

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 63

АВГУСТ, 2020

ВЫПУСК 3

СТРУКТУРА ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ В ЯДРЕ ГАЛАКТИКИ
Mrk 417 ПО ДАННЫМ NuSTAR И Swift/BAT

Е.В.Компаниец, А.А.Василенко 345

КЛАССИФИКАЦИЯ ПО ТИПАМ АКТИВНОСТИ ВЫБОРКИ
АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК С РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

А.В.Абрамян, А.М.Микаелян, Г.М.Паронян, Г.А.Микаелян 363

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОИСХОЖДЕНИЯ МНОГОВОЛНОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ БЛАЗАРА В3 1343 + 451 С ВЫСОКИМ КРАСНЫМ
СМЕЩЕНИЕМ

Н.Саакян, Г.Арутюнян, Д.Исраелян, М.Хачатрян 375

О МЕДЛЕННОВРАЩАЮЩИХСЯ α ЗВЕЗДАХ. ПЕРСПЕКТИВЫ
ИХ НАБЛЮДЕНИЙ В РАМКАХ КОСМИЧЕСКОЙ МИССИИ TESS

И.С.Саванов 391

ПОИСК СВЕРХБЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ПРОФИЛЕЙ
ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ϵ Per A

А.Ф.Холтыгин, В.Б.Пузин, И.В.Соколов, Г.М.Каратаева 401

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОБЪЕКТА Be/X-RAY BINARY V725 TAU = A0535 + 262

*Л.Н.Кондратьева, Э.К.Денисюк, И.В.Рева, М.А.Кругов,
А.К.Айманова, А.В.Кусакин, Б.К.Омар* 413

(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.Ալեյսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մադաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միրայեյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպալաշով (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

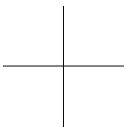
Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)
Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)
Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), 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 предназначается 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, 2020



СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ВЕКОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД. II

Ю.В.Глаголевский 423

ДВЕ ФАЗЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И СТОХАСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ

А.Б.Струминский, И.Ю.Григорьева, Ю.И.Логачев, А.М.Садовский 437

О СВЯЗИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР СРЕДНИХ И НИЗКИХ ШИРОТ С ОБЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СОЛНЦА

З.С.Ахтемов, Ю.Т.Цап, В.И.Ханейчук 451

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ФОТОСФЕРНЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ ВО ВСПЫШЕЧНО-АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

И.В.Зимовец, А.Б.Нечаева, И.Н.Шарыкин, В.К.Ган 463

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В КОРОНАЛЬНЫХ ДЫРАХ

О.С.Гопасюк, Э.А.Барановский, В.П.Таращук, Н.И.Штерцер 479

РЕГУЛЯРНЫЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЯРКИХ ТОЧЕК КОРОНЫ

Т.Цинамдзгвришвили, Б.Шергелашвили, Б.Чаргеишвили, И.Мгебришвили, Т.Мdziнаришвили, Д.Джапаридзе 489

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД. II. НЕПРЕРЫВНОЕ И ЛИНЕЙЧАТОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Е.С.Морченко 501

CONTENTS

Nuclear obscuration structure in Mrk 417 based on NuStar and Swift/Bat data	
<i>O.V.Kompaniets, A.A.Vasylenko</i>	345
Classification by activity type of a sample of galaxies with radio emission	
<i>H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, G.M.Paronyan, G.A.Mikayelyan</i>	363
Exploring the origin of multiwavelength emission from high-redshift blazar B3 1343+451	
<i>N.Sahakyan, G.Harutyunyan, D.Israyelyan, M.Khachatryan</i>	375
Slow rotating Ap stars. Prospects for their observations with the TESS space mission	
<i>I.S.Savanov</i>	391
Searching superfast line profile variability in the spectrum of ϵ Per A	
<i>A.F.Kholtygin, V.B.Puzin, I.V.Sokolov, G.M.Karataeva</i>	401
Photometric and spectroscopic study of the object Be/X-ray binary V725 Tau = A0535 + 262	
<i>L.N.Kondratyeva, E.K.Denisyyuk, I.V.Reva, M.A.Krugov, G.K.Aimanova, A.V.Kusakin, B.K.Omar</i>	413
The secular stability of magnetic structures of magnetic stars. II	
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	423
Two phases of solar flares and stochastic acceleration mechanism of electrons and protons	
<i>A.B.Sruminsky, I.Yu.Grigorieva, Yu.I.Logachev, A.M.Sadovskii</i>	437
On the relationship of coronal holes of middle and low latitudes with the mean magnetic field of the Sun	
<i>Z.S.Akhtemov, Y.T.Tsap, V.I.Haneychuk</i>	451
Density distribution of photospheric vertical electric currents in flare active regions of the Sun	
<i>I.V.Zimovets, A.B.Nechaeva, I.N.Sharykin, W.Q.Gan</i>	463
Physical conditions in coronal holes	
<i>O.S.Gopasyuk, E.A.Baranovskii, V.P.Tarashchuk, N.I.Shtertser</i>	479
Regular and oscillatory motion of coronal bright points	
<i>T.Tsinamdzgvrishvili, B.Shergelashvili, B.Chargeishvili, I.Mghebrishvili, T.Mdzinarishvili, D.Japaridze</i>	489
On the origin of optical radiation during the impulsive phase of flares on dMe stars. II. Continuum and line radiation	
<i>E.S.Morchenko</i>	501

СТРУКТУРА ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ В ЯДРЕ ГАЛАКТИКИ Mrk 417 ПО ДАННЫМ NuSTAR И Swift/BAT

Е.В.КОМПАНИЕЦ, А.А.ВАСИЛЕНКО

Поступила 27 января 2020

Принята к печати 24 июня 2020

Представлены результаты анализа рентгеновского спектра сейфертовской галактики 2-го типа Mrk 417 ($z \approx 0.0327$) по данным космических обсерваторий NuSTAR (3-60 кэВ) и Swift/BAT (14-150 кэВ). Спектр, полученный обсерваторией NuSTAR, хорошо описывается базовой степенной моделью, с нейтральным поглощением и дополнительной компонентой, обусловленной отражением от холодной нейтральной среды (степенный индекс $\Gamma = 1.63^{+0.10}_{-0.11}$, поглощение $N_H = 3.22^{+0.41}_{-0.39} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$). Наличие узкой эмиссионной линии $\text{Fe K}\alpha$ с эквивалентной шириной $\text{EW}_{\text{Fe K}\alpha} = 115^{+2}_{-1} \text{ эВ}$ свидетельствует об умеренной плотности среды, в которой формируется эта линия. Анализ данных NuSTAR вместе с данными Swift/BAT был выполнен с применением более сложных физических моделей MYTorus и BNTorus. В первом случае было получено значение степенного индекса $\Gamma_{\text{MYTorus}} = 1.68^{+0.09}_{-0.09}$ и величину поглощения на луче зрения $N_{H\text{ l.o.s}} = 3.36^{+0.04}_{-0.07} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Применение модели BNTorus показывает значение степенного индекса $\Gamma_{\text{BNTorus}} = 1.75^{+0.09}_{-0.09}$ и поглощение на луче зрения $N_{H\text{ l.o.s}} = 3.72^{+0.49}_{-0.39} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Эти результаты позволяют оценить фактор перекрытия газопылевого тора $f_c \approx 0.29 - 0.34$ и определить величину исправленной на поглощение светимости $L_{\text{intr } 2-10 \text{ кэВ}} \sim 3.16 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}$. Дополнительный анализ данных наблюдений в ближнем ИК диапазоне указывает на то, что фактор перекрытия может составлять даже еще меньшую величину - $f_c \sim 0.12$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что газопылевой тор, скорее всего, является сжатым по вертикали и его форма приближается к кольцеподобной структуре.

