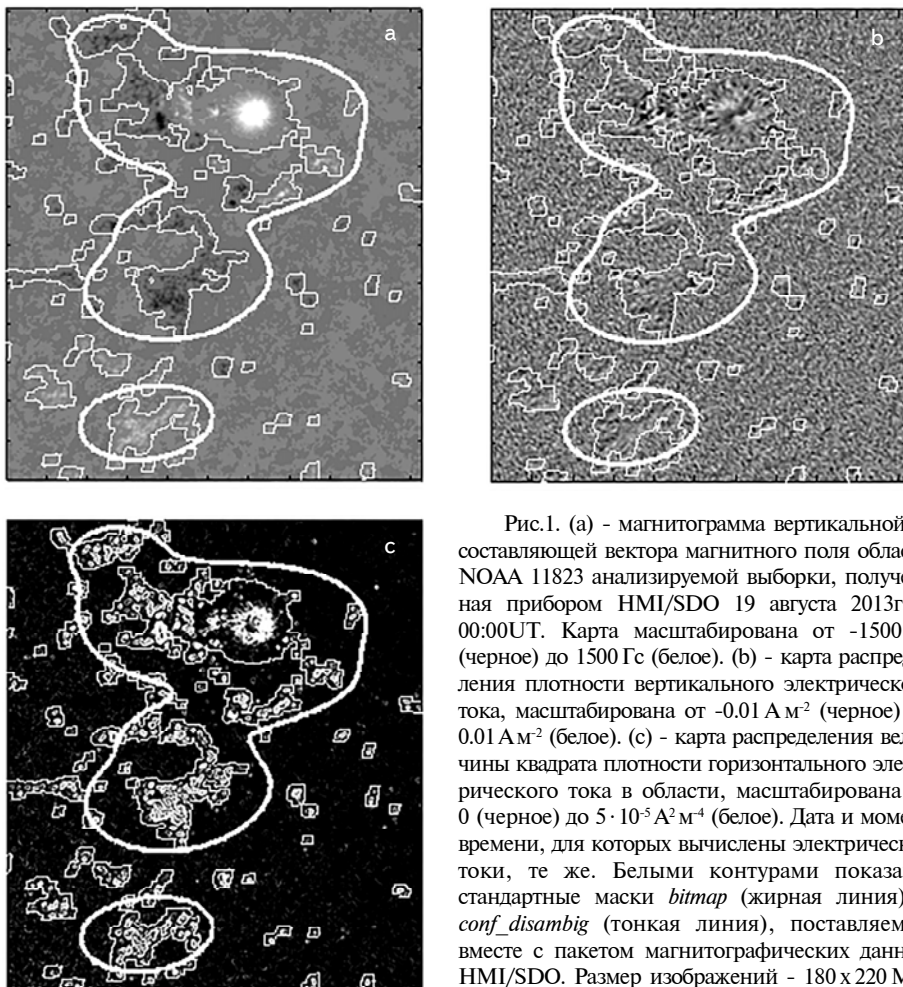


Рис.1. (a) - магнитограмма вертикальной B_z составляющей вектора магнитного поля области NOAA 11823 анализируемой выборки, полученная прибором HMI/SDO 19 августа 2013г. в 00:00UT. Карта масштабирована от -1500 Гс (черное) до 1500 Гс (белое). (b) - карта распределения плотности вертикального электрического тока, масштабирована от -0.01 А м^{-2} (черное) до 0.01 А м^{-2} (белое). (c) - карта распределения величины квадрата плотности горизонтального электрического тока в области, масштабирована от 0 (черное) до $5 \cdot 10^{-5} \text{ А}^2 \text{ м}^{-4}$ (белое). Дата и момент времени, для которых вычислены электрические токи, те же. Белыми контурами показаны стандартные маски *bimap* (жирная линия) и *conf_disambig* (тонкая линия), поставляемые вместе с пакетом магнитографических данных HMI/SDO. Размер изображений - 180 x 220 Мм.

Для приближенного вычисления интеграла в правой части выражения (3) используется метод Симпсона. Контур L имеет размеры 5×5 пикселей. Выбор размера контура обусловлен хорошим сглаживанием шумов и отсутствием потерь информации о значимых токовых структурах. Более детально суть метода, вывод расчетной формулы и особенности выбора контура описаны в работе [47].

Пример карт распределения локальных вертикальных и горизонтальных электрических токов для одной из областей анализируемой выборки представлен на рис.1. Контурами на рисунке обозначены стандартные маски, поставляемые с данными HMI/SDO, - *bitmap* (обозначает границы собственно АО на SHARP-магнитограмме, жирная белая кривая) и *conf_disambig* (тонкая белая кривая, выделяет пиксели на магнитограмме, в которых с высокой степенью достоверности разрешена π -неопределенность в вычислении азимута поперечного магнитного поля).

На основе вычисленных карт распределения величин вертикального и горизонтального электрических токов в фотосфере для каждого 12-минутного временного интервала на протяжении времени мониторинга каждой из исследуемых АО нами были получены необходимые для анализа параметры, а именно:

- Величина средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока

$$\langle |j_z| \rangle = \frac{\sum |j_z|_{i,j}}{N_{pix}}, \quad (4)$$

где $|j_z|_{i,j}$ - абсолютное значение плотности вертикального электрического тока в пикселе с координатами (i, j) , лежащего внутри масок *bitmap* и *conf_disambig*; N_{pix} - суммарное количество пикселей внутри масок *bitmap* и *conf_disambig*.

- Величина средней беззнаковой плотности горизонтального электрического тока

$$\langle |j_{\perp}| \rangle = \frac{\sum \left(\sqrt{j_{\perp}^2} \right)_{i,j}}{N_{pix}}, \quad (5)$$

где $\left(\sqrt{j_{\perp}^2} \right)_{i,j}$ - абсолютное значение плотности горизонтального электрического тока в пикселе с координатами (i, j) , лежащего внутри масок *bitmap* и *conf_disambig*; N_{pix} - суммарное количество пикселей внутри масок *bitmap* и *conf_disambig*.

$$- \quad \left\langle j_{\perp}^2 \right\rangle_{circle} = \frac{\sum (j_{\perp}^2)_{i',j'}}{N_{circle}}, \quad (6)$$

где $(j_{\perp}^2)_{i',j'}$ - абсолютное значение квадрата плотности горизонтального электрического тока в пикселе с координатами (i', j') , лежащего внутри кольцевой структуры вокруг развитого пятна с нижним пороговым значением квадрата плотности горизонтального тока в $0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$; N_{circle} - соответственно количество пикселей в кольцевой структуре вокруг пятна, ограниченной пороговым значением величины квадрата плотности горизонтального тока в $0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$.

Величины параметров электрического тока вычислялись только в пикселях, лежащих внутри двух контуров, соответствующих маскам *bitmap* и *conf_disambig*. Периферийные части SHARP-магнитограмм и соответствующих им карт плотности электрического тока при вычислениях не учитывались с целью минимизации ошибок, обусловленных вкладом пикселей с неправильно разрешенной π -неопределенностью азимута поперечного магнитного поля. Данное обстоятельство, а также то, что мы вычисляем преимущественно интегральные или усредненные параметры электрических токов, позволяет свести к минимуму влияние на конечный результат как слабых электрических токов периферийной части прямоугольной области, соответствующей SHARP-магнитограмме, которые в большинстве случаев не связаны непосредственно с исследуемой АО, так и эффектов, связанных с неправильно разрешенной π -неопределенностью азимута поперечного поля.

Помимо локальных вертикальных и горизонтальных электрических токов для всех 46 АО исследуемой выборки были вычислены крупномасштабные электрические токи. Методика вычисления крупномасштабного тока описана в [48]. Суть метода сводится к разложению вектора поперечного магнитного поля в фотосфере на две составляющие - потенциальную и непотенциальную $\mathbf{B}_{t\perp}$. Последняя компонента обусловлена исключительно присутствием электрического тока. Применяя данную методику, нам удастся выявить в окрестности больших пятен АО регулярные вихревые структуры вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$, которые связаны с крупномасштабным, распределенным по значительной площади, вертикальным электрическим током. Чтобы вычислить величину крупномасштабного тока для заданного момента времени, мы очерчиваем в некоторой окрестности вокруг пятна контур C овальной формы, применяя два правила, а именно: 1) внутри контура вектор непотенциальной составляющей наблюдаемого поперечного магнитного поля должен иметь одно преобладающее направление закрутки (по часовой стрелке или против часовой стрелки), а вне контура вектор $\mathbf{B}_{t\perp}$ будет пространственно распределен хаотично; 2) контур очерчивается вблизи пятна, так как вихревое магнитное

поле, обусловленное электрическим током, убывает пропорционально расстоянию.

Контур C определяется по первой карте распределения величины $\mathbf{B}_{t\perp}$, его форма не меняется на протяжении всего времени мониторинга области. Чтобы минимизировать ошибки в вычислении величины крупномасштабного тока, которые могут возникать за счет смещения пятна, осуществляется привязка контура C к центру тяжести пятна, который вычисляется отдельно для каждого 12-минутного интервала времени на протяжении всего времени мониторинга АО. Смещение центра тяжести пятна даже на один пиксель на магнитограмме приводит к смещению контура C на то же количество пикселей. Величина крупномасштабного тока I_{distr} вычисляется по соответствующей карте распределения плотности локального вертикального электрического тока как результирующий ток внутри контура C :

$$I_{distr} = \sum_C (j_z)_{i'',j''} \times s_{pix}, \quad (6)$$

где $(j_z)_{i'',j''}$ - значение плотности вертикального электрического тока в пикселе с координатами (i'',j'') , находящегося внутри контура C ; s_{pix} - площадь пиксела на магнитограмме. Пример карты распределения непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля для одной из областей исследуемой выборки представлен на рис.2. Контур C , ограничивающий площадь, внутри которой вычислялась величина крупномасштабного тока, показан на рис.2 жирной белой кривой.

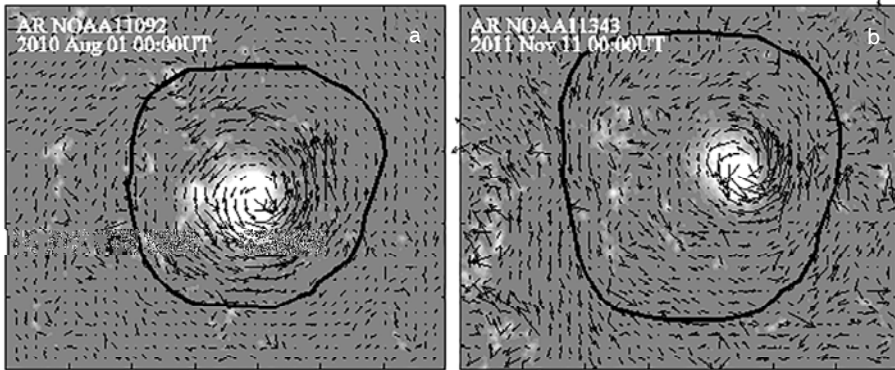


Рис.2. Примеры карт распределения непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля $\mathbf{B}_{t\perp}$ (черные стрелки) в окрестности развитых пятен областей NOAA 11092 (a) и 11343 (b) исследуемой выборки на момент начала их мониторинга (дата и время указаны на графиках). Контур C , внутри которых в каждом случае вычислялись величины распределенного тока, показаны жирной черной кривой. Фон - фрагменты карт распределения модуля вертикальной составляющей вектора магнитного поля в фотосфере $|B_z|$ для начального момента мониторинга областей, масштабированной от -1500 Гс (черное) до 1500 Гс (белое). Размер изображений - 125 x 90 Мм.

Здесь следует сделать два важных замечания. Первое: интегрирование по любому другому контуру, по площади подобной контуру C , дает нам величину результирующего тока, стремящуюся к нулевым значениям. И второе: необходимо помнить об экранированности полного электрического тока в проводящей среде [49,50]. Это означает, что если контур сделать большим, охватывающим всю АО, и очертить его по тем точкам, где магнитное поле этой области заведомо отсутствует, то циркуляция магнитного поля по контуру обращается в нуль и полный электрический ток внутри него равен нулю [51-53].

4. Результаты.

4.1. *Общие положения.* Параметры магнитного поля и электрических токов для всех 46 исследуемых АО приведены в табл.1. Второй столбец таблицы отображает номер активной области (по данным NOAA), третий - время нашего мониторинга АО, четвертый - тип области согласно ММК АО. Согласно данной классификации выделяют подклассы активных областей:

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ИССЛЕДУЕМЫХ АО

№ п/п	Номер области (NOAA)	Время мониторинга	Тип по ММК АО	Скорость затухания магнитного потока 10^{-19} Мкс c^{-1}	$\Phi_{\max}$ 10^{22} Мкс	$\langle j_z \rangle$ 10^{-3} А m^{-2}	$\langle j_{\perp}^2 \rangle_{circle}$ 10^{-3} А ² m^{-2}	$\overline{I_{distr}}$ 10^{12} А
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	11591	16.10.2012 - 20.10.2012	U2	0.35	0.53	2.10	0.001312	4.99±2.59
2	12246	25.12.2014 - 29.12.2014	U1	0.43	0.29	1.98	0.001512	-1.64±1.90
3	12195	26.10.2014 - 30.10.2014	A1	1.07	0.29	2.10	0.001455	-2.17±4.92
4	11340	08.11.2011 - 12.11.2011	U1	1.46	0.35	2.09	0.001365	3.46±2.65
5	11658	17.01.2013 - 20.01.2013	A1	1.55	0.36	2.18	0.001602	2.90±3.17
6	11642	04.01.2013 - 08.01.2013	A1	1.64	0.38	2.09	0.001414	0.08±1.82
7	12061	15.05.2014 - 18.05.2014	A1	1.77	0.36	2.17	0.001407	3.34±1.78
8	12090	15.06.2014 - 18.06.2014	A1	1.85	0.36	2.26	0.001426	-0.85±3.75

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
9	11423	27.02.2012 - 02.03.2012	U1	1.85	0.38	2.43	0.001395	-0.19±1.62
10	11912	06.12.2013 - 09.12.2013	A1	1.89	0.41	2.03	0.001371	2.54±1.64
11	11537	04.08.2012 - 08.08.2012	U1	2.09	0.16	1.92	0.001596	0.63±1.63
12	11332	28.10.2011 - 01.11.2011	U1	2.38	0.20	2.18	0.001885	2.11±1.95
13	11823	19.08.2013 - 22.08.2013	U2	2.52	0.39	2.40	0.001380	-7.56±4.23
14	12194	24.10.2014 - 28.10.2014	A1	2.65	0.34	2.28	0.001544	0.80±3.22
15	11216	20.05.2011 - 23.05.2011	U1	2.87	0.28	2.02	0.001442	1.26±1.24
16	11420	16.02.2012 - 20.02.2012	B1	2.90	0.27	2.25	0.001463	1.71±1.75
17	12236	15.12.2014 - 19.12.2014	U1	3.04	0.53	2.00	0.001439	1.60±2.06
18	11903	21.11.2013 - 25.11.2013	U1	3.15	0.40	2.34	0.001462	5.43±2.68
19	11546	20.08.2012 - 24.08.2012	U1	3.17	0.16	2.25	0.001615	-0.94±2.20
20	11665	01.02.2013 - 05.02.2013	A1	3.41	0.59	2.34	0.001399	-6.50±5.91
21	11857	06.10.2013 - 09.10.2013	U2	3.51	0.43	2.16	0.001414	-0.62±2.49
22	11638	31.12.2012 - 04.01.2013	U2	3.96	0.47	2.26	0.001537	0.71±2.37
23	12075	27.05.2014 - 31.05.2014	U1	4.25	0.24	2.20	0.001599	-1.50±1.75
24	11952	15.01.2014 - 19.01.2014	A1	4.64	0.38	2.11	0.001471	-1.54±1.66
25	11949	12.01.2014 - 16.01.2014	A1	4.72	0.74	2.28	0.001706	11.39±4.18
26	12255	06.01.2015 - 09.01.2015	U2	4.76	0.43	2.22	0.001530	5.02±1.64
27	11566	08.09.2012 - 11.09.2012	U2	4.81	0.25	2.43	0.001479	-1.33±1.51
28	11343	11.11.2011 - 14.11.2011	U2	4.86	0.47	2.18	0.001493	-4.26±1.54
29	11872	19.10.2013 - 22.10.2013	U2	5.02	0.26	2.17	0.001630	-0.33±1.74
30	11092	01.08.2010 - 05.08.2010	B1	5.10	0.65	2.15	0.001368	-0.34±3.00
31	11809	04.08.2013 - 07.08.2013	A1	5.13	0.35	2.15	0.001482	-0.42±1.89

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
32	11232	05.06.2011 - 09.06.2011	U2	5.18	0.25	2.36	0.001695	1.26±2.72
33	11140	04.01.2011 - 08.01.2011	U1	5.24	0.53	2.23	0.001390	0.12±2.60
34	11408	25.01.2012 - 29.01.2012	B1	5.78	0.38	2.43	0.001683	0.17±1.72
35	11836	31.08.2013 - 04.09.2013	U2	5.89	0.42	2.31	0.001522	-4.99±2.17
36	11704	27.03.2013 - 31.03.2013	U2	6.07	0.30	2.40	0.001756	-0.17±2.31
37	12341	11.05.2015 - 15.05.2015	U1	6.26	0.30	2.05	0.001471	1.07±1.70
38	12186	11.10.2014 - 15.10.2014	U1	6.26	0.55	2.17	0.001400	-0.91±2.53
39	11695	15.03.2013 - 18.03.2013	A1	7.06	0.43	2.21	0.001336	-0.03±2.19
40	12348	17.05.2015 - 21.05.2015	U1	7.09	0.32	2.25	0.001612	0.53±2.50
41	11757	29.05.2013 - 01.06.2013	U2	8.19	0.21	2.27	0.001761	-0.10±2.22
42	12121	26.07.2014 - 29.07.2014	B1	9.00	0.72	2.40	0.001719	0.26±2.94
43	11711	04.04.2013 - 07.04.2013	A1	9.52	1.29	2.35	0.001582	1.19±1.56
44	11649	08.01.2013 - 12.01.2013	U2	11.20	0.29	2.59	0.001540	-1.22±2.24
45	11087	13.07.2010 - 17.07.2010	B2	12.30	0.49	2.37	0.001796	-0.34±2.27
46	11621	29.11.2012 - 02.12.2012	A1	12.70	0.41	2.42	0.001570	-1.00±1.61

- для униполярных АО: U1 - одиночные пятна без значимых магнитных образований в окрестности и U2 - пятна с мелкими пятнами/порами разной полярности, сконцентрированными на границах супергрануляционной ячейки или рассеянными вокруг основного пятна.

- для биполярных АО, подчиняющихся основным законам глобального динамо ("регулярные области"): A1 - регулярные биполи без дельта-структур и A2 - регулярные биполи, содержащие малые (по сравнению с лидером) дельта-структуры.

- для областей, нарушающих основные законы глобального динамо ("нерегулярные АО"): B1 - нерегулярные биполи с нарушением хотя бы одной закономерности глобального динамо, B2 - области, состоящие из нескольких сонаправленных биполей, а также области с доминирующей

дельта-структурой и ВЗ - многополярные АО, состоящие из нескольких приблизительно равноценных пятен обеих полярностей, расположенных произвольно.

В анализируемой нами выборке, как это следует из данных таблицы, представлены преимущественно подтипы U1 (14 АО, или 30% от общего числа исследуемых областей), U2 (13 АО, или 28%) и A1 (14 АО, или 30%).

Далее в табл.1 указаны: в пятом столбце - скорость затухания магнитного потока наиболее развитого пятна в АО (в единицах 10^{19} Мкс ч⁻¹), в шестом - максимальное значение магнитного потока пятна (в единицах 10^{22} Мкс). Данные пятого и шестого столбца были вычислены ранее и представлены в работах [43-45]. В седьмом столбце таблицы указаны значения средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока (в единицах 10^{-3} А м⁻²), в восьмом столбце - среднее значение квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна (в единицах 10^{-3} А² м⁻⁴), в девятом - значение величины крупномасштабного электрического тока в АО с указанием ошибок (в единицах 10^{12} А). Ошибки величины крупномасштабного тока были определены методом наименьших квадратов.

Для параметров, представленных в столбцах 7-9, указаны усредненные за время нашего мониторинга АО (4-6 суток) значения (усреднение по времени в табл.1 и далее в тексте обозначено горизонтальной чертой сверху). Столбец 5 отображает данные об усредненной скорости затухания магнитного потока пятна за один из следующих временных интервалов:

- время между максимальным развитием пятна (соответствует максимальному магнитному потоку) и полным его распадом;
- время между максимальным развитием пятна и его исчезновением на западном лимбе;
- время между появлением пятна на восточном лимбе и его полным распадом;
- время между появлением пятна на восточном лимбе и его исчезновением на западном лимбе (данный временной интервал соответствует случаям низкой скорости затухания магнитного потока).

По данным, представленным в табл.1, были построены графики зависимости между параметрами электрического тока и скоростью затухания магнитного потока в пятне. Полученные результаты представлены в последующих пунктах.

4.2. Зависимость между средней беззнаковой плотностью вертикального электрического тока и скоростью затухания магнитного потока в пятне. График зависимости между усредненной по времени величиной средней беззнаковой плотности вертикального

электрического тока в АО и скоростью затухания магнитного потока пятна представлен на рис.3.

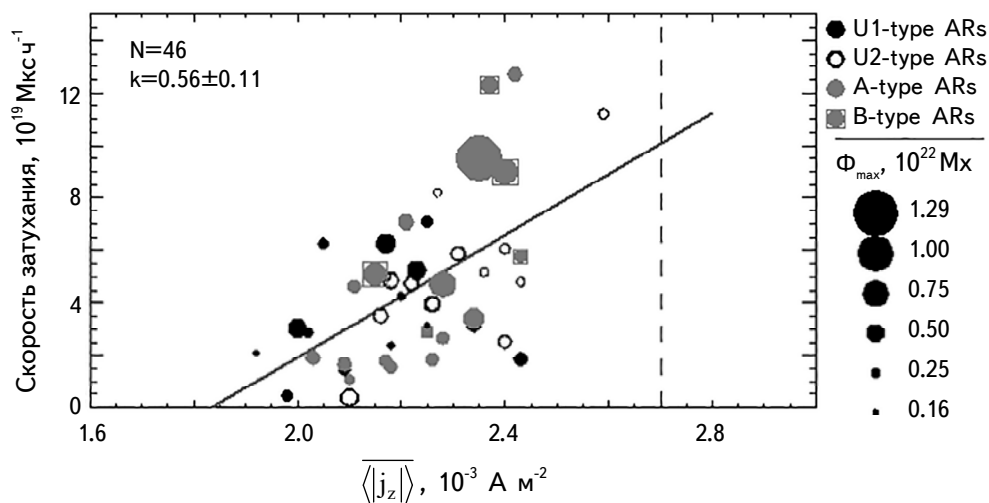


Рис.3. График зависимости между усредненной по времени средней беззнаковой плотностью вертикального электрического тока в АО $\langle |j_z| \rangle$ и скоростью затухания магнитного потока пятна (decay rate). Легенда справа. Величина кружочков пропорциональна максимальному значению магнитного потока пятна. Вертикальным пунктиром отмечено критическое значение величины $\langle |j_z| \rangle$, обнаруженное нами ранее (более детально см. текст).