Ключевые слова: *активные ядра галактик: газопылевой тор: Mrk 417:
рентгеновское излучение*

1. *Введение.* Структура активных ядер галактик (далее АЯГ) описывается унифицированной схемой (далее УС АЯГ) [1]: в центре АЯГ находится сверхмассивная черная дыра с аккреционным диском, вокруг которых расположен газопылевой тор. Газопылевой тор является одним из ключевых элементов УС и в зависимости от угла наклона отвечает за классификацию сейфертовских галактик. Взаимодействие первичного излучения от короны аккреционного диска с веществом в торе приводит к образованию спектра отражения [2-4]. Характерными особенностями спектра отражения являются эмиссионные линии железа и других элементов, в частности нейтрального или ионизированного железа $\text{Fe K}\alpha$ с энергиями 6.4 кэВ и 6.7 кэВ, а также характерный горб в непрерывном спектре на энергии $\sim 20-40 \text{ кэВ}$. Суммарный спектр отраженного и первичного компонентов, модифицированный погло-

щением, используется для определения характеристик и геометрии газопылевой среды АЯГ (например, [5-11]). Качество наблюдаемого спектра отражения в АЯГ значительно улучшилось после начала работы космической обсерватории NuSTAR [12], ввиду возможности фокусирования излучения с энергией вплоть до 79 кэВ.

Учитывая характеристики газопылевой среды, АЯГ принято классифицировать по величине поглощения, поскольку эта среда играет значительную роль в формировании наблюдаемой формы спектра. Если величина столбцевой плотности $N_H < 1.25 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$, то АЯГ называют комптоновски-тонким, а в случае, когда $N_H \geq 1.25 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ - комптоновски-толстым¹.

Одним из кандидатов в комптоновски-тонкие АЯГ является эллиптическая галактика класса E2 Mrk 417 [13], которая оптически классифицирована как сейфертовская галактика типа 2 [14] с красным смещением $z = 0.0327$ (~144 Мпк) [15]. В рентгеновском диапазоне она наблюдалась космическими обсерваториями XMM-Newton, Suzaku, NuSTAR и Swift.

В работе [16] был проанализирован рентгеновский спектр Mrk 417, полученный обсерваторией XMM-Newton, для анализа которого авторы применили ряд моделей. Первая модель является простым степенным законом с нейтральным поглощением. В результате такой аппроксимации получено необычно малое значение степенного индекса $\Gamma = 0.56$ с плохой статистикой $\chi^2/\text{d.o.f.} = 565/82$. Вторая модель учитывала дополнительное поглощение с частичным перекрытием и присутствием эмиссионной линии в окрестности 6.5 кэВ, что привело к изменению степенного индекса $\Gamma = 2.25^{+0.15}_{-0.17}$. Величина столбцевой плотности составила $N_H = 8.57^{+1.27}_{-0.69} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, эквивалентная ширина линии Fe K $_{\alpha}$ EW = $114.77^{+75.78}_{-80.97}$ эВ. В следующую модель авторы добавили еще один степенной закон с соответствующим дополнительным поглощением, предполагая, что поглощающая среда АЯГ неоднородная. Основные параметры, полученные в этом приближении, следующие: $N_{H1} < 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, $N_{H2} = 5.41^{+2.50}_{-1.13} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, степенные индексы² $\Gamma_1 = 2.36^{+0.16}_{-0.16}$, $\Gamma_2 = 0.88^{+0.98}_{-0.47}$, эквивалентная ширина линии железа EW = $179.2^{+87.71}_{-86.64}$ эВ. Использование модели с учетом отражения от нейтральной среды вместе с дополнительными данными Swift/BAT позволило оценить значение энергии экспоненциального завала $E_c = 106.7^{+112.1}_{-13.5}$ кэВ. При этом значение степенного индекса стало $\Gamma = 0.73^{+0.34}_{-0.53}$, а столбцевая плотность - $N_H = 1.82^{+0.9}_{-1.35} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, что оказалось меньше по сравнению с предыдущей моделью. Полученные значения степенного индекса не являются типичными для сейфертовских галактик, и это можно объяснить плохим качеством спектра, а также тем, что выбранная модель поглощения в данном случае

¹ <http://mytorus.com/mytorus-manual-v0p0.pdf>, см. раздел 2.1.

² Γ_1 - описывает спектр до 3 кэВ, Γ_2 - после 3 кэВ, см. рис.4 (правая панель) в [16].

является некорректной.

Наблюдательные данные космической обсерватории Suzaku были обработаны в работе [17]. Для расширения энергетического диапазона авторами также был использован спектр, полученный Swift/BAT во время 20-месячного обзора неба. В ходе проведенного анализа было установлено присутствие эмиссионной линии Fe K $_{\alpha}$ с энергией $E_{\text{FeK}_{\alpha}} = 6.37^{+0.25}_{-0.31}$ кэВ, эквивалентной шириной $\text{EW}_{\text{FeK}_{\alpha}} = 126^{+46}_{-46}$ эВ и поглощением в континууме $N_{\text{H}} = 4.57^{+0.01}_{-0.01} \cdot 10^{23}$ см $^{-2}$. В работе [18] представлен анализ данных обсерватории Suzaku вместе с данными 70-ти месячного обзора неба Swift/BAT в суммарном диапазоне 0.5 - 150 кэВ. Используемая авторами модель включала в себя два степенных закона с экспоненциальным завалом и поглощением, а также компоненту отражения от холодной нейтральной среды. В результате были получены значения степенного индекса $\Gamma = 1.60^{+0.08}_{-0.09}$, поглощения $N_{\text{H}} = 4.45^{+0.32}_{-0.32} \cdot 10^{23}$ см $^{-2}$, коэффициента отражения $R = 1.76^{+0.24}_{-0.77}$ и эквивалентной ширины линии Fe K $_{\alpha}$ $\text{EW}_{\text{FeK}_{\alpha}} = 125^{+21}_{-21}$ эВ. Параметр отражения имеет достаточно большое значение, которое может быть частично объяснено фиксированным значением энергии экспоненциального завала на 300 кэВ и невысоким качеством наблюдательных данных. Спектральный анализ, проведенный на основе наблюдательных данных Suzaku и 9-месячного обзора АЯГ Swift/BAT в работе [19], с использованием модели, учитывающей отражение от нейтральной среды, показывает величину степенного индекса $\Gamma = 1.45^{+0.13}_{-0.11}$, поглощение $N_{\text{H}} = 5.24^{+2.23}_{-1.70} \cdot 10^{23}$ см $^{-2}$ и верхний предел коэффициента отражения $R = 0.19$.

В данной работе представлены результаты спектрального анализа рентгеновского спектра Mrk 417, полученного космической обсерваторией NuSTAR вместе с данными 105-месячного обзора неба Swift/BAT. Целью работы было определение характеристик газопылевого тора Mrk 417, для чего спектр аппроксимировался разными моделями. Анализ кривых блеска на наличие переменности представлен в разделе 3, спектральный анализ - в разделе 4. Дополнительная проверка полученных характеристик газопылевого тора на основе ИК-диапазона представлена в разделе 5.