Как следует из графика, несмотря на большой разброс данных, все же наблюдается следующая тенденция: чем выше скорость затухания магнитного потока пятна, тем выше величина средней беззнаковой плотности вертикального тока. Однако нельзя однозначно говорить о том, что локальные вертикальные электрические токи оказывают дестабилизирующее воздействие на пятно. Вероятно, более высокие значения средней беззнаковой плотности вертикального тока в областях с высокой скоростью затухания магнитного потока обусловлены наличием большого количества движущихся мелкомасштабных магнитных элементов, которые уносят значительную часть магнитного потока пятна, как это следует из работ [28,29].

Следует также отметить, что все точки на графике рис.3 лежат левее вертикального пунктира, обозначающего критическое значение величины средней беззнаковой плотности вертикального тока в 2.7 мА м^{-2} , необходимое для мощных вспышек, определенное в работе [54]. Впрочем, данное наблюдение не противоречит полученным ранее результатам: области на финальных стадиях своей эволюции обладают недостаточным запасом свободной магнитной энергии и не способны воспроизвести сколь-либо мощные вспышечные события.

4.3. *Зависимость между величиной крупномасштабного электрического тока и скоростью затухания магнитного потока в пятне.* На рис.4 представлены примеры временных вариаций величины крупномасштабного электрического тока для двух областей анализируемой выборки за время их мониторинга. Как видно из представленных графиков, величина крупномасштабного тока сравнительно небольшая (порядка 10^{12} А) и меняется на протяжении всего времени мониторинга области незначительно, что находится в полном соответствии с ранее полученными нами

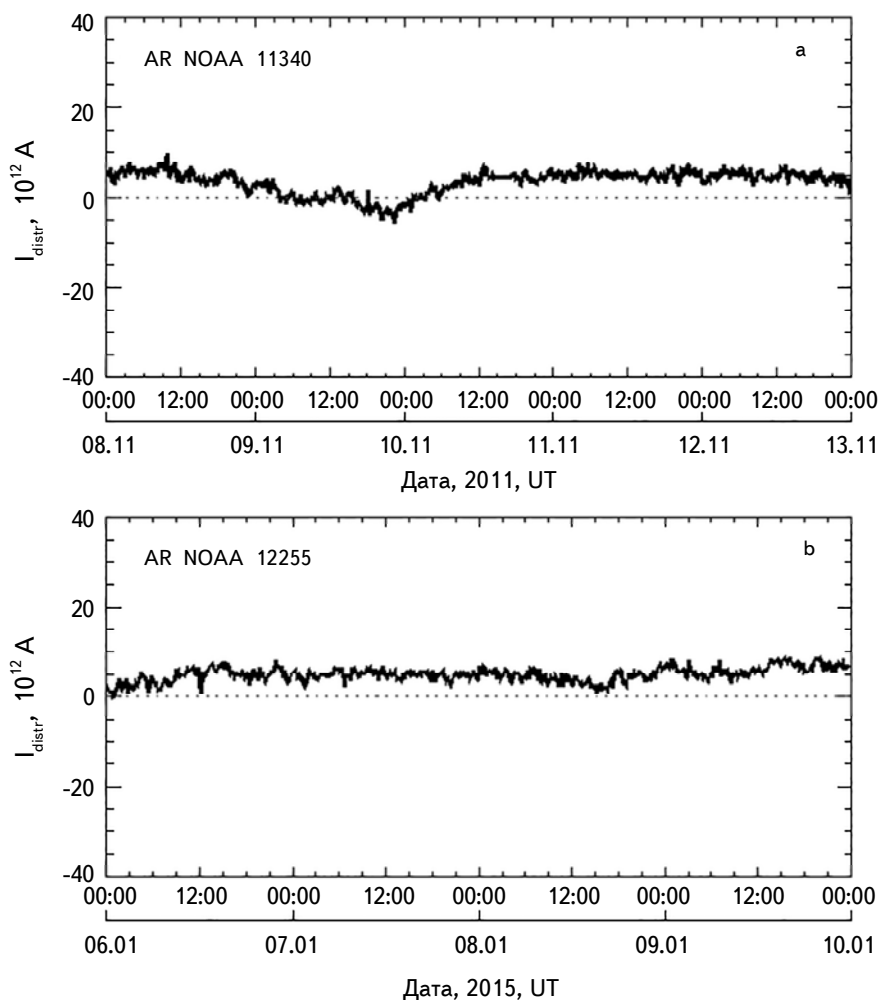


Рис.4. Динамика величины крупномасштабного электрического тока для областей NOAA 11340 (a) и 12255 (b) анализируемой выборки за время их мониторинга. Можно отметить сравнительно низкие значения величины крупномасштабного тока (порядка 10^{12} А) и малую амплитуду изменений данного параметра во времени. Горизонтальным пунктиром отмечен нулевой уровень величины крупномасштабного тока.

результатами [48].

Зависимость между величинами крупномасштабного электрического тока и скоростью затухания магнитного потока представлена на рис.5 и рис.6. Из графика на рис.5 видно, что в подавляющем большинстве случаев значения величины крупномасштабного тока порядка 10^{12} А (исключение составляет только одна область, для которой $I_{distr} > 10^{13}$ А; также можно отметить две АО, для которых (с учетом ошибок) $|I_{distr}| \approx 10^{13}$ А). Ошибка определения величины крупномасштабного электрического тока, как уже было отмечено, вычислялась методом наименьших квадратов. Бары ошибок отмечены на рисунках.

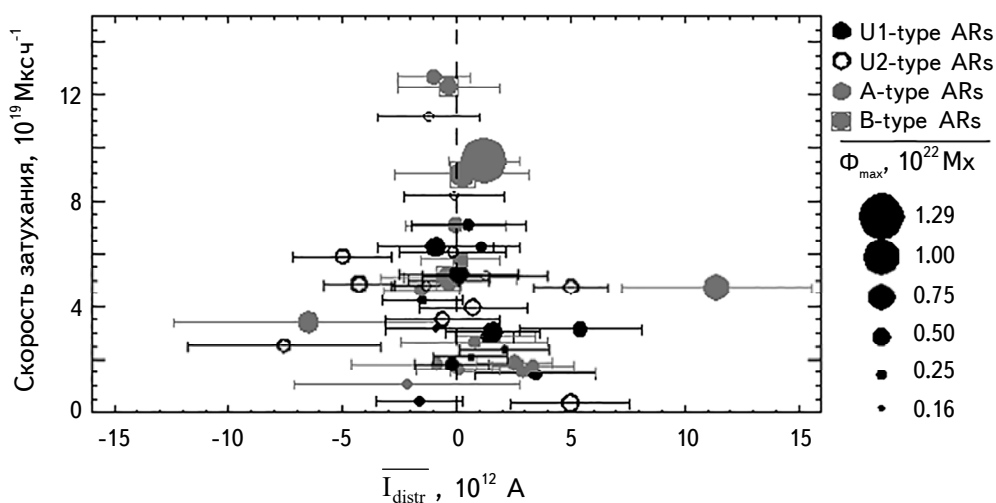


Рис.5. Зависимость между усредненной за время мониторинга области величиной крупномасштабного электрического тока I_{distr} и скоростью затухания магнитного потока в пятне для АО анализируемой выборки. Обозначения те же, что и на рис.3. Вертикальным пунктиром отмечено нулевое значение величины крупномасштабного тока.

Далее была произведена фильтрация полученных данных. Ненулевым крупномасштабный электрический ток считался в том случае, если бар ошибок не пересекает нулевую линию (отмечена вертикальным пунктиром на рис.5 и 6). Области анализируемой выборки только с ненулевым крупномасштабным электрическим током представлены на рис.6. Здесь хорошо видно, что ненулевой крупномасштабный ток характерен для областей с относительно низкой скоростью затухания магнитного потока пятна (приблизительно до значений $6 \cdot 10^{19}$ Мкс $^{-1}$, это значение отмечено горизонтальным пунктиром на рис.6). При этом ни одного случая ненулевого крупномасштабного тока для областей с высокой скоростью затухания магнитного потока отмечено не было. Таким образом, можно сделать вывод о том, что крупномасштабный электрический ток является одним из механизмов стабилизации солнечных пятен, однако

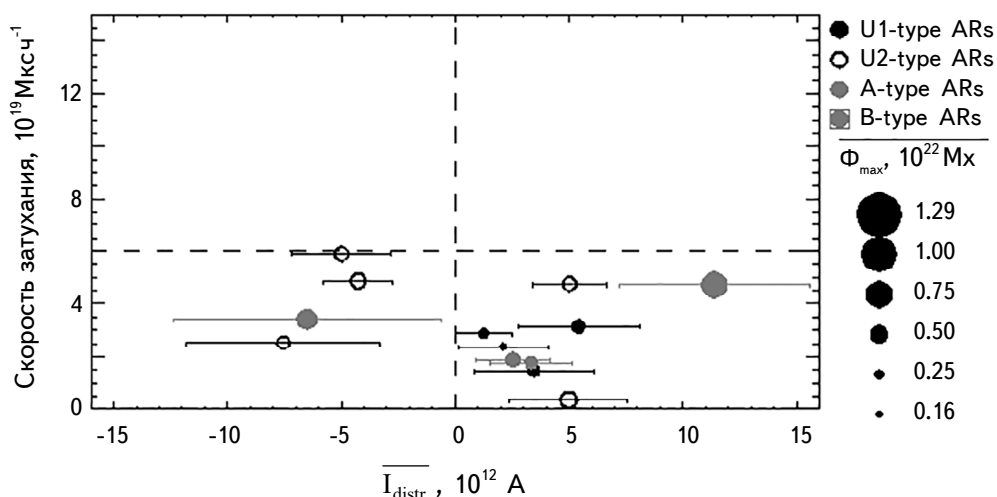


Рис.6. Зависимость между усредненной за время мониторинга области величиной крупномасштабного электрического тока I_{distr} и скоростью затухания магнитного потока для областей, в которых даже с учетом ошибок вычисления, крупномасштабный ток ненулевой. Обозначения те же, что и на предыдущем рисунке.

не единственным, поскольку величина крупномасштабного тока была ненулевой только в 13 АО из 35 (см. данные табл.1), для которых скорость затухания магнитного потока в пятне не превышает значение в $6 \cdot 10^{19} \text{ Мкс}^{-1}$, что составляет 37% случаев.

Следует также обратить внимание на отрицательные значения величины крупномасштабного электрического тока для ряда областей исследуемой выборки (см. рис.6). Действительно, в некоторых случаях определить преобладающее направление закрутки вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля АО оказывается сложно, поскольку в окрестности пятна, с одной стороны, закрутка вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$ может иметь одно преобладающее направление, а с другой стороны - противоположное (рис.7). Так, в окрестности наиболее развитого пятна области NOAA 12195 (рис.7а) в направлении север, северо-запад (вверху и справа) доминирует закрутка вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$ по часовой стрелке, в то время как в южной и восточной части пятна (слева и внизу) вектор $\mathbf{B}_{t\perp}$ закручен против часовой стрелки. Наиболее развитое пятно в области NOAA 11836 (рис.7а) имеет два ядра одной полярности, но с различной закруткой вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$. В подобных ситуациях мы рассматриваем развитое пятно, в окрестности которого рассчитывается величина крупномасштабного тока остатком лидирующего пятна классического (регулярного) биполя, подчиняющегося основным законам глобального динамо (т.е. остатком биполярной области типа А по ММК АО). Согласно правилу сегрегации знака токовой спирали [55–57], крупномасштабный электрический ток

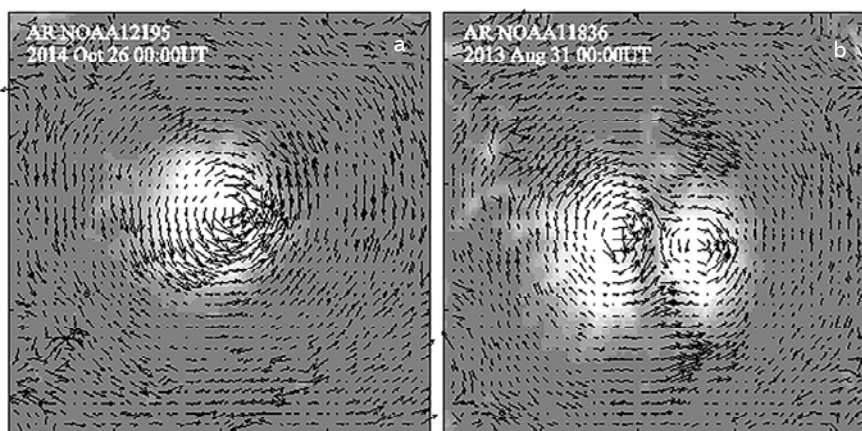


Рис.7. Примеры АО исследуемой выборки, в которых присутствуют крупномасштабные токи разных направлений, обуславливающих противоположную закрутку вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля $\mathbf{B}_{\perp}$. Продемонстрирована сложность определения границ контура для вычисления крупномасштабного электрического тока в подобных случаях. Обозначения те же, что и на рис.2.

в лидере АО должен быть направлен вверх (т.е. положительным по знаку) вне зависимости от полушария, в котором находится исследуемая область. Таким образом, области на финальных стадиях эволюции с отрицательным крупномасштабным электрическим током являются, вероятно, остатками областей-нарушителей глобального динамо (области группы В, согласно ММК АО). Данный вопрос, однако, требует дальнейших исследований.

5. Выводы и обсуждение. В ходе выполненного исследования на выборке из 46 АО 24-го цикла солнечной активности, находящихся на поздних стадиях эволюции, нами подтверждены и дополнены полученные ранее [37] на значительно меньшем статистическом материале выводы, а именно:

1) Выявлена прямая зависимость между величиной средней беззнаковой плотности локальных вертикальных электрических токов и скоростью затухания магнитного потока в пятне с коэффициентом корреляции $k = 0.56$. Более высокие значения средней беззнаковой плотности вертикального тока могут указывать на наличие большого количества движущихся магнитных элементов в окрестности солнечного пятна, уносящих с собой значительную часть его магнитного потока и определяющих более высокие темпы его разрушения.

2) Ненулевой крупномасштабный электрический ток обнаружен только в областях с относительно низкой скоростью затухания магнитного потока в пятне (не превышающих значение $6 \cdot 10^{19}$ Мкс ч⁻¹). Таким образом, крупно-

масштабный электрический ток может оказывать стабилизирующее воздействие на пятно, не являясь, однако, единственным механизмом стабилизации пятен, поскольку только для 37% АО анализируемой выборки, для которых скорость затухания магнитного потока в пятне ниже $6 \cdot 10^{19} \text{ Мкс}^{-1}$, его величина, с учетом ошибок вычисления, является отличной от нуля.

Следует также обратить внимание на зависимость между средней величиной квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна (см. рис.1с), рассчитанной согласно формуле (6) и скоростью затухания магнитного потока в пятне (рис.8). Можно увидеть некоторое подобие графиков, представленных на рис.3 и рис.8. Однако процессы и явления, лежащие в основе полученных на этих двух графиках результатов, существенно различаются. В случае, продемонстрированном на рис.3, общая тенденция роста величины средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока по мере нарастания скорости затухания магнитного потока в пятне обусловлена тем, что в областях с высокой скоростью затухания магнитного потока присутствует большое количество движущихся магнитных элементов. Иная ситуация с горизонтальными электрическими токами в кольцевых структурах вокруг пятен. Здесь поперечный ток можно представить как сумму двух слагаемых: $j_{\perp} = j_{\perp \nabla p} + j_{\perp F}$. Первый компонент ($j_{\perp \nabla p}$) результирующего кольцевого горизонтального тока обусловлен градиентом давления в окрестности анализируемого пятна [58], который, в свою очередь, зависит как от напряженности магнитного поля в пятне, так

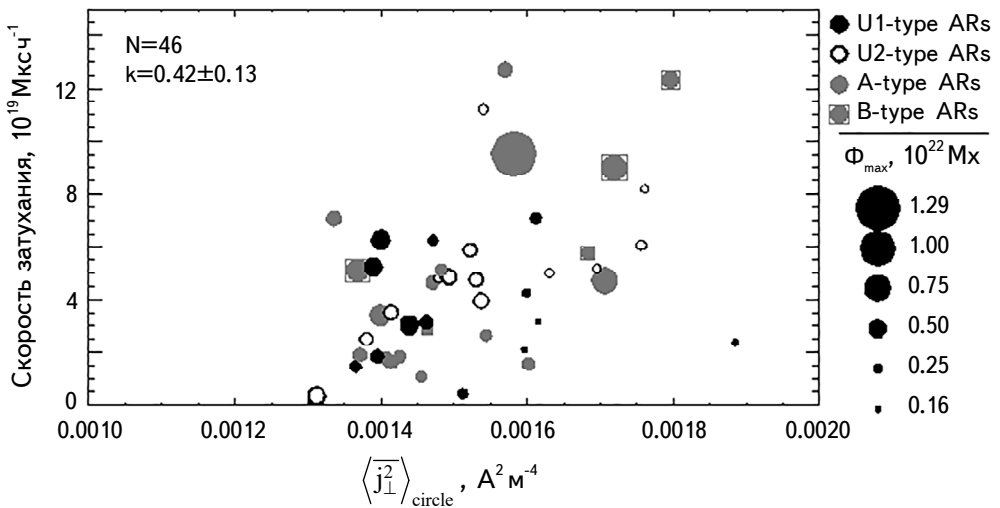


Рис.8. Зависимость между усредненной за время мониторинга области величиной квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг развитого пятна $\langle j_{\perp}^2 \rangle_{\text{circle}}$ и скоростью затухания магнитного потока в пятне для всей анализируемой выборки. Обозначения те же, что и на рис.3.

и, вероятно, от иных параметров, таких как форма пятна, его физические размеры и т.д. В результате плотность магнитного потока небольших пятен может быть сопоставима, а то и больше соответствующей величины для крупных пятен. Следовательно, величина кольцевого горизонтального тока в мелких пятнах также может быть выше, чем в крупных пятнах. Это можно увидеть, если сравнить результаты, представленные в восьмом столбце табл.1 с результатами, полученными нами в работе [46]: для небольших короткоживущих пятен/пор величина кольцевого тока оказалась почти в два раза выше, чем для крупных пятен анализируемой здесь выборки. Можно предположить, что значительный разброс данных на графике, представленном на рис.8, может быть в некоторой степени связан именно с разной плотностью их магнитного потока. Второе слагаемое ($j_{\perp F}$) - индукционный ток, описываемый законом Фарадея, возникающий в случае изменений в величине магнитного потока пятна и препятствующий этим изменениям. Вторая компонента будет тем больше, чем быстрее нарастает/спадает магнитный поток в пятне, что в нашем случае соответствует областям с высокой скоростью затухания магнитного потока.

Следует заметить, что оба слагаемых результирующего кольцевого горизонтального электрического тока являются функцией от временных изменений магнитного потока пятна, и разделить их вследствие этого крайне сложно. Данный вопрос требует дальнейших, более детальных исследований.

Авторы статьи благодарны сотрудникам КрАО РАН и коллегам по исследовательской группе В.И.Абраменко и А.В.Жуковой за предоставление данных каталога ММК АО и за обсуждение полученных результатов. Также авторы признательны рецензенту за интерес к статье и полезные замечания. Работа выполнена при поддержке грантом РНФ №18-12-00131.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым,
Россия, e-mail: yuriy_fursyak@mail.ru

ELECTRIC CURRENT SYSTEMS IN ACTIVE REGIONS AT A LATE STAGE OF EVOLUTION AND THEIR ROLE IN THE PROCESSES OF STABILIZATION/DESTABILIZATION OF SUNSPOTS

Yu.A.FURSYAK, A.A.PLOTNIKOV

We used the data of Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) on the components of the magnetic field vector in the solar photosphere for 46 active regions (AR) of 24th solar activity cycle that are at the final stage of evolution to calculate, the values of horizontal, vertical and large-scale electric currents. In each case, the dynamics of the parameters of the electric current during the time of finding the region within $\pm 35^\circ$ from the central meridian was studied. The parameters of the electric current were compared with the decay rate of the magnetic flux in the sunspot. We obtained the following results: 1) A direct relationship between the value of the average unsigned density of local vertical electric currents and the decay rate of magnetic flux in the sunspot with a correlation coefficient $k = 0.56$ has been revealed. 2) A non-zero large-scale electric current is detected only in ARs with a relatively low decay rate of the magnetic flux in the sunspot (not exceeding the value of $6.0 \cdot 10^{19} \text{ Mx h}^{-1}$). Thus, a large-scale electric current can have a stabilizing effect on the sunspot, but it is not, however, the only mechanism for stabilizing sunspots, since only for 37% of the analyzed ARs, for which the decay rate of the magnetic flux in the sunspot is below $6.0 \cdot 10^{19} \text{ Mx h}^{-1}$, its value, taking into account calculation errors, differs from zero. 3) Statistical analysis also indicates the stabilization of sunspots by the induction component of the annular horizontal electric current described by Faraday's law and caused by a change in the magnetic flux of the sunspot over time. The correlation coefficient $k = 0.42$ between the average value of the square of the horizontal electric current density in the annular structure around the sunspot and the decay rate of the magnetic flux was found.

Keywords: *Sun: active regions: magnetic field: electric currents*

ЛИТЕРАТУРА

1. T.G.Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **106**, 218, 1946.
2. N.R.Sheeley, A.Bhatnagar, Solar Phys., **19**, 338, 1971.

3. *F.Meyer, H.U.Schmidt, N.O.Weiss et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **169**, 35, 1974.
4. *A.A.Solov'ev*, Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, **7**, 73, 1976.
5. *H.Baltasar, M.Schussler, H.Wohl*, Solar Phys., **76**, 21, 1982.
6. *R.Muller, B.Mena*, Solar Phys., **112**, 295, 1987.
7. *A.Nye, D.Bruning, B.J.Labonte*, Solar Phys., **115**, 251, 1988.
8. *W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin*, Solar Phys., **275**, 3, 2012.
9. *T.Kosugi, K.Matsuzaki, T.Sakao et al.*, Solar Phys., **243**, 3, 2007.
10. *P.R.Goode, C.J.Denker, L.I.Didkovsky et al.*, Journal of The Korean Astronomical Society, **36**, 125, 2003.
11. *M.P.Rast, N.Bello González, L.Bellot Rubio et al.*, eprint arXiv:2008.08203, 2020.
12. *A.A.Solov'ev*, Soviet Astron., **35**, 83, 1991.
13. *L.M.Zeleniy, A.V.Milovanov*, Soviet Astron. Lett., **18**, 249, 1993.
14. *Yu.E.Litvinenko, M.S.Wheatland*, Astrophys. J., **800**, 130, 2015.
15. *V.Bumba*, Bull. Astr. Inst. Czechosl., **14**, 91, 1963.
16. *V.Martínez Pillet, F.Moreno-Insertis, M.Vázquez*, Astron. Astrophys., **274**, 521, 1993.
17. *K.Petrovay, L. van Driel-Gesztelyi*, Sol. Phys., **176**, 249, 1997.
18. *F.Meyer, H.U.Schmidt, N.O.Weiss et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **169**, 35, 1974.
19. *S.D.Ivanov, V.P.Maksimov*, Soviet Astron. Lett., **4**, 127, 1978.
20. *V.N.Krivodubskii*, Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, **11**, 51, 1983.
21. *R.Muller, B.Mena*, Solar Phys., **112**, 295, 1987.
22. *S.K.Solanki*, Astron. Astrophys. Review, **11**, 153, 2003.
23. *M.Kubo, B.W.Lites, T.Shimizu et al.*, Astrophys. J., **686**, 1447, 2008.
24. *G.W.Simon, R.B.Leighton*, Astrophys. J., **140**, 1120, 1964.
25. *K.Petrovay, F.Moreno-Insertis*, Astrophys. J., **485**, 398, 1997.
26. *N.R.Sheeley*, Solar Phys., **9**, 347, 1969.
27. *R.Harvey, J.Harvey*, Solar Phys., **28**, 61, 1973.
28. *V.Martínez Pillet*, Astron. Nachr., **323**, No. 3/4, **342**, 2002.
29. *M.Kubo, T.Shimizu, S.Tsuneta*, Astrophys. J., **671**, 990, 2007.
30. *A.A.Solov'ev*, Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, **1**, 73, 1984.
31. *A.A.Solov'ev, E.Kirichek*, Astrophys. Space Sci., **352**, 23, 2014.
32. *G.Lustig, H.Wöhl*, Astron. Astrophys., **278**, 637, 1993.
33. *H.Strecker, W.Schmidt, R.Schlichenmaier et al.*, Astron. Astrophys., **649**, id. A123, 2021.
34. *A.A.Solov'ev*, Soviet Astronomy, **20**, 75, 1976.
35. *H.C.Spruit*, In: NASA. Goddard Space Flight Center. The Sun as a Star, 385, 1981.
36. *V.P.Maytilis, H.R.Strauss*, Solar Phys., **145**, 111, 1993.
37. *Ю.А.Фурсяк, А.А.Плотников, В.И.Абраменко*, Изв. Крымск. Астрофиз. общ., **117**, 29, 2021.

38. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, Solar Phys., **275**, 207, 2012.
39. *M.G.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, Solar Phys., **289**, 3549, 2014.
40. *А.В.Жукова*, Изв. Крымск. Астрофиз. общ., **114**, 74, 2018.
41. *V.I.Abramenko, A.V.Zhukova, A.S.Kutsenko*, Geomagnetism and Aeronomy, **58**, 1159, 2018.
42. *V.I.Abramenko*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **507**, 3698, 2021.
43. *А.А.Плотников, А.С.Куценко*, XXIV ежегодная всероссийская конференция "Солнечная и солнечно-земная физика-2020", ГАО РАН, Санкт-Петербург. Сборник тезисов, 259, 2020.
44. *А.А.Плотников, А.С.Куценко*, 16-я ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", М., ИКИ РАН, Сборник тезисов, 25, 2021.
45. *A.A.Plotnikov, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2022 (in print).
46. *Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko*, Astrophysics, **60**, 544, 2017.
47. *Yu.A.Fursyak*, Geomagnetism and Aeronomy, **58**, 1129, 2018.
48. *Yu.A.Fursyak, A.S.Kutsenko, V.I.Abramenko*, Solar Phys., **295**, id. 19, 2020.
49. *E.N.Parker*, Cosmical Magnetic Fields. Part 1, Oxford: Clarendon Press, 1979.
50. *E.N.Parker*, Conversations on electric and magnetic field in the Cosmos, Princeton: Princeton Univ. Press, 2007.
51. *A.A.Solov'ev, E.A.Kirichek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **505**, 4406, 2021.
52. *А.А.Соловьев*, Астрон. ж., **88**, 1111, 2011.
53. *X.Sun, J.T.Hoeksema, Y.Liu et al.*, Astrophys. J., 748, id. 77, 2012.
54. *Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko*, Astrophysics, **63**, 260, 2020.
55. *N.Seehafer*, Solar Phys., **125**, 219, 1990.
56. *A.A.Pevtsov, R.C.Canfield, T.R.Metcalf*, Astrophys. J., **425**, L117, 1994.
57. *V.I.Abramenko, T.Wang, V.B.Yurchishin*, Solar Phys., **168**, 75, 1996.
58. *С.Б.Пикельнер*, Основы космической электродинамики, М., Наука, 1966.

N-S ASYMMETRY AND PERIODICITY OF DAILY SUNSPOT NUMBER DURING SOLAR CYCLES 22-24

Y.CHANDRA¹, B.PANDE², M.C.MATHPAL², S.PANDE²

Received 3 January 2022

Accepted 8 August 2022

In this paper, a broad examination of the N-S asymmetry of daily sunspot numbers during the period January 1992 to March 2020 has been performed, examining its statistical significance and looking for the short term periodicity of daily sunspot numbers using the Fast Fourier Transform (FFT) during solar cycle 22 (1 January 1986 to 27 August 1996), cycle 23 (28 August 1996 to 10 December 2008) and cycle 24 (11 December 2008 to 31 March 2020). The present study indicates that sunspot number activity dominates in the southern hemisphere during the solar cycles 22 and 23, while during the solar cycle 24, the sunspot number becomes dominant in the northern hemisphere. It is also revealed that the magnitude of sunspot number activity for solar cycle 23 is more prominent in both the northern and southern hemispheres than in solar cycles 22 and 24. The power spectrum of daily sunspot numbers shows several significant periodicities in a wide range between 26 days and 83 days. We discuss the possible explanations of the observed periodicities and north-south asymmetry of the daily sunspot number in light of previous results and existing techniques.

Keywords: *N-S asymmetry; periodicity; daily sunspot number*

1. Introduction. The non-uniform distribution of solar activity over the northern and southern hemispheres of the Sun, which is apparent in long-term observations, is attributed to N-S asymmetry.

The north-south asymmetry is one of the significant characteristics of solar activity. Thus N-S asymmetry is an intensively studied phenomenon. Many solar activity indices are investigated over a period of time to know the proper behavior of N-S asymmetry. Some of the essential features considered have been: the sunspot number and sunspot area [1-13], the solar flares and flare index [14-18], and the solar active prominences [19,20].

The most important aspect before analyzing the action of N-S asymmetry is to determine the statistical significance of N-S asymmetry of the time series data under consideration. The best way of evaluating the statistical significance of north-south asymmetry (SSNSA) is binomial distribution [6,8,13,21-24]. However, Vizoso and Ballester [1], Carbonell et al. [2], and Carbonell et al. [8] have utilized excess test to acquire the SSNSA of sunspot area.

Visoco and Ballester [1] examined the N-S asymmetry of the sunspot area from 1874 to 1976, concluding that it is a real phenomenon rather than random

fluctuations, and the statistical significance and statistical independence of the sunspot area to other asymmetry signals. Carbonell et al. [8] used various statistical methods to determine the statistical significance of N-S asymmetry in various solar activity time series data (SN, SA, SAP, X-ray flares, flare index and magnetic flux density). They discovered that there is a real and significant asymmetry between the hemispheres.

Temmer et al. [7] identified significant N-S asymmetry using a data catalog of hemisphere sunspot numbers spanning the entire six solar cycles (1945-2004). They examined the hemispheric asymmetry in the context of rotational behaviors in the northern and southern hemispheres and presumed that the magnetic field systems in the two hemispheres are weakly coupled. Ahluwalia and Ygbuhay [12] analyzed the hemisphere SSNs throughout five solar cycles (19-23) and discovered that SH becomes increasingly active during solar cycles 22 and 23.

Periodic fluctuations in sunspot activity indices can last from a few days to several years; the best-known oscillations are the 27-day (short term) and 11-year (long term). The modulation of solar activity features caused by solar rotation and solar magnetic activity is responsible for these periods. Various investigations have been performed to examine the presence of intermediate or mid-range periodicities in different characteristics of the active Sun that lie between 27 days and 11 years [25-29]. A significant area of research is the quest for the other feasible midrange periodicities in solar activity indicators, as any periodicity detection may provide some insight into understanding the dynamics of solar plasma.

Many authors have additionally searched for midrange periodicities during solar cycle 19-23 and observed various variations, such as 78, 84, 127, 83, 64, 129, 230, 295, 330, 392 days in different phases of different solar cycles with different solar parameters [30-32]. A systematic analysis of the N-S asymmetry of daily SN during the period 1992-2020 in the current study examines its statistical significance and searches for short-term and midrange periodicities using the Fast Fourier Technique. The periodic variation of the daily SN for the entire disk of the Sun is studied separately for solar cycles 22, 23 and 24.

2. Data and analysis.

2.1. *The sunspot numbers.* For the current study, we have used daily sunspot numbers (SSNs) data for three consecutive solar cycles 22, 23 and 24. The data for the period of 01 January 1986 to 31 March 2020 has been downloaded from <http://www.sidc.be/silso/datafiles>.

During this period, 1799 days are spotless, which is discarded from the study. Therefore, the study contains 8519 data points. The temporal evolution of daily SSNs during solar cycles 22, 23, and 24 is plotted in Fig.1. In this figure, variation of solar activity during three solar cycles is clearly shown by the solid smoothed

spline curve, which corresponds to a 91-days running average value of SSN. The plot shows that during cycles 22 to 24 level of activity reduces (cf., dashed straight trend line which corresponds to the fit of the first-order polynomial). The plot further clearly indicates that Gnevyshev-Ohl (G-O) rule was violated for the pair of cycles 22/23. The G-O rule states that the sum of sunspot numbers over an odd cycle exceeds that of the preceding even cycle [33]. With the exception of the pair of cycles 4/5, this relationship held until cycle 21 [28]. The evolution

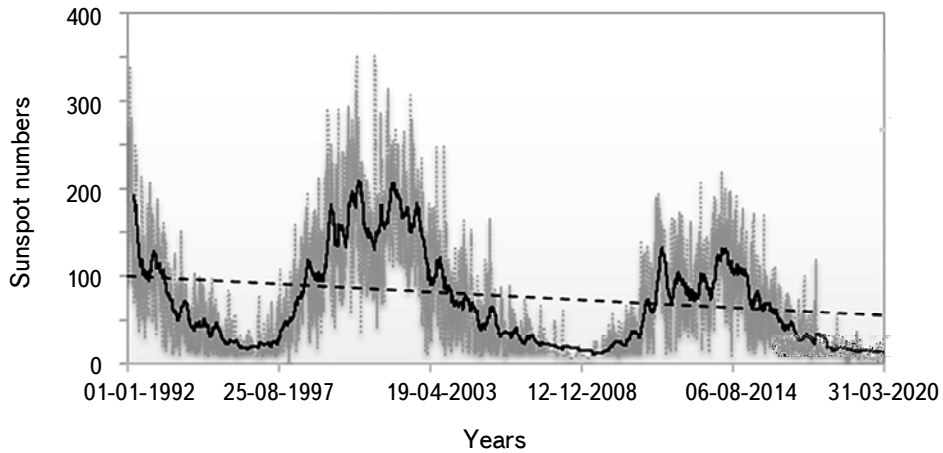


Fig.1. Variation of total SSNs for the daily time series during 1992 to 2020. The solid line shows the smoothed curve of activity. Whereas the dashed trend line shows the nature of activity during three cycles.

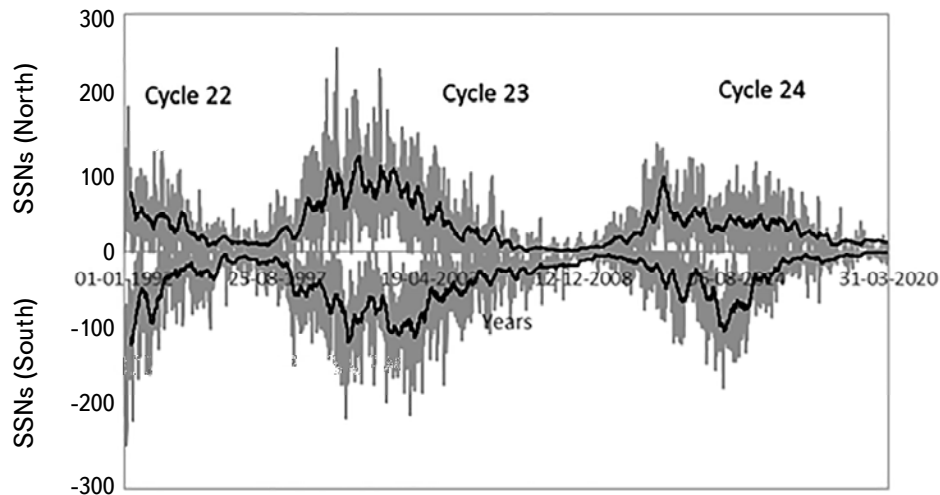


Fig.2. Evolution of northern and southern hemispheric SSNs during solar cycles 22, 23 and 24. The smoothed curve in each hemisphere indicates a 91-days running average of activity.

of SSNs in the northern and the southern hemispheres during solar cycles 22, 23, and 24 is presented in Fig.2.

Fig.2 shows periodic variation in hemispheric sunspots. This behavior is similar to Fig.1. The northern and the southern hemispheres plots of SSNs clearly indicate the existence of hemispherical asymmetry in the occurrence of sunspots.

2.2. Scrutiny of asymmetry time series. A prominent index of different solar activity features is SSN and these solar activity features are not symmetrically distributed in the northern and southern hemispheres. To perform the statistical analysis of SSNs, we have calculated the N-S asymmetry index for SSNs, defined as

$$ASY_{SSN} = \frac{SSN_N - SSN_S}{SSN_N + SSN_S}, \quad (1)$$

where SSN_N and SSN_S stand for the daily SSN in the northern and southern solar hemispheres, respectively. Thus, if $ASY_{SSN} > 0$, activity in the northern hemisphere dominates, and if $ASY_{SSN} < 0$, the reverse is true. The above expression gives us an asymmetry time series composed of 8519 values as spotless days were excluded from our study. The total SSNs, the hemispheric SSNs, N-S asymmetry index, and the dominant hemisphere for the solar cycles 22, 23 and 24 are presented in Table 1.

In Fig.3, the plot of the daily asymmetry time series is presented. To show the reality of the variations of asymmetry time series, we have fitted a straight line to the daily values of ASY_{SSN} for each cycle separately.

To evaluate the statistical significance of our data, two statistical tests (viz., Binomial distribution & Excess) are applied for the daily asymmetry time series

Table 1

TOTAL NUMBER OF SSNs IN THE WHOLE DISK, IN THE NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERE, ASYMMETRY INDEX, DOMINANT HEMISPHERE, AND CORRESPONDING PERCENTAGE VALUES

Solar cycles	Sunspot numbers (SSNs)			Asymmetry	Dominant Hemisphere
	NH (%)	SH (%)	Total		
Solar cycle 22 (01/01/1992- 27/08/1996)	46333 (44.19)	58512 (55.81)	104845	-0.116	SH
Solar cycle 23 (28/08/1997- 10/12/2008)	173849 (46.81)	197576 (53.19)	371425	-0.064	SH
Solar cycle 24 (11/12/2008- 31/03/2020)	103855 (52.16)	95233 (47.83)	199088	0.043	NH

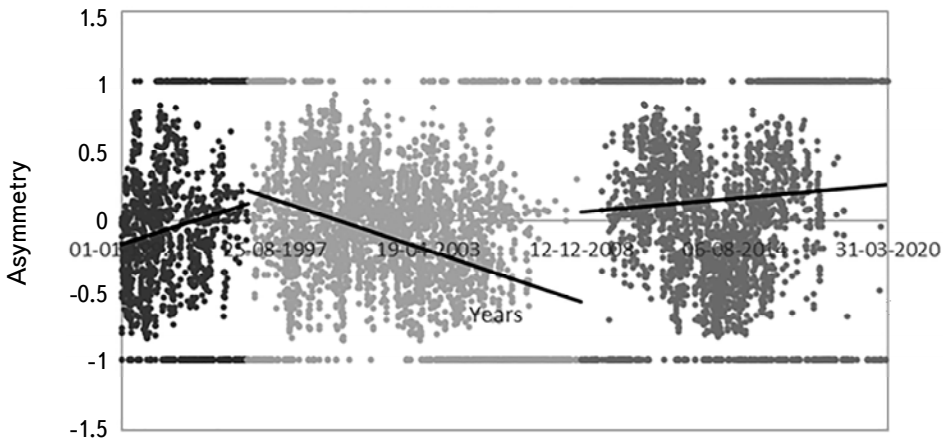


Fig.3. The plot of the daily values of asymmetry time series during solar cycles 22, 23 and 24. The straight line corresponds to the fit of the first-order polynomial.

data of SSNs. The obtained results are shown in Table 2, and applied statistical tests are described as follows:

1. Binomial distribution: The binomial formula [34] can be utilized to compute the probability of getting any specific distribution of n objects into two

Table 2

ASYMMETRY TIME SERIES ANALYSIS OF THE NUMBER OF DATA
POINTE AND THEIR PERCENTAGE ACCORDING TO BINOMIAL
DISTRIBUTION AND EXCESS METHODS

Methods	Highly significant	Significant	Marginally significant	Insignificant
Binomial distribution	5898 (69.23%)	616 (7.23%)	377 (4.43%)	1628 (19.11%)
Excess	5496 (64.51%)	697 (8.18%)	637 (7.48%)	1689 (19.83%)

classes, when the considered time series data are integers. The two classes correspond to the north and south hemispheres, so the binomial formula is

$$P(r)=\frac{n!}{r!(n-r)!}p^r(1-p)^{n-r},$$

where n is the number of objects in both the classes and the probability $P(r)$ of getting r objects in class one and $(n-r)$ objects in other classes. The probability of getting more than d objects in class one is given by

$$P(\geq d)=\sum_{k=d}^n P(k).$$

In general, when $P(\geq d) > 10\%$, implies a statistically insignificant result, when $5\% < P(\geq d) < 10\%$, it is marginally significant, when $1\% < P(\geq d) < 5\%$, it means a statistically significant result and when $P(\geq d) < 1\%$, a highly significant result. Here, n is the total SSNs, referred to the northern hemispheric SSNs and imposing p equal to 0.5, outcomes show that, for daily asymmetry, $P(\geq d) < 1\%$ in 5898 cases, $1\% < P(\geq d) < 5\%$ in 616 cases, $5\% < P(\geq d) < 10\%$ in 377 cases and $P(\geq d) > 10\%$ in 1628 cases, indicating that 81% of the cases, the asymmetry of daily SSNs has been statistically significant during solar cycle 22 to 24.

2. Excess: The excess [35], which is an approximation to compute $P(\geq d)$ to be proportional to the uncertainty, is measured as $d (n/2)^{-1/2}$, where d is the positive difference of SSNs between the two hemispheres and n is the total SSNs corresponding to both hemispheres. In general, when $\text{Excess} < 2$ it implies $P(\geq d) > 10\%$, $2 < \text{Excess} < 3$ implies $5\% < P(\geq d) < 10\%$, $3 < \text{Excess} < 4$ implies $1\% < P(\geq d) < 5\%$ and $4 < \text{Excess}$ implies $P(\geq d) < 1\%$. So, for Excess approximation, we found that 5496 cases are highly significant, 697 cases are significant, 637 cases are marginally significant, and 1689 cases are insignificant in all 8519 cases. This indicates that 80% of the cases, the asymmetry of daily SSNs has been statistically significant during solar cycles 22-24.

2.3. *Power spectra of asymmetry time series.* To perform power spectral analysis, we have split the data into three parts corresponding to the period of solar cycle 22 (01 January 1986 to 27 August 1996), cycle 23 (28 August 1996 to 10 December 2008), and cycle 24 (11 December 2008 to 31 March 2020). For periodic analysis of these data sets, FFT is applied separately for solar cycles 22, 23, and 24. The data sets are analyzed for the period interval of 25-100 days. The power spectra is shown for the solar cycle 22 (Fig.4a), solar cycle 23 (Fig.4b) and solar cycle 24 (Fig.4c). These figures present three short-term periodicities for all three cycles. The periodic fluctuations between power and frequency of daily SSNs have been studied using Fast Fourier Transform (FFT).