2. Обработка данных. Наблюдение галактики Mrk 417 космической обсерваторией NuSTAR было проведено 20.02.2017 (ObsID 60061206002). Подготовка данных к обработке проводилась с использованием программного обеспечения NuSTARDAS v.1.6.0 (NuSTAR Data Analysis Software package) пакета HEASOFT v.6.19. Очищенные файлы событий были получены с помощью стандартной подпрограммы *nupipeline* с использованием базы калибровочных файлов CALDB v.20181022. Для получения спектра, кривой блеска источника и фона, применялась подпрограмма *nuproducts*. Области источника и фона были выбраны для обоих детекторов FPMA и FPMB как

круговые области радиусом 60" и 70", соответственно.

Для расширения спектрального диапазона был использован усредненный по времени спектр в диапазоне 14–195 кэВ, полученный космической обсерваторией Swift/BAT (Burst Alert Telescope) в результате 105-месячного обзора неба³ [20]. В нашем случае диапазон энергий был ограничен до 150 кэВ, поскольку для спектрального бина с энергией 150–195 кэВ доминирует фоновое излучение.

3. *Кривые блеска.* Были построены и проанализированы кривые блеска Mrk 417 в диапазонах 3–10 кэВ и 10–60 кэВ, а также их отношение (рис.1). Каждая точка является сгруппированным бином данных с часовой шириной 1100 с. Визуально кривые блеска в обоих диапазонах демонстрируют небольшую переменность. Для математического анализа кривой блеска была использована программа FTOOLS *lstats*. Аппроксимируя кривые блеска моделью, подразумевающую отсутствие вариаций (т.е. константой) в обоих диапазонах, были получены значения статистики $\chi^2/\text{d.o.f.} = 15.7/26$ для 3–10 кэВ и $\chi^2/\text{d.o.f.} = 13/26$ для 10–60 кэВ. Таким образом, данные наблюдения обсерваторией NuSTAR активного ядра Mrk 417 показывают отсутствие значимой переменности. Соответствующие средние значения скорости счета со стандартными отклонениями имеют значения $0.25 \pm 0.03 \text{ с}^{-1}$ для 3–10 кэВ и $0.24 \pm 0.03 \text{ с}^{-1}$ для 10–60 кэВ. Вследствие отсутствия значительных по амплитуде вариаций в кривых блеска, в дальнейшем использовался полный, усредненный по времени,

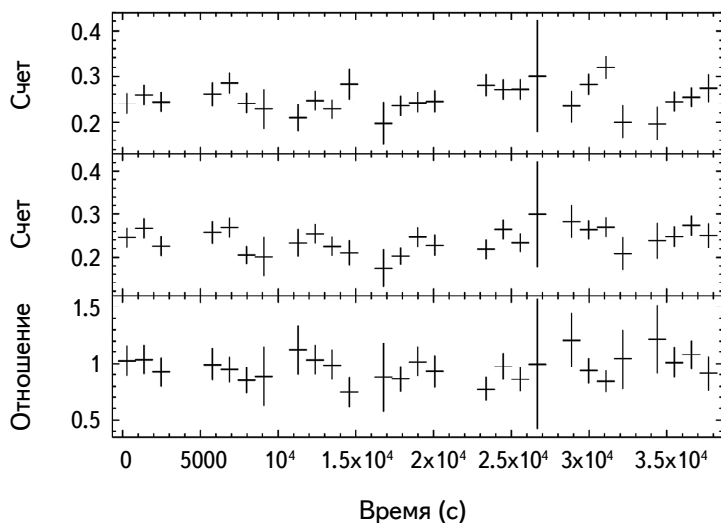


Рис.1. Кривые блеска FРМА+FРМВ в диапазонах энергий 3 - 10 кэВ (верхняя панель), 10 - 60 кэВ (средняя панель), а также их соотношения (нижняя панель).

³ <https://swift.gsfc.nasa.gov/results/bs105mon/519>.

спектр от детекторов FРМА/FРМВ.

4. *Спектральный анализ.* Спектры Mrk 417 анализировались с использованием программы XSPEC v.12.9.0u. Значения погрешностей соответствуют 90% доверительному интервалу для одного параметра ($\Delta\chi^2 = 2.71$). Для учета различий во взаимной калибровке детекторов FРМА, FРМВ и Swift/BAT, а также вариаций блеска в данных последнего, были введены константы $C_{\text{FРМВ}}$ и C_{BAT} (в моделях обозначено как constant). Полученные в процессе анализа значения $C_{\text{FРМВ}}$ и C_{BAT} близки к 1.

Детекторы FРМА и FРМВ могут получать спектры до 79 кэВ, но в нашем случае после 60 кэВ спектр фона начинает доминировать над спектром источника. Таким образом, в спектральном анализе использовался диапазон 3-60 кэВ. Галактическое поглощение учтено во всех моделях применением модели *tbabs* [9] и равняется $N_{\text{HGal}} = 1.88 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, согласно данным Лейденского обзора Галактики [21]⁴. Во время спектрального анализа мы придерживались последовательности, использованной в [5]. При вычислении светимостей использовались значения космологических параметров: $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_\lambda = 0.73$ и $\Omega_M = 0.27$ [22].

4.1. *Феноменологические модели.* Сначала мы аппроксимировали наблюдательный спектр простыми феноменологическими моделями, первая из которых (модель А) включает в себя степенной континуум (*zpowerlaw*), поглощение нейтральной средой (*ztbabs*) и эмиссионную линию с гауссовским профилем (*zgauss*). Последний компонент добавлен на основе предыдущих работ [16-18], согласно которым в спектре имеется эмиссионная линия Fe K α на ~6.4 кэВ.

Вид данной модели в формализме XSPEC:

Модель А = constant * *tbabs* * *ztbabs* * (*zpowerlaw* + *zgauss*).

Модель демонстрирует хорошую подгонку $\chi^2/\text{d.o.f.} = 215/227$ со значениями степенного индекса $\Gamma = 1.62^{+0.09}_{-0.09}$, столбцовой плотности $N_{\text{H}} = 3.21^{+0.49}_{-0.37} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, энергию линии $E_{\text{FeK}\alpha} = 6.33^{+0.12}_{-0.14} \text{ кэВ}$, эквивалентную ширину $\text{EW}_{\text{FeK}\alpha} = 107^{+3}_{-4} \text{ эВ}$ (рис.2). Значение степенного индекса Γ в пределах погрешности совпадает с результатом работы [18].

Эквивалентная ширина линии, в приближении ее формирования в "холодной" среде, связана пропорцией с N_{H} и телесным углом Ω следующим образом [17]:

$$\text{EW} \sim 300 \frac{\Omega}{4\pi} \frac{N_{\text{H}}}{4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}} \text{ эВ}. \quad (1)$$

Таким образом, можно использовать полученные значения столбцовой плотности N_{H} и эквивалентной ширины для оценки значения $\Omega/4\pi$:

⁴ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>.

$$\frac{\Omega}{4\pi} \sim \left(\frac{EW}{300 \text{ эВ}} \right) \left(\frac{N_H}{4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}} \right)^{-1} \sim 0.44. \quad (2)$$

Поскольку рентгеновский спектр АЯГ может иметь экспоненциальное обрезание на энергиях выше 100 кэВ, мы заменили простой степенной спектр (*powerlaw*) на степенной спектр с экспоненциальным обрезанием на высоких энергиях (*cutoffpl*) (модель В). Значение энергии экспоненциального завала для начала было зафиксировано на энергии 300 кэВ, согласно [18,16].