3. *Discussions and conclusion.* In this paper, the daily time series data of sunspot numbers and hemispheric sunspot numbers are used to analyze the asymmetric behavior, and short-term periodicity during solar cycles 22, 23, and 24. To analyze the N-S asymmetry of SSNs, the daily N-S asymmetry index is calculated using equation (1), and then the mean value of the asymmetry index is computed. The mean values of the asymmetry index for solar cycles 22, 23, and 24 are -0.116, -0.064, and 0.043, respectively (Table 1). Based on these mean asymmetry index values, we can conclude that during solar cycles 22 and 23, the sunspot number activity is southern dominated, and during solar cycle 24, it is northern hemisphere dominated. On the other hand, we have shown a plot of the fitted straight line (Fig.3) for the variation of the daily N-S asymmetry index

ASY_{SSN} from 01 January 1992 to 31 March 2020. This indicates that daily Sunspot number activity is found to be asymmetrically distributed in the northern and southern hemispheres during solar cycles 22-24 [4,7,8,13,15]. The present study also concluded that the magnitude of sunspot number activity for solar cycle 23

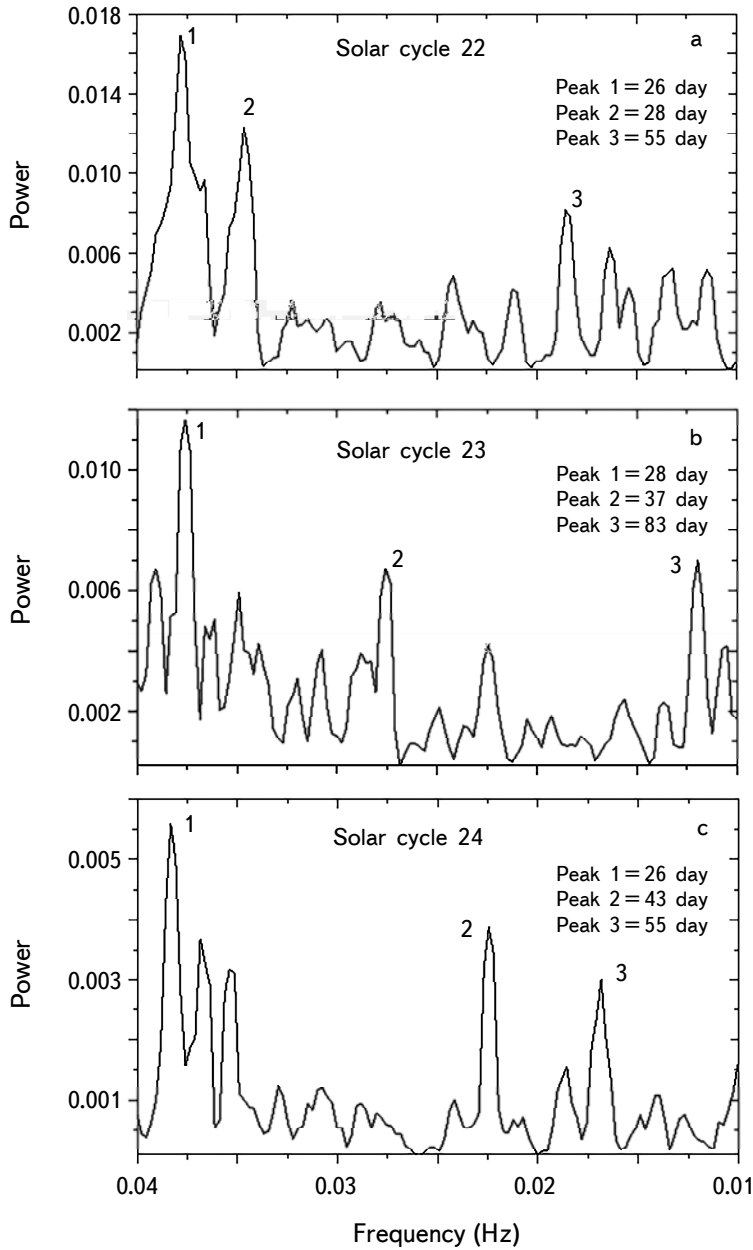


Fig.4. Power spectra of daily sunspot number for a) solar cycle 22, b) solar cycle 23, c) solar cycle 24.

is larger in both the northern and southern hemispheres compared to the solar cycles 22 and 24 (Fig.2).

The statistical significance of our data has been checked in two ways: The first utilizing computing the actual probability of obtaining the observed results or one having a larger difference due to chance, say $P(\geq d)$, which is based on the binomial formula. The second is by means of the Excess, which measures the significance of d in terms of the uncertainty. These two statistical tests indicate that in more than 80% of the cases, the asymmetry of the daily SSNs has been statistically significant from 1992 to 2020 (Table 2).

In this investigation, the short-term periodicities of daily sunspot numbers are investigated for the total disk of the Sun during solar cycles 22, 23, and 24 separately. For the spectral analysis, the FFT is separately applied to the data sets. The sunspot numbers display several significant periodicities between 26 and 83 days. The power spectra of daily sunspot numbers for the solar cycle 22 (Fig.4a) represents a high power density of 26 days (peak 1), 28 days (peak 2), and 55 days (peak 3). It represents periodicities of daily sunspot numbers for solar cycle 22, and during this period, the sunspot number is highly dominated activity within the period of 25 days to 100 days. It indicates that it is repeated within 25 days to 100 days. Whereas for solar cycle 23 (Fig.4b) three significant periodicities of 28 days (peak 1), 37 days (peak 2), and 83 days (peak 3) are observed. Similarly, three significant periodicities of 26 days (peak 1), 43 days (peak 2), and 55 days (peak 3) are detected for solar cycle 24 (Fig.4c). The periodicity of 26 to 28 days is more stable than other short-term periodicities in all solar cycles. A stable 27-day period with a variation of 21 to 35 days is detected for the daily sunspot numbers covering solar cycles 12 to 23 [36]. A significant short-term period fluctuation of 26 to 36 days is examined in daily sunspot number data for the solar cycle 23 [37]. Joshi et al. [30] found a strong periodicity of 85 days in SSN for solar cycle 23, although changes of length and amplitude in periodicity are exhibited in other solar cycles. Apart from this prominent periodicity, our study also shows other notable short-term periodicities in all data sets.

The above discussion shows that our findings are quite consistent with the previous results of different solar activity indices reported by several researchers. However, none of the researchers worked on the daily time series data of sunspot numbers during solar cycles 22 to 24 separately. Our findings show that it is difficult to provide an exact value or duration of each short-term periodicity due to their time-variable characteristics. This may be the fundamental explanation for why some authors have noticed variations in the indices of solar activity of different periodic lengths at different time intervals. These phenomena demonstrate that solar activity is very complex, and the solar periodicity issue is still open

and needs to be studied deeply. For future work, it is essential to combine these complicated phenomena with other indices of solar activity to analyze them.

Acknowledgments. The authors are thankful to the World Data Centre SILSO data, Royal Observatory of Belgium, Brussels, for providing daily SSN data.

¹ M.B. Govt. P. G. College Haldwani (Nainital), Uttarakhand, India, e-mail: yepphysics@gmail.com

² Department of Physics, D.S.B. Campus, Kumaun University Nainital,

СЕВЕР-ЮГ АСИММЕТРИЯ И ПЕРИОДИЧНОСТЬ СУТОЧНОГО ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ТЕЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ 22-24

Й.ЧАНДРА¹, Б.ПАНДЕ², М.Ч.МАТПАЛ², С.ПАНДЕ²

Проведено исследование север-юг асимметрии суточного числа солнечных пятен в период с января 1992г. по март 2020г., с целью изучения ее статистической значимости и поиска краткосрочной периодичности суточного числа солнечных пятен с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ) во время солнечных циклов 22 (с 1 января 1986г. по 27 августа 1996г.), 23 (с 28 августа 1996г. по 10 декабря 2008г.) и 24 (с 11 декабря 2008г. по 31 марта 2020г.). Настоящее исследование показывает, что число солнечных пятен было больше в южном полушарии во время 22-го и 23-го солнечных циклов, а во время 24-го солнечного цикла число солнечных пятен стало доминирующим в северном полушарии. Выявлено также, что величина "активности числа" солнечных пятен для 23-го солнечного цикла более заметна как в северном, так и в южном полушариях, чем в 22-м и 24-м солнечных циклах. Спектр мощности суточного числа солнечных пятен показывает несколько значимых периодов в широком диапазоне от 26 до 83-х дней. Представлены возможные объяснения наблюдаемой периодичности и северо-южной асимметрии суточного числа солнечных пятен в свете предыдущих результатов и существующих методов.

Ключевые слова: *северно-южная асимметрия; периодичность; суточное число солнечных пятен*

REFERENCES

1. *G.Vizoso, J.L.Ballester*, Astron. Astrophys., **229**, 540, 1990.
2. *M.Carbonell, R.Oliver, J.L.Ballester*, Astron. Astrophys., **274**, 497, 1993.
3. *R.Oliver, J.L.Ballester*, Solar Phys., **152**, 481, 1994.
4. *K.J.Li, J.X.Wang, S.Y.Xiong et al.*, Astron. Astrophys., **383**, 648, 2002.
5. *M.Temmer, A.Veronig, A.Hanslmeier*, Astron. Astrophys., **390**, 707, 2002.
6. *K.J.Li, J.X.Wang, L.S.Zhan et al.*, Solar Phys., **215**, 99, 2003.
7. *M.Temmer, J.Rybák, P.Bendík et al.*, Astron. Astrophys., **447**, 735, 2006.
8. *M.Carbonell, J.Terradas, R.Oliver et al.*, Astron. Astrophys., 476, 951, 2007.
9. *P.Chowdhury, D.P.Choudhary, S.Gosain*, Astron. J., **768**, 188, 2013.
10. *K.J.Li, N.B.Xiang, Z.N.Qu et al.*, Astron. J., **147**, 51, 2014.
11. *B.Ravindra, J.Javaraiah*, New Astron., **39**, 55, 2015.
12. *H.S.Ahluwalia, R.C.Ygbuhay*, Solar Phys., **291**, 3807, 2016.
13. *F.Y.Li, N.B.Xiang, J.L.Xie et al.*, Astron. J., **873**, 121, 2019.
14. *S.Knoska*, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, **13**, 217, 1985.
15. *T.Ataç, A.Özgüç*, Solar Phys., **166**, 201, 1996.
16. *B.Joshi, A.Joshi*, Solar Phys., **219**, 343, 2004.
17. *B.Joshi, P.Pant*, Astron. Astrophys., **431**, 359, 2005.
18. *B.Joshi, R.Bhattacharyya, K.K.Pandey et al.*, Astron. Astrophys., **582**, A4, 2015.
19. *K.J.Li, H.D.Chen, L.S.Zhan et al.*, JGR Space Phys., **114**, A4, 2009.
20. *N.S.Bankoti, N.C.Joshi, S.Pande et al.*, New Astron., **15**, 561, 2010.
21. *K.J.Li, B.Schmieder, Q.S.Li*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **131**, 99, 1998.
22. *W.B.Song, J.X.Wang, X.Ma*, ChAA, **29**, 274, 2005.
23. *D.F.Kong, Z.N.Qu, Q.L.Guo*, RAA, **15**, 77, 2015.
24. *E.Gurgenashvili, T.V.Zaqarashvili, V.Kukhianidze et al.*, Astron. J., **845**, 137, 2017.
25. *H.Kiliç*, Astron. Astrophys., **481**, 235, 2008.
26. *P.Chowdhury, B.N.Dwivedi*, Solar Phys., **270**, 365, 2011.
27. *P.Chowdhury, D.P.Choudhary, S.Gosain et al.*, ASS, **356**, 7, 2015.
28. *D.H.Hathaway*, Living Reviews in Solar Phys., **12**, 4, 2015.
29. *F.R.Zhu, H.Y.Jia*, ASS, **363**, 1, 2018.
30. *B.Joshi, P.Pant, P.K.Manoharan*, Astron. Astrophys., **452**, 647, 2006.
31. *Y.P.Singh*, PSS, **96**, 120, 2014.
32. *P.R.Singh, C.M.Tiwari, S.L.Agrawal et al.*, Solar Phys., **294**, 1, 2019.
33. *M.N.Gnevyshev, A.I.Ohl*, Astron. Zh., **25**, 18, 1948.
34. *H.J.Larson*, Introduction to Probability Theory and statistical Inference, New York: John Wiley and Sons Inc, 1982.
35. *J.H.Reid*, Solar Phys., **52**, 53, 1968.
36. *Z.Q.Yin, Y.B.Han, L.H.Ma et al.*, ChJAA, **7**, 823, 2007.
37. *H.Kiliç*, Solar Phys., **255**, 155, 2009.

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-429

WASP-18b SECONDARY ECLIPSES REVISITED
USING TESS OBSERVATION

M.EFTEKHAR

Received 24 February 2022

Accepted 8 August 2022

We report the characterization of a transiting hot Jupiter WASP-18b at optical wavelengths measured by the transiting exoplanet survey satellite (TESS). We analyze the publicly available data collected by the TESS in sector 2. Here, we model the systematic noise using Gaussian processes (GPs) and fit it to the data using the Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method. Modelling the TESS light curve returns a planet-to-star radius ratio, $p = 0.098010^{+0.000368}_{-0.000346}$ and secondary eclipse depth of 354^{+11}_{-10} part-per-million (ppm). The transit ephemeris of WASP-18b is updated using the MCMC method. Finally, we use updated ephemeris to look for transit time variations (TTVs) for WASP-18b to complement our study. We find a quite small deviation of transit timings from a linear ephemeris, which is statistically insignificant.

Keywords: *planetary systems: stars: individual: WASP-18: techniques: photometric: methods: data analysis*

1. *Introduction.* Exoplanet research has entered a new phase after the first finding of a hot Jupiter beyond our solar system [1] and now thousands of planets have been discovered and confirmed to date. Successful ground surveys, like as HATnet [2], SuperWASP [3], KELT [4,5], NGTS [6] have discovered the majority of giant planets. Several pioneering photometric transits searches with spacebased platforms have been made so far including CoRoT [7], Kepler [8], K2 [9] and TESS [10] which these efforts have increased the number of discovered exoplanets.

Since August 2018, the TESS mission [10] has been delivering high-precision photometric observations in a broad optical band ($0.6\text{--}0.95\ \mu\text{m}$) for a large sample of bright stars from the southern and northern hemispheres. TESS has detected thousands of planet candidates and planets that have been discovered and confirmed to date. The recorded light curves have provided us with a trove of knowledge on exoplanet systems [11].

WASP-18bA was discovered by Hellier et al. [12]. Because of its short orbital period of ~ 0.941 days, bright host F6-type star ($V=9.3$) and inflated radius ($a/R_s=3.442$, $R_p=1.165R_j$) makes it one of the best targets for investigating the secondary eclipse depth and ephemeris. The relative brightness of the companion's

dayside hemisphere determines the depth of the secondary eclipse. The primary transit (when an exoplanet passes in front of its host star) and the depth of the secondary eclipse of WASP-18b have been measured in several studies (i.e., when an exoplanet is occulted by its host star). The planet-to-star radius ratio and eclipse depth of WASP-18b were measured to $0.09716^{+0.00014}_{-0.00013}$ and 341^{+17}_{-18} ppm respectively, in the TESS bandpass [13].

Because of the WASP-18b short orbital period is thought to be tidally locked to its host star and the planet's rotation to be synchronized with the orbit [14]. Massive exoplanets in tight orbits must decay according to tidal dissipation within their host stars, according to theoretical calculations and observations [15]. We can learn more about this orbital evolution by studying precise transit timing. We're looking for short-term TTVs in the sector 2 that might suggest the presence of a third body in this system as part of our research. Furthermore, stellar activity features in photometric observations might impact planetary parameters. Anomalies in transit light curves can be caused by stellar activity features and transiting planets, resulting in inaccurate transit duration, timing, and depth measurements. These uncertainties also might potentially have an impact on the calculation of parameters such as planet radius [16].

In this work, we model primary transits and secondary eclipses of WASP-18b. We extend our study by using our revised ephemeris to search for WASP-18b TTVs. Dealing with and mitigating stellar noise is one of the most difficult aspects of measuring low-amplitude exoplanetary signals. To achieve this, we focus on the GP method for modelling correlated noise. The paper is organized as follows; in Section 2, we describe the TESS observations, data preparation techniques, and our approach to account for correlated noise to prepare the light curves for fits. We discuss our selection model for primary transit, secondary eclipse, the regression analysis, and TTV in detail in Section 3. In Section 4, we summarize our results from this study.

2. Observation. WASP-18bA was monitored by TESS with the two minute cadence mode in Sector 2, included in the list of preselected target stars using a 11×11 pixel subarray centered on the target. the raw images were reduced using the science processing operations Center (SPOC) pipeline [17], which was developed at NASA Ames Research Center based on the Kepler mission science pipeline. For the results presented in this paper, we decided to use Presearch Data Conditioning (PDC) light curves because they are corrected systematic and dilution effects. PDC data is also cleaner than simple aperture photometry light curves (SAP) and show significantly less reduced scatter and short-timescale flux variations [18,19].

The data were normalized using the median of the PDCSAP light curve. We

corrected the PDCSAP light curve further for the remaining systematic, even though the dominating systematic were corrected by default. To do so, we smoothed the PDCSAP light curve using the median detrending technique with a window length of one orbital period, keeping variability at the planetary period of the WASP-18b light curve. These regressions were implemented using the Python package *wotan* as shown in Fig.1 [20]. These reprocessed data are taken into account in our subsequent analyses.

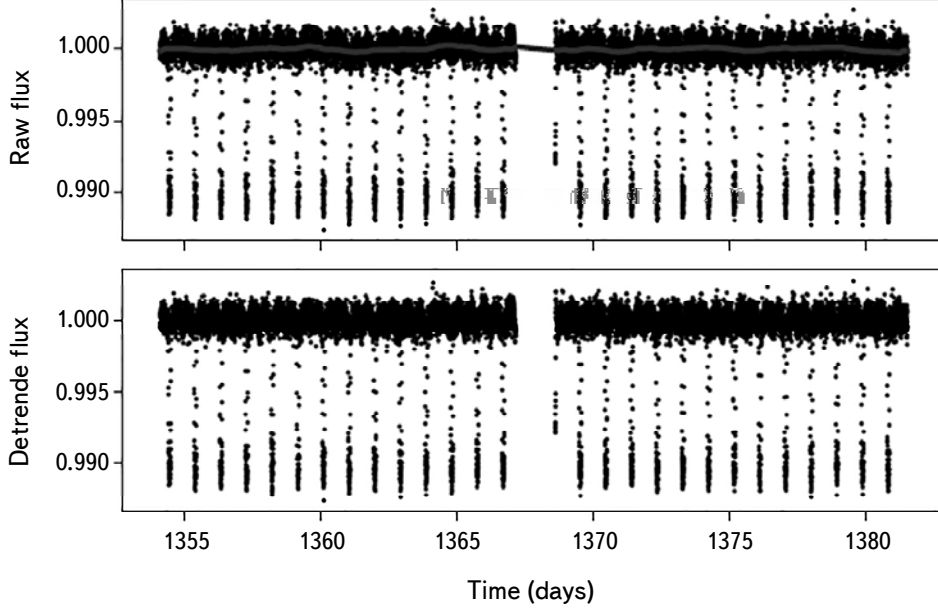


Fig.1. (Top) WASP-18's TESS light curve (PDCSAP flux). The trend generated by applying a detrending filter determined by *wotan* is shown by the solid line, while the PDCSAP photometry is represented by dots. (Bottom) PDCSAP light curve after median detrending normalization.

3. Analysis.

3.1. Primary transit modeling. We utilized the publicly available software *Juliet* [21] to compute all the planetary parameters in this study. *Juliet* allows us to model the transit by *batman* package [22]. Rather than modeling systematic errors as a deterministic function with auxiliary measurement parameters, the Gaussian process (GP) presents a nonparametric approach to modeling systematic errors from the photometry data. GPs aim to model the likelihood, L , as though it came from a multi-variate gaussian distribution, that is,

$$\ln \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left[N \ln 2\pi + \ln \left| \sum \right| + \vec{r}^T \sum^{-1} \vec{r} \right]. \quad (1)$$

Here, $\ln \mathcal{L}$, is the log-likelihood, N shows the number of datapoints, the covariance matrix is Σ and the vector of the residuals is $\vec{r}$. A GP uses so-called kernels to determine the structure of the covariance matrix and provide a form for it (see [21] for a detailed technical description). In our study, we employed the Matérn-3/2 kernel using the *celerite* package [23] to diagnose instrumental systematic errors in TESS photometry data. *Celerite* speeds up the posterior sampling within *Juliet* by making the log-likelihood computation blazing fast. The correlation kernel, which was aimed to capture the systematic variation of the data (see [20]), formulated as:

$$K_{i,j}(\tau) = \sigma_{GP}^2 \left(1 + \frac{\sqrt{3}\tau}{\rho_{GP}} \right) \exp \left(-\frac{\sqrt{3}\tau}{\rho_{GP}} \right). \quad (2)$$

Here τ is the time lag, σ_{GP} is the covariance amplitude and ρ_{GP} , is the correlation timescale of the GP.

We employed gaussian priors for the orbital period, P , and mid-transit time,

Table 1

PRIOR SETTINGS AND THE BEST-FIT VALUES ALONG WITH THE 68% CONFIDENCE INTERVALS IN THE PRIMARY TRANSIT FIT FOR WASP-18b. DERIVED PHYSICAL PARAMETERS FROM JOINT FIT FOR WASP-18b ARE SHOWN IN THE BOTTOM PANEL

Parameters	Symbol	Prior	Value
Orbital period(days)	P	$\mathcal{N}(1.21749, 0.1)$	$0.9414550^{+0.0000039}_{-0.0000039}$
Mid-transit time(days)	T_0	$\mathcal{N}(1765.5338, 0.1)$	$1354.457881^{+0.000059}_{-0.000059}$
Parametrization for p and b	r_1	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.592952^{+0.017463}_{-0.015453}$
Parametrization for p and b	r_2	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.098010^{+0.000368}_{-0.000346}$
Limb-darkening parameter	q_1	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.214^{+0.045}_{-0.041}$
Limb-darkening parameter	q_2	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.271^{+0.063}_{-0.074}$
Orbital eccentricity	e	fix	0
Argument of periapsis (deg)	ω	fix	269
Stellar density (kgm^{-3})	ρ_s	$\mathcal{J}(100, 10000)$	$871.061^{+0.008}_{-0.008}$
Dilution factor	DTESS	fixed	1
Mean out-of-transit	MTESS	$\mathcal{N}(0, 10^{-1})$	$-0.0000004^{+0.000004}_{-0.000004}$
Additive photometric jitter term(ppm)	σ_ω	$\mathcal{J}(10^{-6}, 10^{-6})$	$0.01439^{+0.00087}_{-0.00088}$
Amplitude of GP (ppm)	σ_{GP}	$\mathcal{J}(10^{-6}, 10^6)$	$0.00046^{+0.00003}_{-0.00004}$
Matern time-scale (days)	ρ_{GP}	$\mathcal{J}(10^{-3}, 10^3)$	$0.07168^{+0.00602}_{-0.00661}$
Planet radius in units of stellar radius	R_p/R_s		$0.098010^{+0.000368}_{-0.000346}$
Semi-major axis in units of stellar radii	a/R_s		$3.442^{+0.017}_{-0.017}$
Impact parameter	b		$0.098010^{+0.000368}_{-0.000346}$
Inclination angle (deg)	i		$83.5^{+0.26}_{-0.28}$
Limb darkening coefficients	u_1		$0.218^{+0.028}_{-0.026}$
Limb darkening coefficients	u_2		$0.301^{+0.035}_{-0.039}$

T_0 based on [24]. Instead of fitting directly for the planet-to-star radius ratio, $p = R_p/R_s$, and the impact parameter of the orbit b , *Juliet* uses the new

Table 2

PRIOR SETTINGS AND THE BEST-FIT VALUES ALONG WITH
THE 68% CONFIDENCE INTERVALS IN THE SECONDARY
ECLIPSE FIT FOR WASP-18b

Parameters	Symbol	Prior	Value
Orbital period(days)	P	$\mathcal{N}(1.21749, 0.1)$	$0.941530^{+0.000079}_{-0.000056}$
Mid-eclipse time(days)	$T_{0,e}$	$\mathcal{N}(1766.74755, 0.1)$	$1354.92697^{+0.00061}_{-0.00099}$
Parametrization for p and b	r_1	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.57846^{+0.00087}_{-0.00087}$
Parametrization for p and b	r_2	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.01884^{+0.00042}_{-0.00041}$
Limb-darkening parameter	q_1	fix	0
Limb-darkening parameter	q_2	$\mathcal{U}(0, 1)$	$0.4963^{+0.0092}_{-0.0089}$
Orbital eccentricity	e	fix	0
Argument of periapsis (deg)	ω	fix	269
Stellar density (kgm^{-3})	ρ_s	$\mathcal{J}(100, 10000)$	$839.56^{+24.35}_{-23.44}$
Dilution factor	DTESS	fixed	1
Mean out-of-transit	MTESS	$\mathcal{N}(0, 10^{-1})$	$0.00000086^{+0.00000040}_{-0.00000044}$
Additive photometric jitter term (ppm)	σ_ω	$\mathcal{J}(10^{-6}, 10^{-6})$	$0.014397^{+0.000088}_{-0.000087}$
Amplitude of GP (ppm)	σ_{GP}	$\mathcal{J}(10^{-6}, 10^6)$	$0.00046^{+0.00003}_{-0.00003}$
Matern time-scale (days)	ρ_{GP}	$\mathcal{J}(10^{-3}, 10^3)$	$0.07162^{+0.00603}_{-0.00659}$

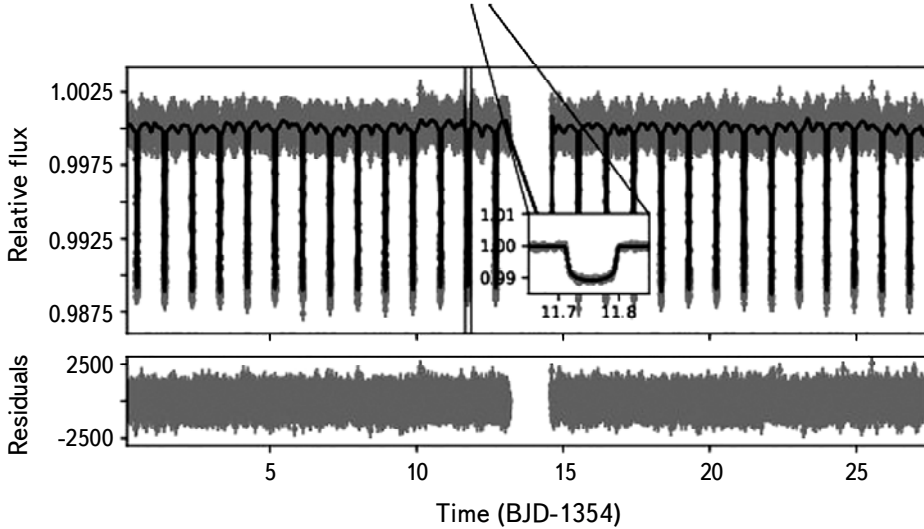


Fig.2 TESS transits of WASP-18 b. The top panels present the TESS photometry of WASP-18 as a function of time (grey points with error bars), along with the best-fit model, which consists of a transit model plus a Gaussian process (black curve) with a zoom into a single transit. The bottom panels show the corresponding residuals.

parametrization r_1 and r_2 . This ensures that p and b have a whole range of physically plausible values and that the b - p plane is sampled uniformly (see [25], for details). In addition, instead of using individual a/R_s values, we can fit for stellar density, ρ_s for all transiting planets in the system, as shown in Table 1 and 2. For our data, we consider a quadratic limb darkening law with a uniform prior of 0 to 1 on both parameters q_1 and q_2 [26]. We fixed the dilution factor to one because we used TESS's PDCSAP (which should have been corrected for light dilution in principle). The eccentricity, e , is also fixed to zero and set non-informative log-uniform prior to stellar density. We fit the instrumental jitter term to account for additional systematic and the outof-transit flux. *Juliet* predicts the model on the full time-series (see [21] for a detailed technical description). Fig.2 presents reprocessed TESS light curve of WASP-18b as well as the the full median posterior model (i.e., the deterministic part of the model plus the median GP process). The Fig.3 shows the zoom of the phase-folded light curve and the best-fit model.

Using the dynamic nested sampling approach implemented in *dynesty* [27,28], we determine the posterior probability distribution of the system parameters. The

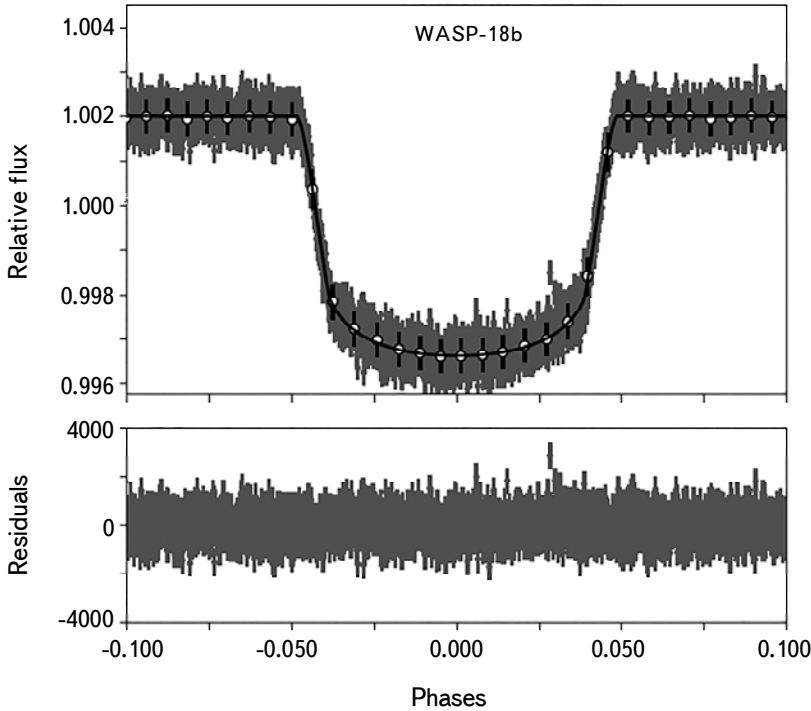


Fig.3. Phase-folded light curve presented as grey points showing the primary transit. The binned data (hollow black circle) are over plotted and the best-fitted model (black lines). In the bottom panel, the corresponding residuals are presented.

median and 1σ uncertainties derived from the posterior distributions of our analysis are listed in Table 1. Fig.4 also shows the corner plot for our obtained posterior distributions from the transit.

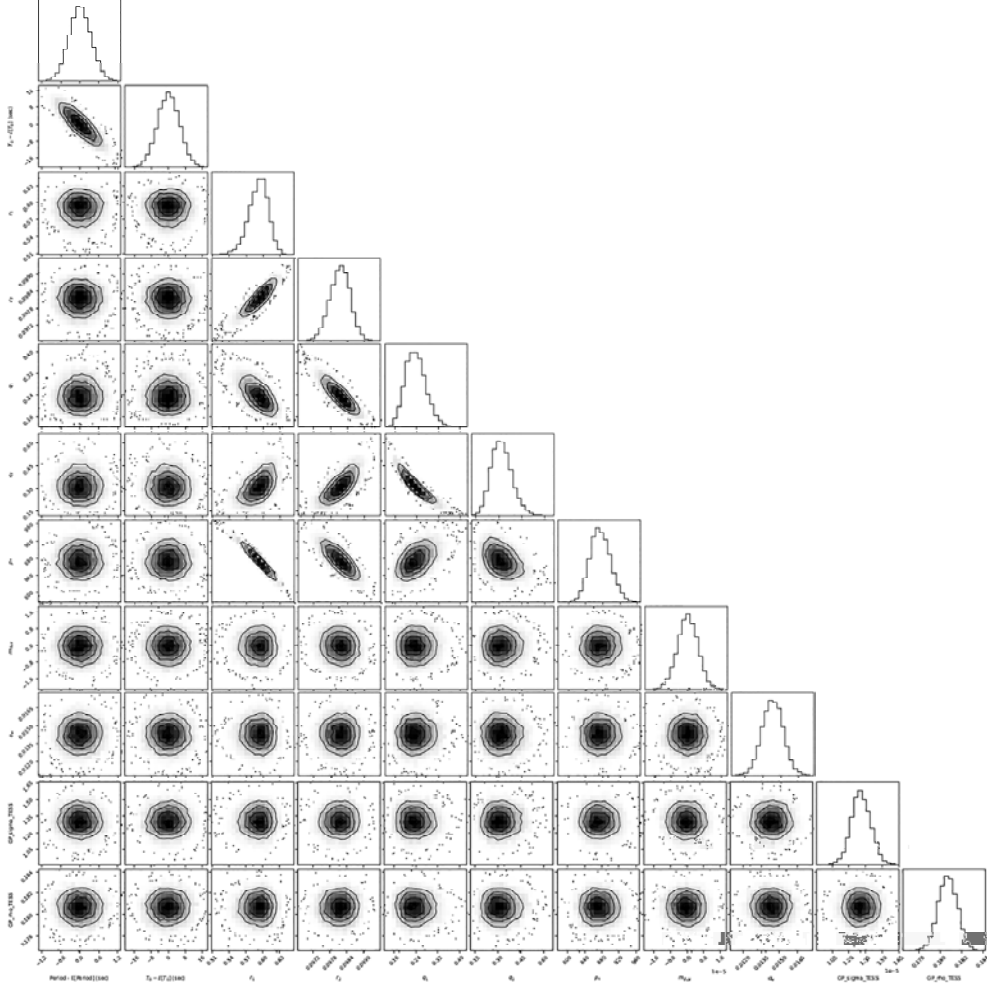


Fig.4. Retrieved posterior distributions obtained from our fitting model to the primary transit of the WASP-18b.

3.2. Secondary eclipse modeling. Both our transit and eclipse models by *batman*. The mid-secondary eclipse time for WASP-18b is calculated using the mid-transit time, assuming a circular orbit. The secondary eclipse model is based on the same orbital parameters as the primary transit 3.1. So, all parameters are coupled to the values of the primary transit, except for limb darkening, which fixes q_1 to zero, because limb darkening has no effect on the secondary eclipse

[29]. Our reprocessed data, as well as the best-fitted WASP-18b model, are shown in Fig.5. The results of secondary eclipse model fitting are shown in Table 2 and The corner plot for our retrieved posterior distributions from the secondary eclipse fit is shown in Fig.6.

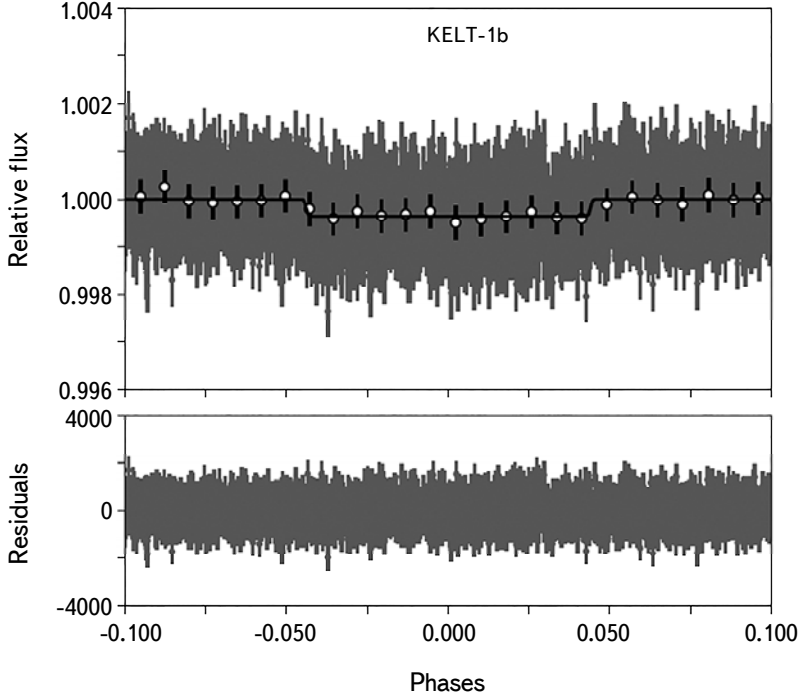


Fig.5. Phase-folded light curve is presented as grey points showing the secondary eclipse around phase 0, 0.1. The binned data (hollow black circle) are over plotted and the bestfitted model (black lines). Corresponding residuals are shown in the below panel.

3.3. Transit timing variations. TTV can be used to find new exoplanets with gravitational interactions in the system [30]. We assume periodic transit events in the reported results in Table 1, which means that the transit times are considered to be periodic. At this step, we investigate whether our target generates any TTV signatures. As a result, we directly fit an individual primary transit for each transit time T_n . Except for T_0 and P , all steps are performed and priors are determined as detailed in the previous section. We used Gaussian priors with a standard deviation of 0.1 days for each transit time. As a result, these parameters are calculated directly from each sample. This regression is performed using juliet [21]. The difference between observed-computed diagrams (O-C) of transit events is shown in Fig.7, which indicates very little TTV in the data.

We further evaluated if there was any evidence of periodicity in the measured

TTVs using the generalized Lomb-Scargle (GLS) periodogram [31]. The GLS periodogram on TTV of WASP-18b (see Fig.8), shows the value of the strongest peak in GLS periodograms is at 2.33 days, with a false alarm probability (FAP) of 0.32, which is computed as described in [31]. The strongest peak in GLS

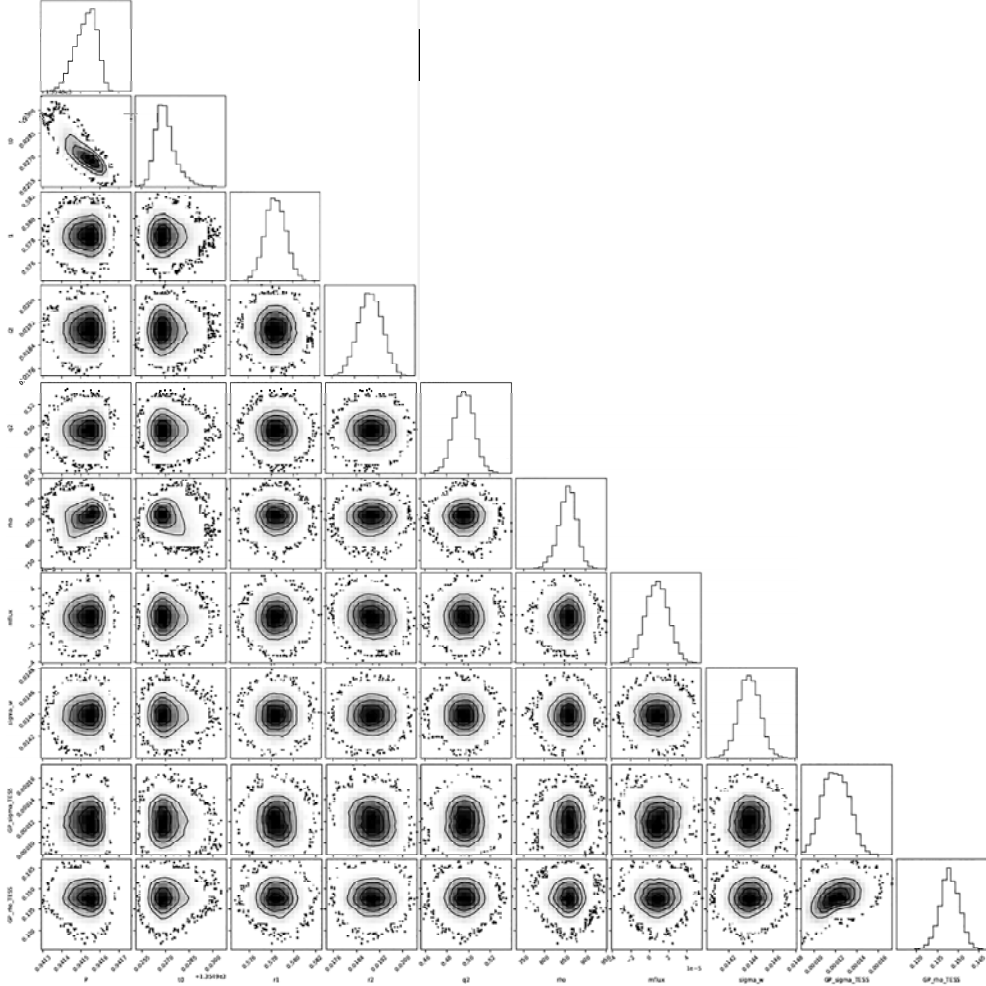


Fig.6. Retrieved posterior distributions by fitting model to the secondary eclipse of the WASP-18b.

periodograms is close to half of the stellar rotation rate for our selected host star, which is $P_{Rot} = 3.7$ days based on their values reported in [32]. This suggests that the variation we measured in TTVs is most probably caused by the imperfect elimination of stellar activity [16]. We also provide the transit times we used in our short-term timing analysis, which are listed in Table 3.

Table 3

WASP-18b TRANSIT TIMES

Transit number	Mid-transit time (BJD-2457000)	Transit number	Mid-transit time (BJD-2457000)
1	1354.457881 ^{+0.000059} _{-0.000059}	17	1369.521202 ^{+0.000061} _{-0.000062}
2	1355.399301 ^{+0.000050} _{-0.000051}	18	1370.462812 ^{+0.000059} _{-0.000057}
3	1356.340688 ^{+0.000051} _{-0.000061}	19	1371.404052 ^{+0.000052} _{-0.000061}
4	1357.282251 ^{+0.000061} _{-0.000051}	20	1372.345307 ^{+0.000061} _{-0.000061}
5	1358.223434 ^{+0.000061} _{-0.000061}	21	1373.287269 ^{+0.000059} _{-0.000055}
6	1359.165064 ^{+0.000061} _{-0.000061}	22	1374.228134 ^{+0.000059} _{-0.000059}
7	1360.106589 ^{+0.000052} _{-0.000051}	23	1375.169742 ^{+0.000052} _{-0.000052}
8	1361.048091 ^{+0.000061} _{-0.000061}	24	1376.111251 ^{+0.000070} _{-0.000070}
9	1361.989622 ^{+0.000060} _{-0.000053}	25	1377.052627 ^{+0.000061} _{-0.000052}
10	1362.931256 ^{+0.000051} _{-0.000060}	26	1377.994410 ^{+0.000061} _{-0.000067}
11	1363.872616 ^{+0.000061} _{-0.000061}	27	1378.935689 ^{+0.000058} _{-0.000058}
12	1364.813723 ^{+0.000061} _{-0.000061}	28	1379.877156 ^{+0.000053} _{-0.000053}
13	1365.755239 ^{+0.000062} _{-0.000054}	29	1380.818880 ^{+0.000061} _{-0.000051}
14	1366.696990 ^{+0.000061} _{-0.000059}		

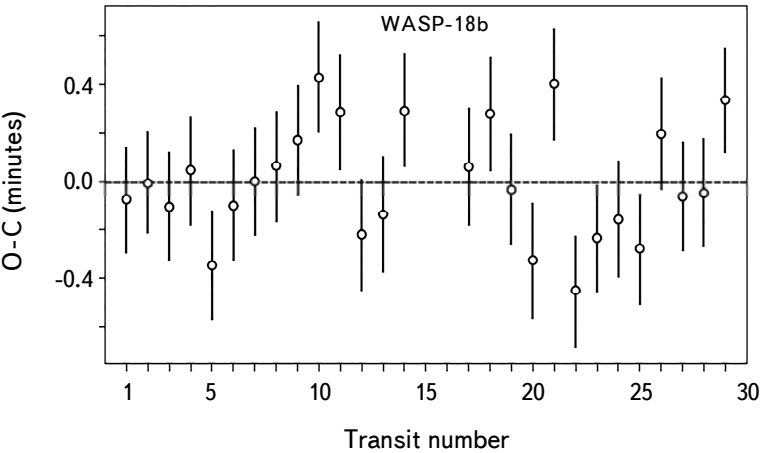


Fig.7. TTV amplitudes are calculated in minutes. The gap in the middle is caused by data downlink dead time.