Вид модели В в формализме XSPEC:

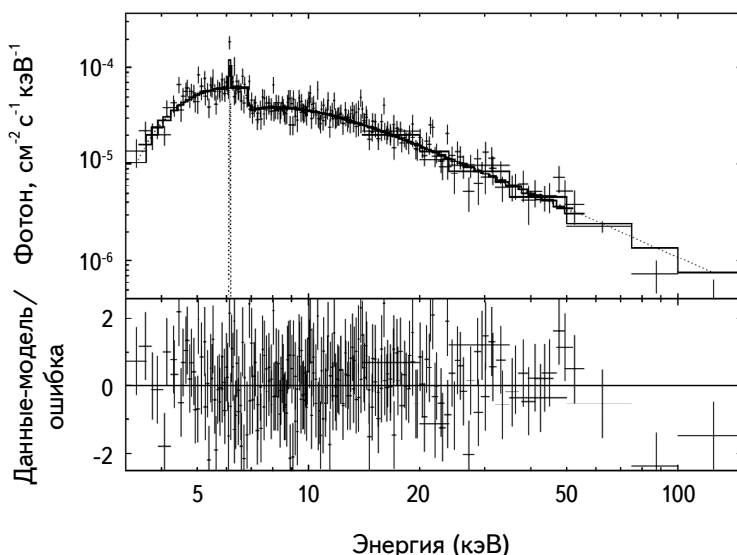


Рис.2. Лучшая аппроксимация в рамках применения модели А. Нижняя панель - остаточные отклонения $\Delta = (\text{data} - \text{model})/\text{error}$. Сплошная кривая - суммарная модель, точки - отдельные вклады степенного континуума и линии.

Модель В = constant * tbabs * ztbabs(cutoffpl + zgauss).

Лучшая подгонка в рамках модели В показывает хорошую статистику $\chi^2/\text{d.o.f.} = 208/225$. Параметры континуума - степенной индекс $\Gamma = 1.51^{+0.1}_{-0.1}$, столбцовая плотность $N_H = 3.00^{+0.40}_{-0.37} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, параметры линии - энергия $E_{\text{FeK}\alpha} = 6.33^{+0.12}_{-0.14} \text{ кэВ}$, эквивалентная ширина $EW_{\text{FeK}\alpha} = 115^{+2}_{-1} \text{ эВ}$. Полученные результаты в пределах погрешности совпадают с результатами, полученными при применении модели А. Энергия экспоненциального завала $E_{\text{cut-off}}$ при свободном варьировании не определяется. Значения параметров, полученные в результате применения обсуждаемых моделей, представлены в табл.1 (две первых строки).

4.2. Учет компонента отраженного излучения. Наличие в спектре флуоресцентной эмиссионной линии Fe K_α свидетельствует о присутствии

определенной доли отраженного излучения. Для того чтобы принять во внимание эту спектральную компоненту, мы выбрали модель *pexmon* [23]. Она описывает степенной спектр с экспоненциальным завалом вместе с отраженной компонентой от нейтральной среды в виде плоской поверхности и самосогласовано также включает в себя эмиссионные линии Fe K $_{\alpha}$, Fe K $_{\beta}$ и Ni K $_{\alpha}$. В модели *pexmon* свободным параметром является т.н. коэффициент относительного отражения R , который с геометрической точки зрения может быть определен как $R = \Omega/2\pi$, где Ω - это телесный угол отражателя, под которым облучается среда. Угол наклона отражающей среды был зафиксирован $\theta = 60^\circ$, поскольку это значение выбирается типичным для галактик типа Сейферт 2 (например, [17,6]).

Вид модели C в формализме XSPEC:

Модель $C = \text{constant} * \text{tbabs} * \text{ztbabs}(\text{cutoffpl} + \text{pexmon})$.

Лучшая подгонка в рамках модели C показывает хорошую статистику $\chi^2/\text{d.o.f.} = 212/226$, значение степенного индекса $\Gamma = 1.63^{+0.10}_{-0.11}$, столбцевой плотности - $N_H = 3.22^{+0.41}_{-0.39} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, коэффициента относительного отражения - $R = 0.23^{+0.21}_{-0.24}$. Ненулевое значение R свидетельствует о наличии небольшого компонента отраженного излучения в наблюдаемом спектре. Полученные величины Γ и N_H в пределах погрешности не отличаются от результатов, полученных при применении моделей A , B . Значения спектральных параметров данной модели представлены в табл.1 (третья строка).

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ НАИЛУЧШЕЙ АППРОКСИМАЦИИ СПЕКТРА Mrk 417 ПО ДАННЫМ NuSTAR

Базовая модель	Γ	N_H , 10^{23} см^{-2}	R	E кэВ	θ_i град	$L_{2-10 \text{ кэВ}}^{\text{intr}}$ эрг/с	$L_{10-40 \text{ кэВ}}^{\text{intr}}$ эрг/с	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
Zpowerlaw	$1.62^{+0.09}_{-0.09}$	$3.12^{+0.49}_{-0.37}$	-	$6.33^{+0.12}_{-0.14}$	-	$2.45 \cdot 10^{43}$	$3.70 \cdot 10^{43}$	215/227
Cutoffpl	$1.51^{+0.1}_{-0.1}$	$3.0^{+0.40}_{-0.37}$	-	$6.33^{+0.12}_{-0.14}$	-	$2.23 \cdot 10^{43}$	$3.58 \cdot 10^{43}$	208/225
Cutoffpl+ pexmon	$1.63^{+0.10}_{-0.11}$	$3.22^{+0.41}_{-0.39}$	$0.23^{+0.21}_{-0.24}$	-	$60^{(f)}$	$2.34 \cdot 10^{43}$	$3.19 \cdot 10^{43}$	212/226

f - фиксированное значение.

4.3. Анализ спектра с использованием данных NuSTAR и SWIFT/BAT. Оценка энергии экспоненциального завала требует расширения энергетического диапазона. С этой целью к спектральному анализу были добавлены данные Mrk 417 в диапазоне 14-150 кэВ, полученные космической обсерваторией Swift/BAT [20]. Применение к расширенному спектру модели C позволило получить значение $E_{\text{cut-off}} = 133^{+63}_{-34}$ кэВ. Значения степенного индекса

$\Gamma = 1.57^{+0.18}_{-0.18}$ и коэффициента относительного отражения $R = 0.26^{+0.19}_{-0.22}$ при $\chi^2/\text{d.o.f.} = 217/232$ в пределах погрешностей не изменились. Поскольку модель поглощения *ztbabs* учитывает только фотоэлектрическое поглощение, но не учитывает комптоновское рассеяние, мы также применили более физическую модель *plcabs* [24]. Данная модель описывает распространение рентгеновского излучения от источника в сферически-симметричной среде с корректным учетом нерелятивистского комптоновского рассеяния и поглощения.

Результирующий вид модели в формализме XSPEC:

Модель $D = \text{constant} * \text{tbabs}(\text{plcabs} + \text{pexmon})$.

Аппроксимация спектра моделью D (рис.3) показывает хорошую статистику $\chi^2/\text{d.o.f.} = 220/232$, значение степенного индекса $\Gamma = 1.57^{+0.18}_{-0.19}$, столбцевой плотности - $N_H = 30.9^{+5.3}_{-4.7} \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, энергии экспоненциального завала - $E_{\text{cut-off}} = 142^{+230}_{-58} \text{ кэВ}$. Коэффициент относительного отражения немного увеличился и стал равен $R = 0.37^{+0.19}_{-0.23}$. Таким образом, величины спектральных параметров не изменились по сравнению с моделью C в пределах погрешностей. Однако отметим, что даже с применением улучшенной модели континуума *plcabs* и с учетом отражения от нейтральной среды, значение степенного индекса отличается от типичного значения АЯГ $\Gamma \sim 1.8$, являясь более пологим (см., например, [18, 6]). Такое различие может быть результатом некорректного учета отраженной компоненты спектра, особенно в случае, если считать, что области образования линии Fe K_α и комптоновского горба совпадают.

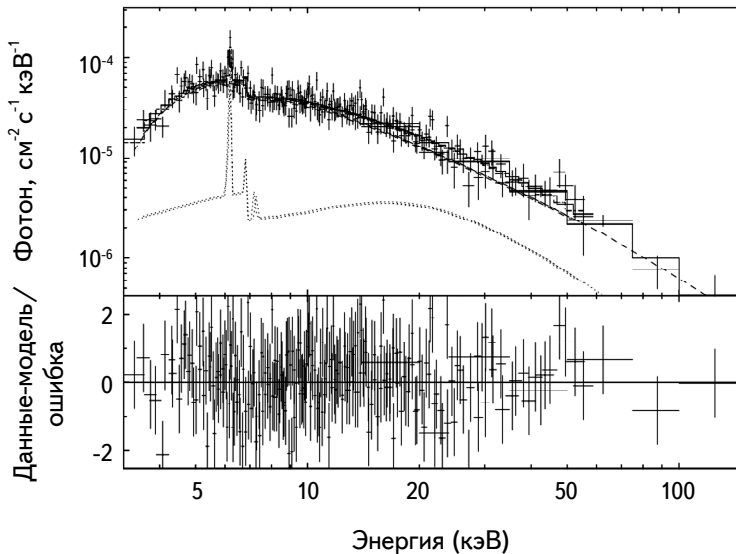


Рис.3. Лучшая аппроксимация в рамках применения модели D. Нижняя панель - остаточные отклонения $\Delta = (\text{data} - \text{model})/\text{error}$. Сплошная кривая - суммарная модель, штрихи - отдельные вклады степенного континуума, точки - компонента рассеянного континуума.

Подход с использованием моделей D и F является консервативным подходом, при котором поверхность газопылевого тора описывается непрозрачной нейтральной плоскостью. Однако это сильно упрощенное приближение, поскольку согласно современным представлениям, газопылевая среда АЯГ имеет более сложную геометрию и не является абсолютно непрозрачной в рентгеновском диапазоне. Поэтому, было решено применить две модели, которые описывают более реалистические формы газопылевого тора.

4.3.1. *MYTorus*. MYTorus - это модель, которая была построена на основе Монте-Карло симуляций взаимодействия рентгеновского излучения с газопылевым тором в форме классического "бублика", значение фактора перекрытия которого фиксировано и составляет $f_c = 0.5$ (угол раскрытия тора 60°) [25]. MYTorus состоит из нескольких компонентов⁵: MYTorusZ, MYTorusS и MYTorusL. Первый компонент (MYTorusZ) описывает модификацию первичного излучения при прохождении через газопылевую тор. Второй компонент (MYTorusS) представляет рассеянное и отраженное от стенок тора первичное излучение. Третий компонент (MYTorusL) характеризует излучение в линиях Fe K_α , Fe K_β и Ni K_α , которые образуются в нейтральной среде вещества тора. Свободные параметры модели следующие: степенной индекс Γ , экваториальная столбцевая плотность $N_{\text{H(eq)}}$ и угол наклона газопылевого тора θ_i . Последний изменяется в пределах от 0° до 90° , где $\theta_i = 0^\circ$ означает, что ориентация тора относительно наблюдателя "плашмя" (англ. "face-on") и $\theta_i = 90^\circ$ - "с ребра" (англ. "edge-on"). В нашей работе модель MYTorus использовалась в т. н. "coupled" режиме (модель F). Другими словами, все параметры MYTorusS и MYTorusL приравнивались к MYTorusZ. Коэффициенты нормирования между соответствующими компонентами, A_s и A_L , были зафиксированы и равнялись единице. Первичное излучение описывалось степенным законом. Экспоненциальный завал учитывался с помощью табличной модели MYTorusZ с фиксированным значением $E_{\text{cut-off}} = 160 \text{ кэВ}$, которое близко к ранее полученному значению $E_{\text{cut-off}}$ с помощью моделей C и D.

Окончательный вид модели $F = \text{constant} * \text{tbabs} (\text{zpowerlaw} * \text{MYTorusZ} + A_s * \text{MYTorusS} + A_L * \text{MYTorusL})$ или в формализме XSPEC:

$$\text{Модель } F = \text{tbabs} * \text{constant} (\text{zpowerlw} * \text{etable}\{\text{mytorus_Ezero_v00.fits}\} + \text{constant} * \text{atable}\{\text{mytorus_scatteredH160_v00.fits}\} + \text{constant} * \text{atable}\{\text{mytl_V000010nEp000H}\}).$$

Применение модели F показало хорошую статистику $\chi^2/\text{d.o.f.} = 225/232$, степенной индекс $\Gamma = 1.65^{+0.09}_{-0.07}$ и угол наклона $\theta_i = 87.5^{+7.7}_{-7.7}$ градусов. Величина экваториального поглощения $N_{\text{H(eq)}} = 3.3^{+0.2}_{-0.2} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$.

⁵ <http://mytorus.com/mytscfiles.html>.

Изначально зафиксированный параметр A_S включает в себя всю информацию о возможной переменности источника, отклонениях химического состава или геометрии газопылевой структуры от принятой в оригинальном варианте модели MYTorus. Отличие от единицы значения A_S может свидетельствовать, в первую очередь, об отклонении геометрии от принятой в модели. Если интерпретировать A_S исключительно как геометрический параметр, можно оценить фактор перекрытия как $f_c = 0.5 A_S$. Поэтому следующим шагом мы сделали параметры A_S и A_L свободными, но с условием $A_S = A_L$, подразумевая, что регион образования рассеянной компоненты спектра и линий один и тот же. Применение модели F в этом случае также показало хорошую статистику $\chi^2/\text{d.o.f.} = 225/231$ (рис.4), степенной индекс $\Gamma = 1.68^{+0.09}_{-0.09}$ и угол наклона $\theta_i = 86.2^{+9.3}_{-9.3}$ градусов. Полученное значение параметра $A_S = 0.68^{+0.80}_{-0.63}$, что соответственно приводит к $f_c = 0.5 A_S = 0.34^{+0.40}_{-0.32}$. Этот результат можно интерпретировать как то, что газопылевой тор является более сжатым по вертикали и его форма приближается