4. *Summary and conclusions.* We utilize Sector 2 of TESS observations to characterize transiting ultra-hot Jupiter WASP-18b in our work. To smooth detrend the TESS data, we first applied the median detrending approach with a window length of one orbital period of WASP-18b. We did the joint fit of the GP with transits and secondary eclipses of WASP-18b. The planetary radius (in

stellar radii), (R_p/R_s) , of $0.098010^{+0.000368}_{-0.000346}$, is then reliably measured by fitting a transit model to reprocessed data. We measure secondary eclipse depth with amplitudes of 354^{+11}_{-10} ppm, which is the most precise estimate for WASP-18b to date, it's also well within 1σ of the value of 341^{+17}_{-18} ppm reported in the [13] and the measured value of [11] of 339 ± 21 ppm. WASP-18b has a large secondary

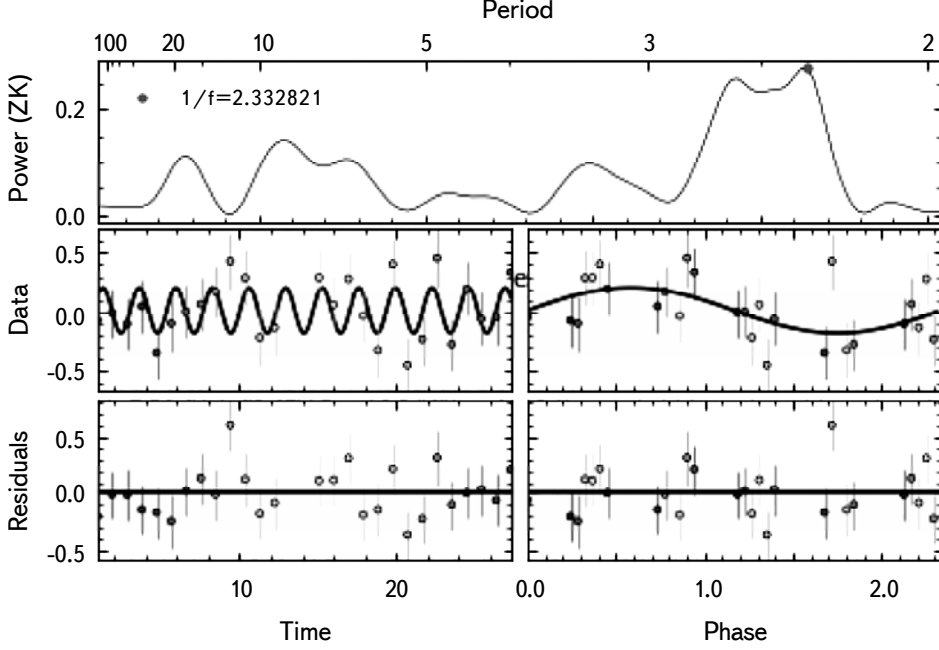


Fig.8. GLS periodogram of TTV of WASP-18b.

eclipse depth due to the combination of thermal emission and reflection in the TESS bandpass [13]. The measured values of the orbital parameters a/R_s and i of $3.442^{+0.017}_{-0.017}$ and $83.5^{+0.26}_{-0.28}$, respectively, and they are also the most precise to date and are matching the value determined by [13] within 1σ . The following equation, represented by [26], was used to estimate the limb darkening coefficients:

$$u_1 = 2\sqrt{q_1 q_2} \quad (3)$$

and

$$u_2 = \sqrt{2q_1(1-2q_2)} \quad (4)$$

u_1 and u_2 , are 0.218 and 0.301, respectively, which are comparable to the limb darkening coefficients of $u_1=0.219$ and $u_2=0.312$ given by [33]. In comparison to other published values in the literature [11,13], we find that our results are generally in good agreement.

The most notable result of our investigation is the most precise detection of WASP-18b's secondary eclipse in the TESS bandpass, as well as the robust measurement of its orbital parameters. To extend our analysis, we searched for individual transit times to see whether there were any TTVs. TTV OC diagrams (see Fig.7) were obtained, with a standard deviation of 0.96 minutes for WASP-18b, which is quite small.

Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, P. O. Box 313-45195, Zanjan, Iran, e-mail: m.eftekhar@znu.ac.ir

ВТОРИЧНЫЕ ЗАТМЕНИЯ WASP-18b, ПЕРЕСМОТРЕННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАБЛЮДЕНИЙ TESS

М.ЭФТЕХАР

Представлены характеристики “горячего Юпитера” WASP-18b в оптических длинах волн, измеренных спутником для исследования экзопланет TESS. Анализированы общедоступные данные, собранные TESS в секторе 2. Используя гауссовские процессы (GP), моделирован систематический шум и и проведена его подгонка к данным, используя метод Монте-Карло с цепями Маркова (MCMC). Моделирование кривой блеска TESS позволяет оценить отношение радиуса планеты к звезде $p = 0.098010^{+0.000368}_{-0.000346}$ и глубину вторичного затмения 354^{+11}_{-10} частей на миллион (ppm). Транзитные эфемериды WASP-18b обновлены с использованием метода MCMC. Обновленные эфемериды использованы для поиска изменений времени прохождения (TTV) для WASP18b. Обнаружено небольшое отклонение времени прохождения от линейной эфемериды, что статистически незначимо.

Ключевые слова: *планетные системы; звезды: WASP-18; фотометрические методы; анализ данных*

REFERENCES

1. *M.Mayor, D.Queloz*, *Nature*, **378**, 355, 1995. <https://doi.org/10.1038/378355a0>.
2. *G.Bakos, R.W.Noyes, Kovács et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **116**, 266, 2004. <https://doi.org/10.1086/382735>.
3. *D.L.Pollacco, I.Skillen, A.Collier Cameron et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **118**, 1407, 2006. <https://doi.org/10.1086/508556>.
4. *J.Pepper, R.W.Pogge, D.L.DePoy et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **119**, 923, 2007. <https://doi.org/10.1086/521836>.
5. *J.Pepper, R.B.Kuhn, R.Siverd et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **124**, 230, 2012. <https://doi.org/10.1086/665044>.
6. *P.J.Wheatley, R.G.West, M.R.Goad*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **475**(4), 4476, 2018. <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2836>.
7. ESA Special Publication, vol. 1306, 2006.
8. *W.J.Borucki, D.Koch, G.Basri et al.*, *Science*, **327**, 977, 2010. <https://doi.org/10.1126/science.1185402>.
9. *S.B.Howell, C.Sobeck, M.Haas et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **126**(938), 398, 2014. <https://doi.org/10.1086/676406>.
10. *G.R.Ricker, J.N.Winn, R.Vanderspek et al.*, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, **1**, 014003, 2015. <https://doi.org/10.1117/1.JATIS.1.1.014003>.
11. *I.Wong, A.Shporer, T.Daylan et al.*, *Astron. J.*, **160**, 155, 2020. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/ababad>.
12. *C.Hellier, D.R.Anderson, Collier Cameron et al.*, *Nature*, **460**, 1098, 2009. <https://doi.org/10.1038/nature08245>.
13. *A.Shporer, I.Wong, C.X.Huang et al.*, *Astron. J.*, **157**(5), 178, 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab0f96>.
14. *T.Mazeh*, *EAS Publ. Ser.*, **29**, 1, 2008. <https://doi.org/10.1051/eas:0829001>.
15. *G.Maciejewski, M.Fernández, F.Aceituno et al.*, *Acta Astronomica*, **68**, 371, 2018. <https://doi.org/10.32023/0001-5237/68.4.4>.
16. *M.Oshagh, N.C.Santos, I.Boisse*, *Astron. Astrophys.*, **556**, 19, 2013. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321309>.
17. *J.M.Jenkins*, *Kepler Data Processing Handbook: Overview of the Science Operations Center*. Kepler Science Document KSCI-19081-002, 2017.
18. *J.C.Smith, M.C.Stumpe, J.E.Van Cleve et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **124**, 1000, 2012. <https://doi.org/10.1086/667697>.
19. *M.C.Stumpe, J.C.Smith, J.H.Catanzarite et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **126**(935), 100, 2014. <https://doi.org/10.1086/674989>.
20. *M.Hippke, T.J.David, G.D.Mulders et al.*, *Astron. J.*, **158**(4), 143, 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab3984>.
21. *N.Espinoza, D.Kossakowski, R.Brahm*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **490**, 2262, 2019. <https://doi.org/10.1093/mnras/stz2688>.

22. *L.Kreidberg*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **127**, 1161, 2015.
<https://doi.org/10.1086/683602>.
23. *D.Foreman-Mackey, E.Agol, R.Angus et al.*, Astron. J., **154**, 220, 2017.
<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa9332>.
24. *C. von Essen, M.Mallon, N.B.Cowan*, arXiv e-prints, 2006-09750, 2020.
25. *N.Espinoza*, Research Not. American Astron. Soc., **2**, 209, 2018.
<https://doi.org/10.3847/2515-5172/aaef38>.
26. *D.M.Kipping*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **435**, 2152, 2013.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stt1435>.
27. *J.S.Speagle*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **493**, 3132, 2020.
<https://doi.org/10.1093/mnras/staa278>.
28. *J.Skilling*, In: AIP Conference Proceedings, **735**, 395, 2004.
<https://doi.org/10.1063/1.1835238>.
29. *K.F.Huber, S.Czesla, J.H.M.M.Schmitt*, Astron. Astrophys., **597**, A113, 2017.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629699>.
30. *M.J.Holman, N.W.Murray*, Science, **307**(5713), 1288, 2005.
<https://doi.org/10.1126/science.1107822>.
31. *M.Zechmeister, M.Kürster*, Astron. Astrophys., **496**, 577, 2009.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:200811296>.
32. *J.-P.A.Zoghbi*, Publ. Astron. Soc. Australia, 28(3), 177, 2011.
<https://doi.org/10.1071/AS09062>.
33. *A.Claret*, Astron. Astrophys., **600**, A30, 2017.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629705>.

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-443

COSMOLOGICAL EVOLUTION WITH NEGATIVE
ENERGY DENSITIESA.A.SAHARIAN^{1,2}, R.M.AVAGYAN^{1,2}, E.R.BEZERRA DE MELLO³,
V.KH.KOTANJYAN^{1,2}, T.A.PETROSYAN^{1,2}, H.G.BABUJYAN¹

Received 16 May 2022

For general number of spatial dimensions we investigate the cosmological dynamics driven by a cosmological constant and by a source with barotropic equation of state. It is assumed that for both those sources the energy density can be either positive or negative. Exact solutions of the cosmological equations are provided for flat models. For models with curved space and with zero cosmological constant the general solutions are expressed in terms of the hypergeometric function. The qualitative evolution is described for all values of the equation of state parameter. We specify the values of that parameter and the combinations of the signs for the cosmological constant and matter energy density for which the cosmological dynamics is nonsingular. An example is considered with positive cosmological constant and negative matter energy density induced by the polarization of the hyperbolic vacuum.

Keywords: *cosmological evolution: cosmological constant: negative energy density*

1. *Introduction.* The investigation of cosmological dynamics is carried out mainly within the framework of homogeneous and isotropic models described by Friedmann-Robertson-Walker (FRW) line element. In particular, the models containing a positive cosmological constant in addition to the matter and radiation sources of the expansion have been actively studied. This theoretical activity is motivated by the observational evidence [1,2] for accelerated expansion of the universe in recent epoch driven by a source (dark energy) with properties close to a positive cosmological constant. The cosmological model with a positive cosmological constant and cold dark matter (CDM) in addition to the usual matter (Λ CDM model) is in good agreement with observational data on the large scale structure and dynamics of the universe. Recently a problem appeared that is related to the value of the Hubble parameter H_0 at present determined by two different ways. The first one is based on direct low redshift observations [3-6] and gives the value $H_0 \approx 73$ km/s Mpc. The second way combines the Planck data on temperature anisotropies of the cosmic microwave background radiation [7] with the Λ CDM model and gives the result $H_0 \approx 67$ km/s/ Mpc. A number of models have been discussed in the literature to address this problem, also called Hubble tension (for a review see [8]). In particular, they include the models with negative cosmological constant (see [9-13]). The maximally symmetric solution of the

Einstein field equations with a negative cosmological constant as the only source of the gravitation is given by anti-de Sitter (AdS) spacetime. This geometry appears as a ground state in string theories and in supergravity. It plays an important role in braneworld models with large extra dimensions and in holographic duality models relating two theories living in different numbers of spatial dimensions. An example of the latter is the AdS/CFT correspondence (see, for example, [14]) establishing the duality between supergravity and string theories on the AdS bulk and conformal field theory on the AdS boundary.

Another example for a gravitational source with the negative energy density, that can play an important role in the expansion of the early universe, is provided by the vacuum polarization. The vacuum expectation value of the energy-momentum tensor for quantum fields may break the energy conditions of the singularity theorems in general relativity (see, e.g., [15]). This can serve as the key for solving the singularity problems in the cosmological dynamics. Here we consider the cosmological dynamics for both cases of positive and negative energy densities. Various combinations of cosmological constant and of a source with barotropic equation of state will be studied. Having in mind possible applications in higher-dimensional models, in particular, motivated by string theories, the discussion is presented for a general number of spatial dimensions. The qualitative evolution in cosmological models with scalar fields having negative potentials has been considered in [16-19]. Various cases of exact solutions to Friedmann equations in general number of spatial dimensions were discussed in [20] by using Chebyshev' theorem. Cosmological solutions in (3+1)-dimensional spacetime with a single positive and negative energy component in a flat universe and for a negative energy component in a curved universe have been described in [21].

The present paper is organized as follows. In the next section we present the cosmological equations and some qualitative features. The solutions for flat model with a cosmological constant and barotropic matter are given in section 3. They serve as past or future attractors for models with curved space and include various special cases previously considered in the literature. In section 4 we discuss models with curved space. First, the general solutions are presented in terms of the hypergeometric function for models with zero cosmological constant. Various special cases where the time-dependence of the scale factor is expressed in terms of elementary functions were discussed in the literature. Then we describe the qualitative evolution in models with curved space driven by a cosmological constant and barotropic matter source.

2. Cosmological equations. We consider $(D+1)$ -dimensional background spacetime described by the FRW line element

$$ds^2 = N^2(t)dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega_{D-1}^2 \right), \quad (1)$$

where $d\Omega_{D-1}^2$ is the line element on a unit sphere S^{D-1} and $k=0; \pm 1$. The choices $N(t)=1$ and $N(t)=a(t)$ correspond to the synchronous and conformal time coordinates, respectively. Depending on the equation of state the first or the second choice of the time coordinate is convenient to present the cosmological solutions in simpler form. Assuming that the dynamics is governed by General Relativity in $(D+1)$ -dimensional spacetime, the set of cosmological equations takes the form

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) + \frac{\dot{a}}{a} \left(D \frac{\dot{a}}{a} - \frac{\dot{N}}{N} \right) + (D-1) N^2 \frac{k}{a^2} &= \frac{8\pi G_D}{D-1} N^2 (\varepsilon - p), \\ \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{N^2 k}{a^2} &= \frac{16\pi G_D}{D(D-1)} N^2 \varepsilon, \end{aligned} \quad (2)$$

where the dot stands for the derivative with respect to t , G_D is the gravitational constant in $(D+1)$ -dimensional spacetime, ε is the energy density and p is the pressure for the sources driving the cosmological evolution. The latter two quantities obey the equation $\dot{\varepsilon} + D(\dot{a}/a)(\varepsilon + p) = 0$ which is obtained from the covariant conservation equation for the energy-momentum tensor. This relation can also be obtained from (2). For the second derivative of the scale factor we get

$$\frac{\ddot{a}}{a} - \frac{\dot{N}}{N} \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{8\pi G_D}{D-1} N^2 \left(p + \frac{D-2}{D} \varepsilon \right). \quad (3)$$

From this relation it follows that the accelerated expansion in terms of the synchronous time coordinate ($N(t)=1$) is obtained under the condition $p < (2-D)\varepsilon/D$. The latter condition is satisfied by the positive cosmological constant Λ with the energy density $\varepsilon_\Lambda = \Lambda/(8\pi G_D)$ and pressure $p_\Lambda = -\varepsilon_\Lambda$.

In the discussion below we assume that the matter source contains two parts with $\varepsilon = \varepsilon_\Lambda + \varepsilon_m$ and $p = p_\Lambda + p_m$. Here, the part with the equation of state $p_\Lambda = -\varepsilon_\Lambda$ corresponds to the cosmological constant Λ with the constant energy density ε_Λ and the second contribution has an equation of state $p_m = w\varepsilon_m$ with $w = \text{const}$. The condition $p < (2-D)\varepsilon/D$ for the second source is reduced to $w < w_c \equiv 2/D-1$ for $\varepsilon_m > 0$ and to $w > w_c$ for $\varepsilon_m < 0$. From the covariant conservation equation we get

$$\varepsilon_m = \varepsilon_{m0} (a/a_0)^{-\alpha}, \quad (4)$$

with the notation

$$\alpha = D(1+w). \quad (5)$$

We will assume that the cosmological constant Λ and the constant $\varepsilon_{m0} = \varepsilon_m|_{a=a_0}$

can be either positive or negative. Note that from the second equation in (2) it follows that one needs to have the condition $16\pi G_D \varepsilon \geq D(D-1)ka^{-2}$ and the total energy density ε should be nonnegative in models with $k=0, 1$.

Let us consider the qualitative features of the evolution in terms of the synchronous time. Taking $N(t)=1$, the second equation in (2) is rewritten as

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{2\Lambda}{D(D-1)} + \frac{16\pi G_D \varepsilon_{m0}}{D(D-1)(a/a_0)^\alpha}, \quad (6)$$

where $H = \dot{a}/a$ is the Hubble function. From here it follows that for $w > -1$ and for a positive cosmological constant the late time evolution (large values of the scale factor) is dominated by the first term in the right hand side. In this case the de Sitter solution $a(t) \propto e^{H_\Lambda t}$, with

$$H_\Lambda = \sqrt{\frac{2|\Lambda|}{D(D-1)}} \quad (7)$$

(here we consider the case $\Lambda > 0$, the notation H_Λ for $\Lambda < 0$ is used below), is the future attractor for the general solution. For a negative cosmological constant, $\Lambda < 0$, and for $w > -1$, from (6) we see that with increasing a at some moment $t=t_m$ the Hubble function becomes zero. The corresponding value for the scale factor $a=a_m$ is determined from (6) putting $H=0$. At that moment from the first equation (2) we get

$$\dot{H}_{t=t_m} = -Dk \frac{w-w_c}{2a_m^2} + \frac{1+w}{D-1} \Lambda. \quad (8)$$

For $k=0, 1$ and $w > w_c$ the right-hand side is negative and for $t > t_m$ one obtains $H < 0$ and the initial expansion is followed by the contraction. The same is the case for $k=-1$ and $-1 < w < w_c$. For $\alpha > 2$ and $\varepsilon_{m0} > 0$, the early expansion, corresponding to small values of the scale factor, is dominated by the matter source and the solutions with flat space serve as attractors for models with $k=\pm 1$.

3. Cosmological solutions in flat model. Simple exact solutions of the cosmological equations can be found in the case of flat model, $k=0$. In the absence of the matter source the equation (6) has solutions only for $\Lambda \geq 0$. For positive cosmological constant the de Sitter solution, $a(t) \propto e^{\pm H_\Lambda t}$, is obtained. To see the influence of the matter source, first we consider the case of positive cosmological constant and positive matter density, corresponding to $\varepsilon_{m0}, \varepsilon_\Lambda > 0$. In the synchronous time coordinate, for the Hubble function we get

$$H = \pm H_\Lambda \sqrt{1 + \left(\frac{a_m}{a}\right)^\alpha}, \quad \frac{a_m}{a_0} \equiv \left| \frac{\varepsilon_{m0}}{\varepsilon_\Lambda} \right|^{1/\alpha}, \quad (9)$$

with α defined by (5). The integration of this equation leads to the following expressions for the Hubble function and the scale factor:

$$H(t) = \pm H_\Lambda \coth(\beta|t|), \quad \alpha(t) = a_m \sinh^{2/\alpha}(\beta|t|), \quad (10)$$

where

$$\beta = \frac{1}{2} |\alpha| H_\Lambda = |1+w| \sqrt{\frac{D|\Lambda|}{2(D-1)}}. \quad (11)$$

For $w > -1$ the solution (10) for the scale factor coincides with that found in [20]. In that case and for expansion models one has $0 < t < \infty$ with the upper sign in the expression for the Hubble function. At late times, $\beta t \gg 1$, one has an approximately de Sitter expansion with $a(t) \propto e^{H_\Lambda t}$. Near the singularity point $t=0$ we obtain $a(t) \propto |t|^{2/\alpha}$. The case $w < -1$ corresponds to the phantom phase (for the effective phantom phase generated by different types of sources see [22]). In this case $\alpha < 0$ and for the expansion models we have $-\infty < t < 0$. The point $t=0$ corresponds to the Big Rip singularity. The universe starts with de Sitter expansion $a(t) \propto e^{H_\Lambda t}$, $\beta|t| \gg 1$, in the infinite past and ends the evolution at Big Rip singularity at $t=0$ with the behavior $a(t) \propto |t|^{-2/|\alpha|}$. In Fig.1 we have plotted the ratio a/a_m versus $H_\Lambda t$ for $D=3$. The full and dashed curves correspond to the values $w=0$ (dust matter), $w=-2/3$ and $w=-3/2$ (phantom matter). Note that under certain conditions (see [23]) the energy density for the axion field scales as $\epsilon_{\text{axion}} \sim 1/a^3$ and the corresponding dynamics is described by the curve with $w=0$ in Fig.1 (the cosmological dynamics with the axion field and holographic

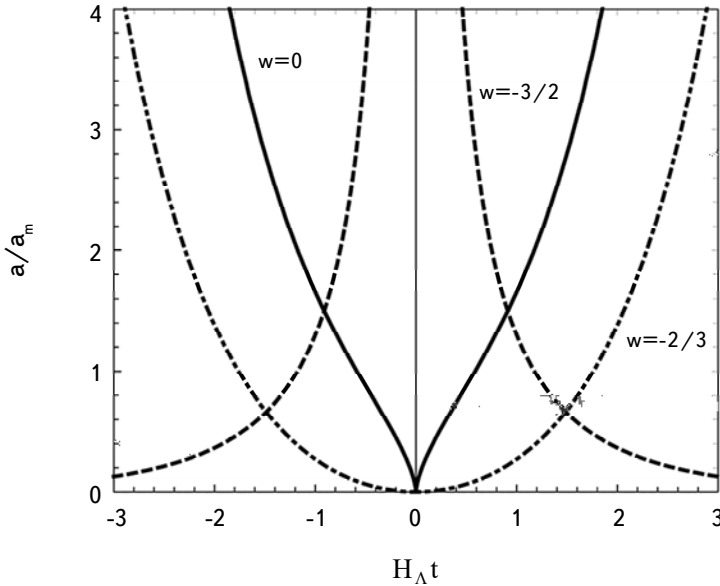


Fig.1. The time dependence of the scale factor in the model with $\epsilon_{m0}, \epsilon_\Lambda > 0$ for $D=3$ and $w = 0, -2/3, -3/2$.

dark energy has been recently discussed in [24]). For expanding models we have $0 < t < +\infty$ for sources with $w > -1$ and $-\infty < t < 0$ for $w < -1$. The singular point $t=0$ corresponds to the Big Bang in the first case and to the Big Rip in the second case. For $w > w_c$ and $w < -1$ one has $\dot{a}|_{t=0} = \infty$ and for $-1 < w < w_c$ we get $\dot{a}|_{t=0} = 0$. We see that for $\varepsilon_{m0}, \varepsilon_\Lambda > 0$ all the flat models contain singularities.

Next we consider the case $\varepsilon_\Lambda < 0 < \varepsilon_{m0}$. For the Hubble function we find

$$H = \pm H_\Lambda \sqrt{(a_m/a)^\alpha - 1}. \quad (12)$$

The time dependences for the Hubble function and for the scale factor read

$$H(t) = \pm H_\Lambda \tan(\beta|t|), \quad a(t) = a_m \cos^{2/\alpha}(\beta|t|), \quad (13)$$

with $-\pi/2\beta < t < \pi/2\beta$. For $w > -1$ this solution coincides with that presented in [20]. The authors of [20] emphasize that the solution (13) gives rise to a periodic universe. However, it should be noted that, though the function $a(t)$ in (13) is periodic with the period $t_L = \pi/\beta$, the periods are separated by singular points $|t| = \pi(l+1)/\beta$, $l=0, 1, 2, \dots$, and the evolution pieces separated by those points present the copies of the same universe with a finite lifetime t_L (for discussion of various types of singularities in the cosmological context see, for example, [25-27]). The dependence of the scale factor on the synchronous time coordinate, described by (13), is depicted in Fig.2 for $D=3$ and $w=0, -2/3, -3/2$. In models with $w > -1$ the expansion phase with $-\pi/2\beta < t < 0$ is followed by the contraction one for $0 < t < \pi/2\beta$. The maximal value of the scale factor is determined by (9).

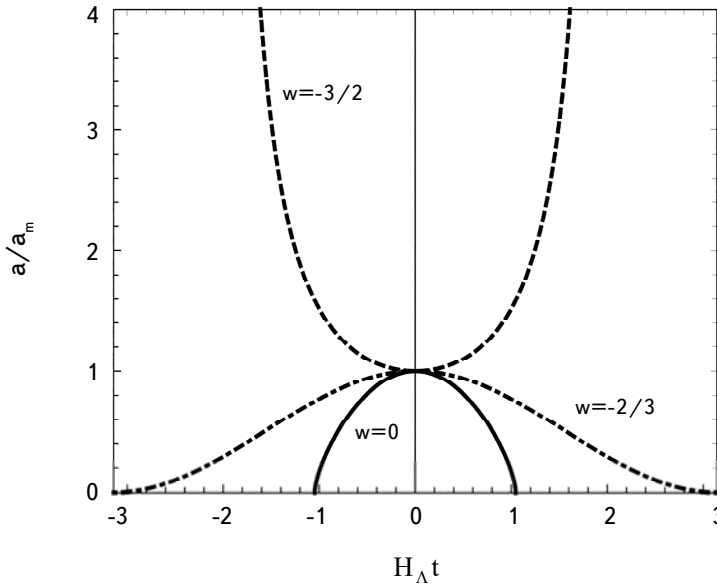


Fig.2. The same as in Fig.1 for the model with $\varepsilon_\Lambda < 0 < \varepsilon_{m0}$.

For sources with $w < -1$ the same relation determines the minimal value of the scale factor. Similar to the previous case, the flat models contain singularities for all values of the parameters.

Now we turn to the case $\varepsilon_{m0} < 0 < \varepsilon_\Lambda$. The Hubble function is expressed as

$$H = \pm H_\Lambda \sqrt{1 - (a_m/a)^\alpha}, \quad (14)$$

where a_m is the minimal (maximal) value of the scale factor for $w > -1$ ($w < -1$). The time dependence is given by the formulas

$$H = \pm H_\Lambda \tanh(\beta|t|), \quad a = a_m \cosh^{2/\alpha}(\beta|t|), \quad (15)$$

with $-\infty < t < +\infty$. The time dependence of the scale factor given by (15) is plotted in Fig.3 for the values of the parameters $D = 3$ and $w = 1/3, 0, -2/3, -3/2$. The models in this case have no singularities. The value $a = a_m$ determines the minimum/maximum value of the scale factor. Note that flat cosmological models with $\varepsilon_{m0}, \varepsilon_\Lambda < 0$ are not allowed by the equation (6). The corresponding models with curved space will be discussed in the next section.

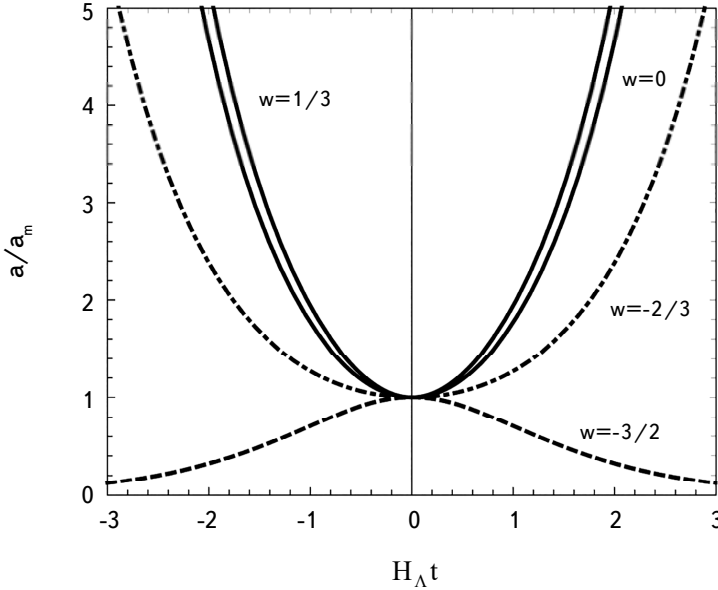


Fig.3. The scale factor versus the time coordinate in the model with $\varepsilon_{m0} < 0 < \varepsilon_\Lambda$ for $D = 3$ and $w = 1/3, 0, -2/3, -3/2$.

In [28,29] it has been shown that in de Sitter spacetime the vacuum expectation value of the energy-momentum tensor for a conformally coupled massless scalar field in the hyperbolic vacuum has the form

$$\langle T_i^k \rangle = \varepsilon_\Lambda \text{diag}(1, 1, \dots, 1) + \frac{C_D}{\alpha^{D+1}} \text{diag}\left(1, -\frac{1}{D}, \dots, -\frac{1}{D}\right), \quad (16)$$

where the first term in the right-hand side corresponds to a cosmological constant and the constant C_D is negative. The second term can be identified with the source we have considered above having the equation of state $p_m = \varepsilon_m/D$. Hence, for this source one gets $w=1/D$ and $\varepsilon_{m0} < 0$. The corresponding cosmological solution is given by (15) with $\alpha = D+1$ and $\beta = (D+1)H_\Lambda/2$. The time dependence of the scale factor for $D=3$ is presented in Fig.3 by the curve with $w=1/3$. The corresponding models are nonsingular.

4. *Cosmological dynamics in models with curved space.* Passing to the models with curved space, first let us recall the well-known solutions in the absence of matter sources. The models with $k=1$ are allowed only in the case $\Lambda > 0$ and the corresponding solution for the scale factor is given by $a = \cosh(H_\Lambda t)/H_\Lambda$. For $k=-1$ and $\Lambda > 0$ the solution reads $a = \sinh(H_\Lambda |t|)/H_\Lambda$. For $k=-1$ and negative cosmological constant we have the solution $a = \sinh(H_\Lambda |t|)/H_\Lambda$. Note that in models with $k=-1$ and $H_\Lambda |t| \ll 1$ the evolution is approximated by linear scale factor $a(t) = |t|$. The latter describes a flat spacetime and corresponds to the Milne universe.

Another special case corresponds to the absence of cosmological constant. From the equation (6) we get

$$\frac{dy}{d(t/a_0)} = \pm \sqrt{\gamma_0 y^\gamma - k}, \quad (17)$$

with the notations

$$y = \frac{a}{a_0}, \quad \gamma_0 = \frac{16\pi G_D \varepsilon_{m0} a_0^2}{D(D-1)}, \quad \gamma = D(w_c - w). \quad (18)$$

Separating the variables, the integrals in (17) can be expressed in terms of the incomplete beta function $B_z(u, v)$. Presenting the latter through the hypergeometric function $F(a, b; c; z)$ (see, for example, [30]), for the models with $k=-1$ we find

$$t = \frac{a}{\sqrt{\gamma_0 y^\gamma + 1}} F\left(\frac{1}{2}, 1; 1 + \frac{1}{\gamma}, \frac{\gamma_0 y^\gamma}{\gamma_0 y^\gamma + 1}\right). \quad (19)$$

In a similar way, for the models with $k=1$ the integration gives

$$t = \frac{2a_0}{\gamma\gamma_0^{1/\gamma}} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0 y^\gamma}\right)^{1/2} F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma}; \frac{3}{2}, 1 - \frac{1}{\gamma_0 y^\gamma}\right). \quad (20)$$

The various special cases of these general formulas have been considered in the

literature. In particular, the examples when for general number of spatial dimension the solutions are expressed in terms of elementary functions have been discussed in [20].

Now we turn to the general case of models with curved space in the presence of a cosmological constant and barotropic matter. The equation (6) is rewritten as

$$\frac{dx}{dt} = \pm H_{\Lambda} \sqrt{s_{\Lambda} x^2 + b x^{\gamma} - k}, \quad (21)$$

where

$$x = H_{\Lambda} a, \quad s_{\Lambda} = \text{sgn}(\Lambda), \quad (22)$$

and

$$b = \frac{16\pi G_D \varepsilon_{m0} a_0^2}{D(D-1)} (H_{\Lambda} a_0)^{\gamma}. \quad (23)$$

Simple solutions are found for the special case of the source with $w = w_c$. For $\Lambda > 0$ and $\gamma_0 - k > 0$ the solution has the form $x = \sqrt{\gamma_0 - k} \sinh(H_{\Lambda} |t|)$. In the case $\Lambda > 0$ and $\gamma_0 - k < 0$, the solution reads $x = \sqrt{k - \gamma_0} \cosh(H_{\Lambda} t)$. For $\Lambda < 0$ one needs to have $\gamma_0 - k > 0$ and the corresponding solution is given by $x = \sqrt{\gamma_0 - k} \sinh(H_{\Lambda} t)$, $0 < t < \pi/H_{\Lambda}$. For $\gamma_0 = 0$ the first two solutions are reduced to the de Sitter solutions.

We will denote by $x = x_m > 0$ the value of the function $x(t)$ at its possible extremum, $dx/dt|_{x=x_m} = 0$. The extrema are zeros of the expression under the square root in (21). Taking the corresponding value of the time coordinate as $t = 0$ and expanding near the extremum we get

$$\frac{a(t)}{a_m} \approx 1 + \frac{D}{4} \left[s_{\Lambda} (1 + w) + \frac{w_c - w}{x_m^2} k \right] (H_{\Lambda} t)^2, \quad (24)$$

where $a_m = x_m/H_{\Lambda}$. The nature of the extremum (minimum or maximum) is determined by the sign of the expression in the square brackets. Note that for the extremum we have $b x_m^{-\alpha} = k/x_m^2 - s_{\Lambda}$. In the definition of the constant b we have taken $a_0 = a(t_0)$ and $\varepsilon_{m0} = \varepsilon_m(t_0)$ for a fixed time $t = t_0$. Taking $t_0 = t_m$, where t_m corresponds to the extremal value x_m , $x(t_m) = x_m$, from (6) we get the following relation

$$x_m^2 = \frac{s_{\Lambda} k}{1 + \varepsilon_{(m)}/\varepsilon_{\Lambda}}, \quad (25)$$

where $\varepsilon_{(m)} = \varepsilon(t_m)$ is the matter energy density at the extremum point. Note that, assuming the presence of the extremum $x = x_m$, the equation (21) is written as

$$\frac{dy}{dt} = \pm H_{\Lambda} \sqrt{s_{\Lambda}(y^2 - 1) + \frac{\varepsilon_{(m)}}{|\varepsilon_{\Lambda}|}(y^{\gamma} - 1)}, \quad (26)$$

with $y = x/x_m = a/a_m$.

Let us consider different combinations of the signs for the energy densities. For ε_{m0} , $\varepsilon_{\Lambda} > 0$ and $w > w_c$, the early dynamics, corresponding to small values of x , is dominated by the source with the energy density ε_m and the expansion law is close to the one for the flat model. At late times, corresponding to $x \gg 1$, the expansion is dominated by the cosmological constant and, again, the curvature term is subdominant. The solution corresponding to the flat model is the future attractor for models with curved space. The dependence of the scale factor on time coordinate is qualitatively similar to that depicted in Fig.1 for $w = 0$.

For ε_{m0} , $\varepsilon_{\Lambda} > 0$, $w < w_c$, and $k = -1$, the early dynamics ($x \ll 1$) for expanding models is dominated by the curvature term and $a(t) \approx t$, $t \rightarrow 0$. As it has been mentioned above, the spacetime with $k = -1$ and $a(t) = t$ is flat and corresponds to the Milne universe. The matter energy density behaves as $\varepsilon_m \propto x^{-\alpha}$ and for $w > -1$ it diverges at $t = 0$ like $\varepsilon_m \sim t^{-\alpha}$. In the model with ε_{m0} , $\varepsilon_{\Lambda} > 0$, $w < w_c$, and $k = 1$ the scale factor has a minimal value that corresponds to the zero $x = x_m$ of the expression in the right-hand side of (21). At this point the Hubble function becomes zero. The time-dependence of the scale factor near the minimum, $H_{\Lambda} t \ll 1$, is given by (24) with $s_{\Lambda} = 1$ and $a_m = a_{min}$. At late times of the expansion, $x \gg 1$, the curvature term in (21) can be ignored and the cosmological dynamics is well approximated by the solutions for flat model (see the graphs with $w = -2/3, -3/2$ in Fig.1). We conclude that the models with ε_{m0} , $\varepsilon_{\Lambda} > 0$, $w < w_c$, and $k = 1$ are nonsingular.

Let us turn to the models with $\varepsilon_{\Lambda} < 0 < \varepsilon_{m0}$. For $w > w_c$ the maximum allowed value for x is determined by the zero $x = x_m$ of the right-hand side in (21). The asymptotic behavior near the maximum is described by (24) with $s_{\Lambda} = 1$ and $a_m = a_{max}$. For $x \ll 1$, in the right-hand side of (21) we can omit the curvature term and x^2 . The scale factor is approximated by the solution for the flat model and near the Big Bang, corresponding to $t = -t_1$, $t_1 > 0$, one has $a(t) \propto (t + t_1)^{2/\alpha}$. The model has finite lifetime $2t_1$ and the corresponding time-dependence of the scale factor is qualitatively similar to that for the flat model presented by the graph with $w = 0$ in Fig.2.

For $\varepsilon_{\Lambda} < 0 < \varepsilon_{m0}$ and $-1 < w < w_c$ the function $x(t)$ has a maximal allowed value $x = x_m$ determined by the zero of the right-hand side in (21). Taking $x(0) = x_m$, near the maximum point we have the approximation (24) with $s_{\Lambda} = 1$ and $a_m = a_{max}$. For $k = -1$, the models start the expansion at $t = -t_1$ with the scale factor $a(t) \approx t + t_1$ and the behavior of the scale factor is close to the one for the Milne universe. The expansion is stopped at $t = 0$ and for $t > 0$ the model enters the

contraction phase. The latter is ended at $t = t_1$ with $a(t) \approx t_1 - t$. Hence, the $k = -1$ models have lifetime $2t_1$ and the Milne universe is the past and future attractor for the corresponding dynamics. Note that, though the first derivative of the scale factor is finite at the points $t = \pm t_1$ ($|\dot{a}|_{t=\pm t_1} = 1$), the matter energy density diverges at those points as $\varepsilon_m \sim 1/|t \pm t_1|^{D(1+w)}$. The models with $k = 1$ start the expansion from the finite value of the scale factor a_{min} at $t = -t_{min}$. At that point $\dot{a}(-t_{min}) = 0$. At $t = 0$ the scale factor takes its maximal value $a_{max} = x_m/H_\Lambda$ and then it enters into the contraction phase. Near the maximum we have the approximation (24). The evolution is ended at $t = t_{min}$ with $a = a_{min}$ and $\dot{a}(t_{min}) = 0$. Hence, in this case we have nonsingular evolution for $-t_{min} \leq t \leq t_{min}$. Joining the evolutionary pieces with duration $2t_{min}$, we obtain a model with periodically oscillating scale factor in the limits $a_{min} \leq a \leq a_{max}$ for $-\infty < t < +\infty$.

In models with $\varepsilon_\Lambda < 0 < \varepsilon_{m0}$, $w < -1$, and for large values of x the expansion law is close to the one for the flat model and the corresponding behavior is qualitatively close to the one given by the curve with $w = -3/2$ in Fig.2. For small values of x and for models with $k = -1$ the expansion/contraction law is approximated by $a(t) \approx |t|$. At $t = 0$ the matter energy density vanishes as $\varepsilon_m \sim |t|^{D(1+w)}$. In models with $k = 1$ the scale factor has a minimum value $a = a_{min}$ determined by the zero of the right-hand side in (21) and the evolution for all values of $x \geq x_{min}$ is qualitatively similar to that described by the curve with $w = -3/2$ in Fig.2. The expansion models have Big Rip singularity.

Now let us consider models with the energy densities in the range $\varepsilon_{m0} < 0 < \varepsilon_\Lambda$. For $w > w_c$ the scale factor has a minimal value $a = a_{min}$ which is determined by the zero of the righthand side in (21). Taking $t = 0$ for the corresponding value of the time coordinate, near the minimum one has the approximation (24) with $a_m = a_{min}$ and $x_m = x_{min}$. For $w > w_c$ and for large values of x the evolution is approximated by de Sitter spacetime with the Hubble constant H_Λ . The behavior of the scale factor is qualitatively similar to that depicted in Fig.3 by the curves with $w = 0, 1/3$ and the corresponding models have no singularities. An example with positive cosmological constant, negative matter energy density and the equation of state parameter $w = 1/D > w_c$ is provided by (16). In the range $-1 < w < w_c$ and for large values of x the evolution is again dominated by the cosmological constant with de Sitter spacetime being the past or future attractor. In the same range for w and for $k = -1$ one gets the approximate solution $a(t) \approx |t|$ for $H_\Lambda |t| \ll 1$, corresponding to the Milne universe. The matter energy density diverges at $t = 0$. For $-1 < w < w_c$ and $k = 1$ the scale factor has a minimal value determined by the zero of the right-hand side of (21). Near that minimum the scale factor is approximated by (24) and the model is nonsingular. In the range $w < -1$ the scale factor has the maximal value a_{max} which is given by the zero

of the right-hand side in (21). For models with $k = -1$ the expansion starts at $t = -t_1$ with the asymptotic $a(t) \approx t + t_1$ (curvature dominated expansion) and ends at $t = 0$ with the asymptotic given by (24). The expansion phase is followed by the contraction for $0 < t < t_1$ with $a(t) \approx t_1 - t$ near $t = t_1$. For models with $k = 1$ the scale factor varies between two nonzero values $0 < a_{\min} \leq a \leq a_{\max} < \infty$. The corresponding models are nonsingular and can be extended for $t \in (-\infty, +\infty)$. The qualitative dynamics is similar to that we have described above for the case $k = 1$, $\varepsilon_\Lambda < 0 < \varepsilon_{m0}$, $-1 < w < w_c$.

Finally, for ε_{m0} , $\varepsilon_\Lambda < 0$, in accordance with (6), the models with $k = 0$ and $k = 1$ are not allowed. Let us consider the features of the cosmological dynamics in this case for $k = -1$. For $w > w_c$, from the condition for the positivity of the expression under the square root in (21), we can see that the model is allowed under the constraint

$$|b| < \frac{2}{D(w - w_c)} \left(\frac{w - w_c}{w + 1} \right)^{\alpha/2}. \quad (27)$$

This condition restricts the allowed values for the negative energy density ε_{m0} . In the range determined by (27), the right-hand side of (21) has two zeros and they determine the minimal and maximal values for the scale factor, $0 < a_{\min} \leq a(t) \leq a_{\max}$. At those points $\dot{a} = 0$ and $H = 0$. Near the extrema the scale factor is approximated by (24) with $s_\Lambda = -1$ and $k = -1$. From (24) it follows that

$$a_{\min} < \frac{1}{H_\Lambda} \sqrt{\frac{w - w_c}{1 + w}} < a_{\max}. \quad (28)$$

For ε_{m0} , $\varepsilon_\Lambda < 0$, $w < w_c$ the right hand side of (21) has a single zero that determines the maximal value of the scale factor $a_{\max} = a(0)$. Near the maximum the scale factor behaves like (24) with $s_\Lambda = -1$ and $k = -1$. For small values of x the dynamics is dominated by the curvature term with the Milne universe as the asymptotic. The expansion starts at $t = -t_1$ with $a(t) \approx t + t_1$ and stops at $t = 0$ with the maximal value of the scale factor. The evolution for $0 < t < t_1$ corresponds to the contraction phase with the future attractor $a(t) \approx t_1 - t$. At the points $t = \pm t_1$ the matter energy density vanishes for $w < -1$ and diverges for $-1 < w < w_c$.

5. Conclusion. We have considered the dynamics of $(D + 1)$ -dimensional FRW cosmological models driven by the cosmological constant and the matter source with barotropic equation of state assuming that the energy densities for those sources can be either positive or negative. Exact solutions are provided for models with flat space which include various special cases previously considered in the literature. In particular, it has been demonstrated that nonsingular solutions are obtained only for negative energy density of the matter, regardless the sign of the

cosmological constant. The corresponding scale factor is given by (15). Another classes of exact solutions, expressed in terms of the hypergeometric function (see (19) and (20)), are obtained for models with curved space in the absence of cosmological constant. A number of special cases of those solutions, when they are expressed in terms of elementary function, have been discussed in the literature (see, for example, [20]). The qualitative evaluation for models with curved spaces and with a cosmological constant and matter source has been described in the second part of section 4 for all the values of the equation of state parameter w and for all combinations of the signs of the energy densities. Depending on the values of w one can have Big Bang or Big Rip type singularities. We have also specified nonsingular models with curved space. For $k = 1$, nonsingular models are obtained for the following combinations of conditions: (i) ($\varepsilon_{0m} > 0$, $\varepsilon_\Lambda > 0$, $w < w_c$), (ii) ($\varepsilon_{0m} > 0$, $\varepsilon_\Lambda < 0$, $-1 < w < w_c$), (iii) ($\varepsilon_{0m} < 0$, $\varepsilon_\Lambda > 0$). In models (ii) and ($\varepsilon_{0m} < 0$, $\varepsilon_\Lambda > 0$, $w > -1$) the evolution of the scale factor, as a function of time coordinate, is periodically oscillatory in the limits $a_{min} \leq a(t) \leq a_{max}$. In the remaining cases, the qualitative evolution of $k=1$ nonsingular models is similar to that depicted in Fig.3 for $w = -2/3, 0, 1/3$. For models with negative curvature space there exists at least one point on the time axis where the scale factor becomes zero. Near those points the evolution is dominated by the matter source for $w > w_c$ and by the curvature term for $w < w_c$. In the second case the scale factor is approximated by a linear expansion/contraction as a function of the time coordinate. At the point with zero scale factor the matter energy density diverges for $-1 < w < w_c$ and vanishes for $w < -1$.