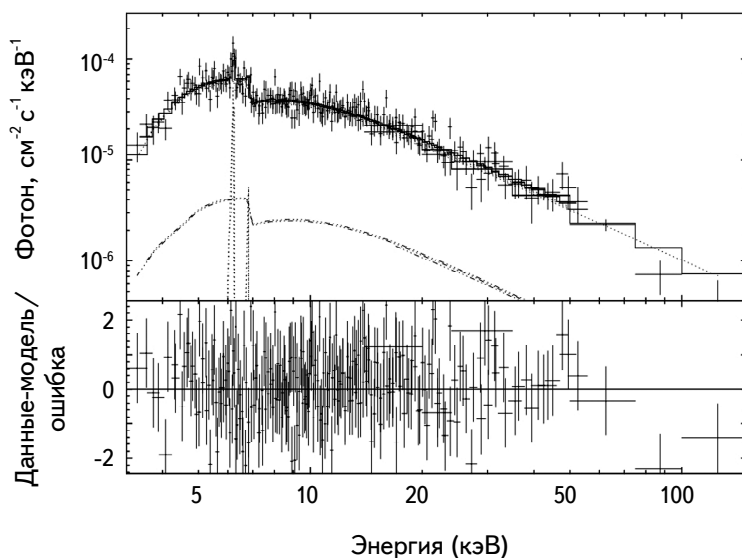


Рис.4. Наилучшая аппроксимация в рамках применения модели MYTorus. Нижняя панель - остаточные отклонения $\Delta = (\text{data} - \text{model})/\text{error}$. Сплошная кривая - суммарная модель, точки - отдельные вклады степенного континуума и эмиссионных линий, штрихи с точкой - компонента рассеянного континуума.

к кольцеподобной структуре. Величина экваториального поглощения по результатам аппроксимации $N_{\text{H(eq)}} = 3.40^{+0.04}_{-0.04} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Согласно формуле (1) в работе [25], чтобы получить значение поглощения на луче зрения, необходимо воспользоваться уравнением:

$$N_{\text{H l.o.s}} = N_{\text{H(eq)}} (1 - 4 \cos^2 \theta_i)^{1/2}, \quad (3)$$

что для нашего случая дает $N_{\text{H l.o.s}} = 3.36_{-0.07}^{+0.04} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Вычисленное значение сравнимо с такими же полученными в предыдущих моделях. Величина $N_{\text{H l.o.s}}$ может быть переведена в оптическую толщину, используя:

$$\tau_S \sim n_e \sigma_T N_H \sim 0.809 N_{24} \sim 0.27, \quad (4)$$

где, σ_T - томсоновское сечение рассеяния, n_e - среднее количество электронов на один атом водорода, N_{24} - столбцевая плотность, выраженная в единицах 10^{24} см^{-2} . Таким образом, ядро галактики Mrk 417, с точки зрения значения $N_{\text{H l.o.s.}}$, является комптоновски-тонким. Угол между осью тора и наблюдателем $\theta \approx 86^\circ$ свидетельствует о том, что тор наблюдается "с ребра". Исправленная на поглощение светимость ядра Mrk 417 в диапазоне энергий 2-10 кэВ имеет значение $L_{2-10 \text{ кэВ}}^{\text{intr}} = 3.16 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}$, что примерно в 1.4 раза больше, чем значения, полученные при использовании предыдущих моделей А, В, С, D (см. соответствующие столбцы в табл.1, 2). Такое различие объясняется разной геометрией поглощающей среды, принятой при спектральном анализе.

4.3.2. BNTorus. BNTorus - это модель, созданная на основе Монте-Карло симуляции, которая описывает взаимодействие рентгеновского излучения от центрального точечного источника с газопылевой средой [26]. Эта среда имеет вид сферы, модифицированной двумя полярными коническими пустотами. В модели учтено комптоновское рассеяние, фотоэлектрическое поглощение и флуоресцентные эмиссионные линии железа. Свободными параметрами модели являются поглощение на луче зрения N_{H} , степенной индекс Γ , угол раскрытия тора θ_{tor} (варьируется в пределах от $25^\circ.8$ до $84^\circ.3$) и угол, под которым ориентирована экваториальная плоскость тора по отношению к наблюдателю θ_{incl} (варьируется в пределах от $18^\circ.2$ до $87^\circ.1$). Энергия экспоненциального завала не варьируется и зафиксирована $E_{\text{cut-off}} = 300 \text{ кэВ}$.

Вид модели в формализме XSPEC:

Модель $K = \text{constant} * \text{tbabs} * \text{atable}\{\text{torus1006.fits}\}$.

Применение модели демонстрирует хорошую статистику $\chi^2/\text{d.o.f.} = 224/232$, степенной индекс $\Gamma = 1.75_{-0.09}^{+0.09}$, поглощение $N_{\text{H}} = 3.72_{-0.39}^{+0.49} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Полученное значение угла наклона экваториальной плоскости тора $\theta_{\text{incl}} = 79.8_{-13.5}^{+1.6}$ градусов в пределах погрешности совпадает со значением, полученным при применении модели MYTorus. Угол раскрытия тора $\theta_{\text{tor}} = 73.1_{-3.9}^{+10.9}$ градусов, как и в предыдущей модели, можно связать с фактором перекрытия этого тора $f_c = \cos \theta_{\text{tor}} = 0.29_{-0.19}^{+0.06}$, что сравнимо с f_c в модели MYTorus. Таким образом, модель BNTorus также указывает на возможно близкую к кольцеподобной структуру газопылевой среды. Полные результаты применения модели представлены в табл.2.

Поскольку энергия экспоненциального завала, которая была определена в предыдущих моделях как $E_{\text{cut-off}} \sim 140 \text{ кэВ}$ и значительно отличается от

Таблица 2

**ЗНАЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ
НАИЛУЧШЕЙ АППРОКСИМАЦИИ СПЕКТРА Mrk 417
ПО ДАННЫМ NuSTAR И Swift/BAT**

Базовая модель	Γ	N_H , 10^{23} см^{-2}	R	θ_{tor} град	θ_i град	$E_{\text{cut-off}}$ кэВ	$L_{2-10 \text{ кэВ}}^{\text{intr}}$ эрг/с	$L_{10-40 \text{ кэВ}}^{\text{intr}}$ эрг/с	$\chi^2/\text{d.o.f}$
Cutoffpl+ pexmon	$1.57^{+0.18}_{-0.18}$	$3.12^{+0.49}_{-0.46}$	$0.26^{+0.19}_{-0.22}$	-	$60^{(f)}$		$2.22 \cdot 10^{43}$	$3.25 \cdot 10^{43}$	217/238
Plcabs+ pexmon	$1.57^{+0.18}_{-0.18}$	$3.09^{+0.53}_{-0.47}$	$0.37^{+0.19}_{-0.23}$	-	$60^{(f)}$		$2.17 \cdot 10^{43}$	$3.13 \cdot 10^{43}$	220/232
MYTorus	$1.68^{+0.09}_{-0.09}$	$3.4^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	$86.2^{+ \text{peg}}_{-9.3}$	$160^{(f)}$	$3.16 \cdot 10^{43}$	$4.37 \cdot 10^{43}$	225/232
BNTorus	$1.75^{+0.09}_{-0.09}$	$3.72^{+0.49}_{-0.39}$	-	$73.1^{+10.9}_{-3.9}$	$79.8^{+1.6}_{-13.5}$	$300^{(f)}$	-	-	224/232

f - фиксированное значение

peg - от англ. "pegged" - при определении погрешности, ее разброс вверх/вниз упирается в верхнюю/нижнюю границу параметра.