We have seen that the negative energy densities for both the cosmological constant and matter source enlarge the possible scenarios of cosmological dynamics. Bearing in mind applications in higher-dimensional models, it would be interesting to generalize the corresponding results for models with extra compact dimensions. The compactification leads to additional contributions to the vacuum expectation value of the energy-momentum tensor. In general, the effective pressures along compact dimensions differ and for massless conformally coupled fields the topological contributions are equivalent to barotropic perfect fluid with anisotropic pressures. In particular, the coefficients w in the respective equations of state may have different signs. In the corresponding anisotropic cosmological models one can have an expansion for a part of dimensions and a contraction for the remaining ones. The analysis of different cosmological scenarios can be done in a way similar to that we have described above. We can also use the methods of qualitative analysis of dynamical systems to classify qualitatively different cosmological models. The corresponding results for a toroidal compactification will be presented elsewhere.

Acknowledgments. A.A.S., R.M.A., T.A.P. were supported by Grants No. 20RF-059, No. 21AG-1C047 and No. 20AA-1C005 of the Science Committee of the Ministry of Education, Science, Culture and Sport RA. E.R.B.d.M. is partially supported by CNPQ under Grant No. 301.783/2019-3.

¹ Department of Physics, Yerevan State University, Yerevan, Armenia, e-mail: saharian@ysu.am

² Institute of Applied Problems of Physics NAS RA, Armenia

³ Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba, Brazil

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ

А.А.СААРЯН^{1,2}, Р.М.АВАКЯН^{1,2}, Е.Р.БЕЗЕРРА ДЕ МЕЛЛО³,
В.Х.КОТАНДЖЯН^{1,2}, Т.А.ПЕТРОСЯН^{1,2}, Г.Г.БАБУДЖЯН¹

Для произвольного числа пространственных измерений исследована космологическая динамика, управляемая космологической постоянной и источником с баротропным уравнением состояния. Предполагается, что для обоих источников плотность энергии может быть как положительной, так и отрицательной. Для плоских моделей приведены точные решения космологических уравнений. Для моделей с искривленным пространством и с нулевой космологической постоянной общие решения выражаются через гипергеометрическую функцию. Качественная эволюция описана для всех значений параметра уравнения состояния. Выделены значения этого параметра и комбинации знаков для космологической постоянной и плотности энергии материи, для которых космологическая динамика несингулярна. Рассмотрен пример с положительной космологической постоянной и отрицательной плотностью энергии вещества, индуцированной поляризацией гиперболического вакуума.

Ключевые слова: *космологическая эволюция; космологическая постоянная; отрицательная плотность энергии*

REFERENCES

1. *A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998.
2. *S.Perlmutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
3. *W.L.Freedman, B.F.Madore, D.Hatt et al.*, *Astrophys. J.*, **882**, 34, 2019.
4. *K.C.Wong, S.H.Suyu, G.C.-F.Chen et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **498**, 1420, 2020.
5. *D.W.Pesce, J.A.Braatz, M.J.Reid*, *Astrophys. J. Lett.*, **891**, L1, 2020.
6. *A.G.Riess, W.Yuan, L.M.Macri et al.*, A comprehensive measurement of the local value of the Hubble constant with 1 km/s/Mpc uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES team, arXiv:2112.04510.
7. Planck Collaboration, et al., Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, *Astron. Astrophys.*, **641**, A6, 2020.
8. *W.L.Freedman*, *Astrophys. J.*, **919**, 16, 2021.
9. *L.Visinelli, S.Vagnozzi, U.Danielsson*, *Symmetry*, **11**, 1035, 2019.
10. *O.Akarsu, J.D.Barrow, L.A.Escamilla et al.*, *Phys. Rev. D*, **101**, 063528, 2020.
11. *K.Dutta, A.Roy, Ruchika et al.*, *Gen. Rel. Grav.*, **52**, 15, 2020.
12. *R.Calderón, R.Gannouji, B.L'Huillier et al.*, *Phys. Rev. D*, **103**, 023526, 2021.
13. *A.A.Sen, S.A.Adil, S.Sen*, Do cosmological observations allow a negative Λ ?, arXiv:2112.10641.
14. *H.Nästase*, Introduction to AdS/CFT Correspondence (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2015).
15. *N.D.Birrell, P.C.W.Davies*, Quantum Fields in Curved Space (Cambridge University Press, Cambridge, 1982).
16. *A.A.Saharian*, *Astrophysics*, **40**, 335, 1997.
17. *A.A.Saharian, V.L.Sargsyan*, *Astrophysics*, **42**, 350, 1999.
18. *A.A.Saharian*, *Astrophysics*, **45**, 380, 2002.
19. *G.Felder, A.Frolov, L.Kofman et al.*, *Phys. Rev. D*, **66**, 023507, 2002.
20. *S.Chen, G.W.Gibbons, Y.Lic et al.*, *JCAP*, 12(2014)035.
21. *R.J.Nemiroff, R.Joshia, B.R.Patla*, *JCAP*, 06(2015)006.
22. *E.Elizalde, S.Nojiiri, S.D.Odintsov et al.*, *Phys. Rev. D*, **71**, 103504, 2005.
23. *S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou*, *Phys. Rev. D*, **101**, 044009, 2020.
24. *A.A.Saharian, A.V.Timoshkin*, *Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.*, **18**, 2150174, 2021.
25. *S.Nojiiri, S.D.Odintsov, S.Tsujikawa*, *Phys. Rev. D*, **71**, 063004, 2005.
26. *K.Bamba, S.Capozziello, S.Nojiiri et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **342**, 155, 2012.
27. *A.Yu.Kamenshchik*, *Class. Quantum Grav.*, **30**, 173001, 2013.
28. *A.A.Saharian, T.A.Petrosyan*, *Phys. Rev. D*, **104**, 065017, 2021.
29. *A.A.Saharian, T.A.Petrosyan, V.S.Torosyan*, *Ann. Phys.*, **437**, 168728, 2022.
30. *F.W.Olver et al.*, NIST Handbook of Mathematical Functions (Cambridge University Press, USA, 2010).

TESTING THE APPLICABILITY OF SCALING LAW FOR COLLISIONAL RATE COEFFICIENTS

M.K.SHARMA¹, S.CHANDRA²

Received 22 May 2022

Accepted 8 August 2022

Calculation of collisional rate coefficients is a challenging and difficult task. When these data are not available, their values may be estimated using a scaling law. In some investigations, we have utilized a scaling law. Accurate collisional rate coefficients for cyclopropenylidene ($c\text{-C}_3\text{H}_2$) as a complete set are available, and thus it may be appropriate occasion to test the applicability of that scaling law. We have considered 50 rotational levels of each of the ortho and para species of $c\text{-C}_3\text{H}_2$ having energies up to 91.53 cm^{-1} and 87.21 cm^{-1} , respectively. We have compared the results of radiative transfer using accurate collisional rate coefficients with those obtained using the scaling law, and have found that the results of the scaling law are qualitative. Hence, for getting the qualitative behaviour of an analysis, the use of the scaling law is quite reasonable.

Keywords: *ISM molecules: saling law: Sobolev LVG analysis: radiative transfer*

1. Introduction. Calculation of collisional rate coefficients is a challenging and difficult task [1], and therefore, such data are available for a limited number of molecules. As these data were not available, we [2-4] have used a scaling law

$$C(J'_{k'_a, k'_c} \rightarrow J_{k_a, k_c}) = \frac{1 \cdot 10^{-11}}{2J'+1} \sqrt{T} \quad (1)$$

for estimation of collisional rate coefficients in the downward direction $J'_{k'_a, k'_c} \rightarrow J_{k_a, k_c}$. This is cross section times the relative velocity between the target and the colliding partner. A cross section σ may be taken as πa_0^2 , where $a_0 = 0.52917\text{ \AA}$ is the Bohr radius. Hence, $\sigma \approx 10^{-16}\text{ cm}^2$. For a velocity $v \approx 1\text{ m/s}$, we have $\langle \sigma v \rangle \approx 10^{-11}\text{ cm}^3/\text{s}$. Collisional rate coefficients for excitation (upward direction) may be calculated using the detailed equilibrium:

$$C(J_{K_a, K_c} \rightarrow J'_{K'_a, K'_c}) = \left[\frac{2J'+1}{2J+1} \right] \exp \left[-\frac{\Delta E}{kT} \right] C(J'_{K'_a, K'_c} \rightarrow J_{K_a, K_c}), \quad (2)$$

where, ΔE is the energy difference between the levels J_{k_a, k_c} and $J'_{k'_a, k'_c}$.

Khalifa et al. [5] have calculated accurate collisional rate coefficients for rotational transitions in the ground vibrational state of cyclopropenylidene ($c\text{-C}_3\text{H}_2$) due to collisions with the He atom. It has been a regular practice to replace H_2 molecule (which is the most abundant molecule in a molecular region) by He atom [6-9], as both of them have two protons and two electrons. It is because

the calculations with He atom are easier as compared to those with H_2 molecule.

The cyclopropenylidene ($c\text{-}C_3H_2$) is a planar asymmetric top molecule having C_{2v} symmetry and large electric dipole moment $\mu = 3.27$ Debye [10] lying along the b -axis of inertia. Earlier, the electric dipole moment μ was calculated as 3.32 Debye [11]. The cyclopropenylidene has been analyzed in the terrestrial laboratories from time to time [12,13]. After H_2CO [14], the $c\text{-}C_3H_2$ is the second molecule to show the phenomenon of anomalous absorption. Following first detection of $c\text{-}C_3H_2$ by Matthews et al. [15], Madden et al. [16] found $c\text{-}C_3H_2$ ubiquitous, through its transition $2_{20}\text{-}2_{11}$ at 21.587 GHz, which was found in anomalous

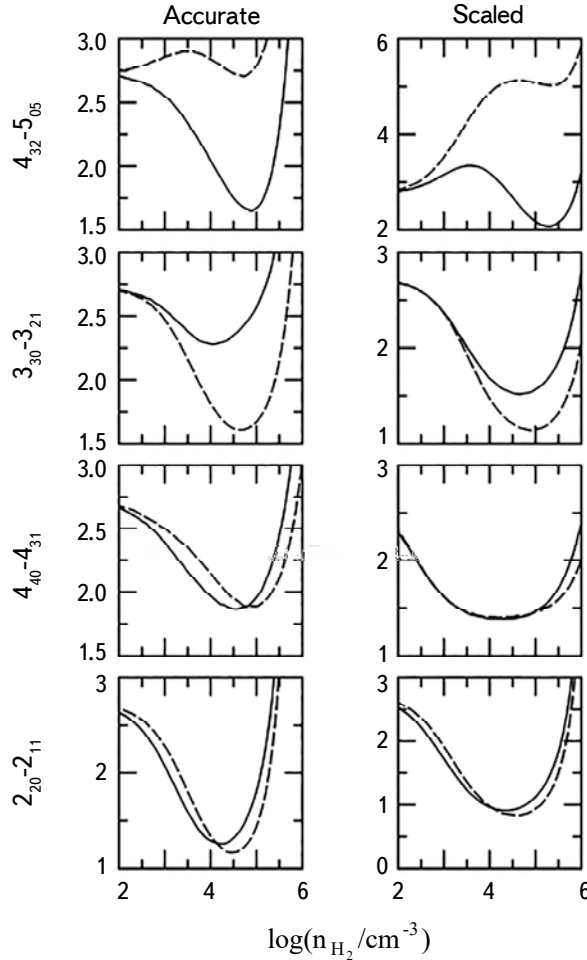


Fig.1. Variation of excitation temperatures T_{ex} (K) versus molecular hydrogen density n_{H_2} for the accurate and scaled collisional rate coefficients, written at the top, at kinetic temperature 30 K, for anomalous absorption lines of cyclopropenylidene, written on the left. Solid line is for $\gamma = 10^{-5} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$, and the dotted line for $\gamma = 10^{-6} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$.

absorption (the absorption against the cosmic microwave background having the background temperature of 2.73 K). Cox et al. [17], however, reported this line in emission in the planetary nebula NGC 7027. Because of two equivalent hydrogen atoms, the c -C₃H₂ has ortho and para species. For each species, the collisional rate coefficients are available for 50 rotational levels having energies up to 91.53 cm⁻¹ and 87.21 cm⁻¹, respectively. Using these accurate collisional rate coefficients, Sharma and Chandra [18] have performed Sobolev analysis of both species and have discussed results for four, $2_{2,0}$ - $2_{1,1}$, $4_{4,0}$ - $4_{3,1}$, $3_{3,0}$ - $3_{2,1}$ and $4_{3,2}$ - $5_{0,5}$, transitions showing anomalous absorption, and two transitions, $4_{0,4}$ - $3_{3,1}$, $5_{1,4}$ - $4_{4,1}$, showing the weak MASER action. One transition $1_{1,0}$ - $1_{0,1}$ connection the ground state of ortho species was also considered.

In order to test the applicability of the scaling law (1), we have repeated the simulation of Sharma and Chandra [18] where the accurate collisional rate coefficients have been replaced by the values obtained using the scaling law (1). The two sets of results are compared and the conclusions are drawn. The parameter

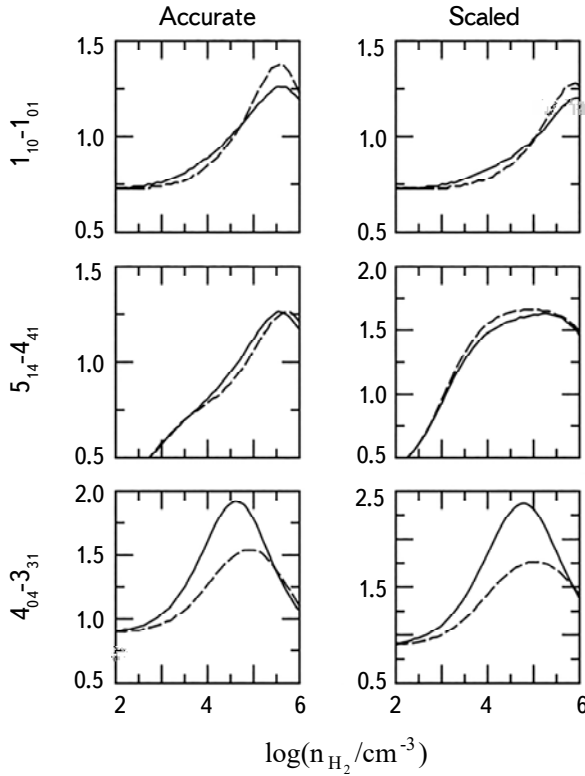


Fig. 2 Variation of $n_e g_u / n_l g_l$ versus molecular hydrogen density n_{H_2} for the accurate and scaled collisional rate coefficients, written at the top, at kinetic temperature 30 K, for the transitions of cyclopropenylidene, written on the left. Solid line is for $\gamma = 10^{-5} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$, and the dotted line for $\gamma = 10^{-6} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$.

γ is defined as $\gamma = n_{mol}/(dv_r/dr)$, where n_{mol} denotes the density of the species of molecule, and dv_r/dr is the velocity-gradient in the region.

2. Results and discussion. Details of calculations and information about the data used are available in Sharma and Chandra [18]. To check the applicability of equation (1), we have repeated the simulation of Sharma and Chandra [18] as such, where the accurate collisional rate coefficients of Khalifa et al. [5] are replaced by those obtained by using equation (1). Comparison of results for kinetic temperature of 30 K is shown in Fig.1 for four anomalous absorption lines and in Fig.2 for two weak MASER lines and the line connecting the ground state of ortho species. The Figures show that though the results may vary significantly, but their qualitative behaviour remains the same. Similar results have been obtained for other kinetic temperatures, 10, 20, 40, 50 K also. The results support the idea that when accurate collisional rate coefficients are not available, the scaling law expressed by equation (1) may be used to get qualitative behaviour of results of investigation.

Acknowledgements. We are grateful to the learned Reviewer for constructive and encouraging suggestions. MKS is grateful to the authorities of Sunder Deep Group of Institutions. SC is grateful to Hon'ble Dr. Ashok K.Chauhan, Founder President, Hon'ble Dr. Atul Chauhan, Chancellor, Amity University and Prof. Dr. Balvinder Shukla, Vice-Chancellor, Amity University for valuable support and encouragements. Financial assistance from the Indian Space Research Organization, Bengaluru as project No. ISRO/RES/2/426/19-20 is thankfully acknowledged.

¹ Physics Department, Sunder Deep Group of Institutions, NH-24, Delhi-Hapur Road, Dasna 201001, India, e-mail: mohitkumarsharma32@yahoo.in

² Amity Centre for Astronomy & Astrophysics, Amity Institute of Applied Sciences, Amity University, Sector 125, Noida 201313, U.P., India, e-mail: schandra2@amity.edu; suresh492000@yahoo.co.in

ПРОВЕРКА ПРИМЕНИМОСТИ ЗАКОНА ПОДОБИЯ ДЛЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

М.К.ШАРМА¹, С.ЧАНДРА²

Вычисление столкновительных коэффициентов является сложной и трудной задачей. Когда эти данные недоступны, их значения могут быть оценены с использованием закона скейлинга (закон подобия/масштабная инвариантность).

В некоторых исследованиях мы использовали закон подобия. Точные коэффициенты скорости столкновений для циклопропенилидена ($c\text{-C}_3\text{H}_2$) доступны в виде полного набора, что позволило анализировать возможность применения закона подобия. Рассмотрено по 50 вращательных уровней каждого из орто- и пара-видов $c\text{-C}_3\text{H}_2$ с энергиями до 91.53 см^{-1} и 87.21 см^{-1} , соответственно. Сравнение результатов переноса излучения с использованием точных столкновительных коэффициентов с результатами, полученными с использованием закона подобия, показало, что результаты закона подобия являются качественными. Следовательно, для получения качественного поведения анализа использование закона подобия вполне разумно.

Ключевые слова: молекулы: закон подобия: LVG анализ Соболева: перенос излучения

REFERENCES

1. *M.Sharma, M.K.Sharma, U.P.Verma et al.*, Adv. Space Res., **54**, 252, 2014.
2. *M.K.Sharma, S.Chandra*, Astrophysics, **64**, 388, 2021.
3. *M.K.Sharma, S.Chandra*, Astron. Astrophys., **42**, 112, 2021.
4. *M.K.Sharma, S.Chandra*, Astrophysics, **65**, 127, 2022.
5. *M.B.Khalifa, E.Sahnoun, L.Wiesenfeld et al.*, Chem. Phys., **21**, 1443, 2019.
6. *F.Dumouchel, A.Faure, F.Lique*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **406**, 2488, 2010.
7. *E.Sarrasin, D. Ben Abdallah, M.Wernli et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **404**, 518, 2010.
8. *N.Gotoum, C.Nkem, K.Hammami et al.*, Astrophys. Space Sci., **332**, 209, 2011.
9. *M.Ivanov, M.L.Dubernet, D.Babikov*, Chem. Phys., **140**, 134301, 2014.
10. *F.J.Lovas, R.D.Suenram, T.Ogata et al.*, Astrophys. J., **399**, 325, 1992.
11. *R.D.Brown, P.D.Godfrey, R.P.A.Bettens*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **227**, 19P, 1987.
12. *P.Thaddeus, J.M.Vrtilek, C.A.Gottlieb*, Astrophys. J., **299**, L63, 1985.
13. *M.Bogey, C.Demuyne, J.L.Destombes*, Chem. Phys. Lett., **125**, 383, 1986.
14. *P.Palmer, B.Zuckerman, D.Buhl et al.*, Astrophys. J., **156**, L147, 1969.
15. *H.E.Matthews, S.C.Madden, L.W.Avery et al.*, Astrophys. J. Lett., **307**, L69, 1986.
16. *S.C.Madden, W.M.Irvine, H.E.Matthews et al.*, Astron. J., **97**, 1403, 1989.
17. *P.Cox, R.Güsten, C.Henkel*, Astron. Astrophys., **181**, L19, 1987.
18. *M.K.Sharma, S.Chandra*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., (in press).

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Рукописи могут быть представлены в печатном виде (hard copies) в двух экземплярах, отпечатанные на одной стороне листа формата А4, вместе с соответствующей электронной версией. Один из экземпляров должен быть подписан всеми авторами. Указываются сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес.

2. *Рукопись* может быть набрана в виде файла с расширениями .doc, .docx, .rtf, через 1.5 интервала, используя Font 12pt.

3. *Рисунки* должны быть выполнены предельно аккуратно с разборчивыми надписями. Необходимые объяснения даются в подписях к рисункам, которые не должны повторяться в тексте. Рисунки необходимо отправить в виде .jpg, .bmp, .wmf, .eps файлов. С учетом формата журнала размеры рисунков редакцией могут быть изменены. В тексте рисунки нумеруются в порядке очередности (рис.1, рис.2, и т.д.). Если рисунок, состоит из двух или более панелей, то возможны обозначения типа рис.1a или рис.1a, b.

4. *Таблицы* должны иметь номера и информативные названия. Примечания должны быть сведены к минимуму и пронумерованы надстрочными арабскими цифрами.

5. *Цитирование литературы.* Цитируемая литература дается порядковым номером в строчку в квадратных скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Список литературы должен быть оформлен следующим образом:

а) Для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов курсивным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении (сокращения для некоторых наиболее часто встречаемых журналов, применяемых в "Астрофизике", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переводятся на английский язык, в скобках приводятся соответствующее название журнала на английском, том, страница и год публикации.

б) Для книг следует указывать инициалы и фамилию автора курсивом, место и год издания.

6. *Оформление рукописи.* На первой странице дается название статьи (по возможности кратко и информативно), инициалы, фамилия каждого автора и аннотация на русском языке. На второй странице приводятся название статьи, инициалы, фамилия каждого автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации не должен превышать 5% основного текста. Таблицы, список литературы, рисунки и надписи к рисункам печатаются на отдельных страницах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы и таблицы должны иметь одну общую нумерацию страниц. Суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страниц. Объем краткого сообщения - не более 4 страниц.

Статья состоит из пронумерованных разделов, начиная с "1. *Введение*". Названия разделов печатаются курсивом в строке, они должны быть краткими и содержательными. Подразделы могут быть пронумерованы как 2.1, 2.2 и т.д. Необходимые сокращения терминов или названий могут быть использованы во всей статье, однако их объяснение дается лишь один раз при первом упоминании.

7. В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их публикации.

8. Рукописи авторам не возвращаются.

9. Авторам статьи (независимо от их количества) представляется 10 оттисков бесплатно.