принятого значения $E_{\text{cut-off}}$ в BNTorus, была дополнительно выполнена аппроксимация спектра с измененной энергией экспоненциального завала, для чего модель K умножалась на компоненту *zhighect*. При этом были рассмотрены два варианта:

1. Значение $E_{\text{cut-off}} = 140 \text{ кэВ}$ зафиксировано. В таком случае сразу получаем уменьшение степенного индекса и концентрации: $\Gamma = 1.56^{+0.07}_{-0.13}$, $N_H = 3.25^{+0.61}_{-0.85} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Углы θ_{tor} и θ_{incl} не претерпевают изменений. Значение статистики $\chi^2/\text{d.o.f} = 218/231$.

2. $E_{\text{cut-off}}$ варьируется вместе с другими параметрами. Результирующая подгонка показывает статистику $\chi^2/\text{d.o.f} = 217/230$ и значения параметров $\Gamma = 1.44^{+0.13}_{-0.19}$, $N_H = 2.77^{+0.42}_{-0.19} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, $E_{\text{cut-off}} = 90^{+85}_{-25} \text{ кэВ}$.

Изменение энергии экспоненциального завала до 90 кэВ и степенного индекса до ~ 1.4 свидетельствует о вырождении параметров и некорректности модели. Причиной такого вырождения может являться то, что в BNTorus отсутствует разделение на отдельно варьированные компоненты спектра по примеру модели MYTorus.

5. *Ближнее инфракрасное излучение и фактор перекрытия.* В ближнем инфракрасном (англ. - mid-Infrared radiation - MIR) диапазоне основными источниками излучения в активных ядрах галактик являются либо окооядерные зоны активного звездообразования, либо газопылевой тор. В последнем случае высокоэнергетическое излучение от центра АЯГ поглощается и переизлучается в инфракрасном диапазоне и тогда MIR может быть хорошим показателем собственной светимости АЯГ в рентгеновском

диапазоне [27,28].

Но сначала нужно проверить, действительно ли излучение MIR для Mrk 417 в данном диапазоне вызвано излучением от центра АЯГ. Для этого из каталога космической обсерватории WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) [29] были взяты значения звездных величин в фильтрах W_1 (3.4 мкм) и W_2 (4.6 мкм). Согласно критерию из работы [30], если $W_1 - W_2 > 0.8$, то доминирующей причиной ближнего инфракрасного излучения является активность ядра галактики. В нашем случае, $W_1 - W_2 = 11^m.042 - 10^m.105 \approx 0^m.94$. Таким образом, данные инфракрасного диапазона для Mrk 417 действительно можно использовать для получения независимой оценки светимости АЯГ в рентгеновском диапазоне. Воспользовавшись корреляционной зависимостью между светимостью $L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}}$ и $L_{12\text{мкм}}$ [27]:

$$\log \frac{L_{12\text{мкм}}}{10^{43} \text{ эрг/с}} = (0.33 \pm 0.04) + (0.97 \pm 0.03) \log \frac{L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}}}{10^{43} \text{ эрг/с}}, \quad (5)$$

мы получим ожидаемое значение светимости в диапазоне 2-10 кэВ. Согласно данным обсерватории WISE для Mrk 417, значение $\log L_{12\text{мкм}} = 43.58 \pm 0.01$ [16]. Тогда использование зависимости $L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}} - L_{12\text{мкм}}$ показывает ожидаемое $L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}} \sim 1.83 \cdot 10^{43}$ эрг/с. Полученная же светимость при аппроксимации спектра моделью MYToGus $L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}} = 3.16 \cdot 10^{43}$ эрг/с, а это означает, что фактическая светимость, исправленная на внутреннее поглощение, примерно в 1.7 раза превышает ожидаемое значение. Принимая во внимание, что светимость в рентгеновском диапазоне является модельно зависимой величиной, полученная разница не является большой. Мы дополнительно обсудим этот результат в разделе 6.

Как было показано в предыдущей главе, меньшее за единицу отношение нормировок внутреннего континуума к рассеянному/отраженному A_s , при исключительно геометрической интерпретации, может быть использовано как указатель на, возможно, кольцеподобную сплюснутую структуру газопылевой среды. Данный вывод также можно косвенно проверить, используя соотношение между светимостью тора (в виде светимости на 12 мкм) и болометрической светимостью АЯГ (согласно работам [31,32]. Болометрическую светимость можно получить, умножив $L_{2-10\text{кэВ}}$ на 10 [33], тогда $L_{\text{bol}} \approx 3.2 \cdot 10^{44}$ эрг/с. Для Mrk 417, таким образом, $f_c = L_{\text{тора}} / L_{\text{bol}} = L_{12\text{мкм}} / L_{\text{bol}} \sim 0.12$. Это значение согласуется с нашим предположением о кольцеподобном торе, несмотря на то, что полученная величина приблизительно в 3 раза меньше такой же из рентгеновских данных⁶. В случае малого f_c значительная часть рентгеновского

⁶ Использование отношения $L_{12\text{мкм}} / L_{\text{bol}}$ для определения f_c является очень грубым приближением, поскольку необходимо знать точное распределение плотности в газопылевом торе, его возможную пространственную анизотропию, а также полностью исключить влияние внеядерных источников ближнего ИК диапазона (см., например, раздел 4.3 в [31], раздел 3.3 в [30]).

излучения будет покидать центр АЯГ, не пересекая область газопылевого тора. В результате вклад отраженной компоненты в наблюдаемый спектр будет небольшим, что, соответственно, отражается на слабости линии железа Fe K_α , а также на небольшом значении коэффициента относительного отражения R в использованной модели *rextom*. На основе данных инфракрасного диапазона можно оценить величину поглощения, используя корреляционную зависимость [28]:

$$\log\left(\frac{N_H}{\text{см}^{-2}}\right) = (14.37 \pm 0.11) + (0.67 \pm 0.11) \log\left(\frac{F_{12\text{мкм}}}{F_{2-10\text{кэВ}}^{\text{obs}}} \frac{\text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}}{\text{мЯн}}\right). \quad (6)$$

Согласно данным обсерватории IRAS, поток $F_{12\text{мкм}} = 0.132 \text{ Ян}$ [34]. Наблюдаемый поток в рентгене $F_{2-10\text{кэВ}}^{\text{obs}} = 3.16 \cdot 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} / \text{см}^2$. В этом случае использование зависимости " $N_H - F_{12\text{мкм}} / F_{2-10\text{кэВ}}^{\text{obs}}$ " показывает ожидаемое значение $N_H \sim 3.16 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, что совпадает с результатами, полученными при применении феноменологических моделей и MYTorus.

6. Результаты и обсуждения. Мы представили результаты спектрального анализа данных галактики Mrk 417 в диапазоне 3-60 кэВ, полученных космической обсерваторией NuSTAR вместе с данными 14-150 кэВ из 105-месячного обзора неба Swift/BAT. Эта галактика была классифицирована как кандидат в комптоновски-тонкие АЯГ по результатам работы [18]. Использование степенного закона с поглощением в спектральном анализе показало степенной индекс $\Gamma \sim 1.6$ и $N_H \sim 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Добавление модели отражения в пределах погрешностей не изменяет параметры континуума, но при этом показывает небольшое наличие в спектре отраженной компоненты $R = 0.37^{+0.19}_{-0.23}$ и экспоненциального завала с энергией $E_{\text{cut-off}} = 142^{+230}_{-58} \text{ кэВ}$. Полученные значения спектральных параметров отличаются от результатов, которые были представлены ранее в работах [16-19].

С целью получения дополнительных характеристик газопылевой среды в Mrk 417, также были рассмотрены физические модели MYTorus и BNTorus. Степенной индекс по результатам применения этих моделей, $\Gamma_{\text{MYTorus}} = 1.68^{+0.09}_{-0.09}$ и $\Gamma_{\text{BNTorus}} = 1.75^{+0.09}_{-0.09}$, имеет значение типичное для АЯГ. Также с помощью модели MYTorus было установлено, что газопылевая среда может быть описана однородным тором с экваториальным поглощением $N_{\text{HMYTorus}} = 3.4^{+0.4}_{-0.4} \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, наблюдаемым под углом $\theta_i = 86.2^{+9.3}_{-9.3}$ градусов. Возможность интерпретировать коэффициент нормировки A_s как геометрический параметр позволила оценить фактор перекрытия тора $f_c = 0.34^{+0.40}_{-0.32}$. Модель BNTorus использовалась для дополнительной оценки угла наблюдения и фактора перекрытия. По результатам применения этой модели, угол наклона экваториальной плоскости тора $\theta_{\text{incl}} = 79.8^{+1.6}_{-13.5}$ в пределах погрешности совпадает со значением, получен-

ным при использовании модели MYTorus. Угол раскрытия тора $\theta_{\text{tor}} = 73.1^{+10.9}_{-3.9}$ градусов, что эквивалентно фактору перекрытия $f_c = 0.29^{+0.06}_{-0.19}$, сравнимому с f_c модели MYTorus. Основываясь на полученном значении f_c , можно предположить, что тор является сжатым по вертикали и его форма приближается к кольцеподобной структуре. Поскольку газопылевая среда также переизлучает в ближнем инфракрасном диапазоне, были использованы данные наблюдений космической обсерватории WISE для дополнительной проверки результатов, полученных в рентгеновском анализе. С этой целью использовалась корреляционная зависимость $L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}} - L_{12\text{мкм}}$, которая позволяет определить ожидаемое значение светимости в рентгене $L_{2-10\text{кэВ},\text{MIR}}^{\text{intr}} \sim 1.83 \cdot 10^{43}$ эрг/с, что примерно в 1.7 меньше светимости, полученной при аппроксимации спектра моделью MYTorus - $L_{2-10\text{кэВ}}^{\text{intr}} = 3.16 \cdot 10^{43}$ эрг/с. Здесь важно отметить, что анализ излучения ближнего инфракрасного диапазона позволяет делать выводы только о пылевых структурах, в то время как на рентгеновские данные также влияет газ, локализованный внутри радиуса сублимации пылевых частиц. Более того, пространственное отношение количества газа и пыли может быть неоднородным вдоль луча зрения. В отношении последнего подчеркнем тот факт, что в трех работах [17-19] были получены систематически большие значения столбцевой плотности (в среднем на $\sim 55\%$), при этом были использованы данные, включающие диапазон 0.5-3.0 кэВ, более чувствительный к особенностям поглощающей среды⁷.

Как дополнительная оценка фактора перекрытия использовалось соотношение между светимостью на 12 мкм и болометрической светимостью: $f_c \approx L_{12\text{мкм}}/L_{\text{bol}} = 0.12$, что согласовывается с предположением о кольцеподобной структуре тора. Также это может объяснить полученное малое значение параметра отражения $R \approx 0.37$, так как в предположении кольцеподобной структуры газопылевой среды большая часть рентгеновского излучения будет покидать центр без взаимодействия с этой средой.

Эта работа использует данные миссии NuSTAR, проекта под руководством Калифорнийского технологического института, разработанного Лабораторией реактивного движения и профинансированного Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства. Это исследование было выполнено с использованием программного обеспечения по обработке данных NuSTAR (NuSTARDAS) разработанным вместе Научным центром ASI (ASDC, Италия) и Калифорнийским технологическим институтом (США). Работа использует архивные данные Swift и онлайн сервиса HEASARC, которые поддерживаются НАСА и управляются Лабораторией реактивного

⁷ Имеется в виду, что в мягком рентгеновском диапазоне проявляются сигнатуры поглощения газовой средой.

движения и Калифорнийским технологическим институтом. Данная работа частично поддержана в рамках целевой комплексной программы НАН Украины по научно-космическим исследованиям.

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев,
Украина, e-mail: kompaniets@mao.kiev.ua

NUCLEAR OBSCURATION STRUCTURE IN Mrk 417 BASED ON NuSTAR AND Swift/BAT DATA

O.V.KOMPANIETS, A.A.VASYLENKO

We present the results of X-ray spectral analysis of the Seyfert type 2 galaxy Mrk 417 observed by the NuSTAR (3-60 keV) and the Swift/BAT (14-150 keV). The NuSTAR data shows a good fit with a baseline model which composed of an absorbed cutoff powerlaw component and reflected emission from cold neutral medium. We found that spectrum is steep $\Gamma = 1.63^{+0.10}_{-0.11}$ and obscured by hydrogen column density of $N_H = 3.22^{+0.41}_{-0.39} \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, narrow Fe K_α emission line has equivalent width of $EW = 115^{+2}_{-1} \text{ eV}$ that suggests that this feature is originated in moderate density of obscurer. In combining NuSTAR data with Swift/BAT spectrum we also applied a more physically motivated approach using complex physical models MYTorus and BNTorus. For the first case the photon index of $\Gamma_{\text{MYTorus}} = 1.68^{+0.09}_{-0.09}$ and the line-of-sight column density of the absorber $N_{\text{Hl.o.s}} = 3.36^{+0.04}_{-0.07} \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Applying BNTorus model shows the photon index $\Gamma_{\text{BNTorus}} = 1.75^{+0.09}_{-0.09}$ and absorption $N_{\text{Hl.o.s}} = 3.72^{+0.49}_{-0.39} \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Based on the results we get an estimation of gas-dust torus covering factor $f_c = 0.29 - 0.34$ and an intrinsic X-ray luminosity in 2-10 keV of $\sim 3.16 \cdot 10^{43} \text{ erg/s}$. Further analysis of Mid-Infrared (MIR) observational data, indicates that the covering factor may be even smaller $f_c \sim 0.12$. Our results allow us to suggest that obscuring material of Mrk 417 has preferably a ring-like geometry.

Keywords: *active galactic nuclei; dust torus; Mrk 417; X-ray*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Antonucci*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **31**, 473, 1993.
2. *G.Matt, A.C.Fabian, R.R.Ross*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **264**, 839, 1993.
3. *R.R.Ross, A.C.Fabian*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **261**, 74, 1993.
4. *I.M.George, A.C.Fabian*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **249**, 352, 1991.
5. *A.A.Vasylenko*, *Kinematics and Phys. Celest. Bodies*, **34**, 302, 2018.
6. *A.A.Vasylenko*, *Astrophys. Space Sci.*, **363**, 228, 2018.
7. *A.A.Vasylenko, E.Fedorova, V.I.Zhdanov*, *Advances in Astron. Space Phys.*, **3**, 120, 2013.
8. *A.A.Vasylenko, V.I.Zhdanov, E.Fedorova*, *Astrophys. Space Sci.*, **360**, 71, 2015.
9. *J.Wilms, A.Allen, R.McCray*, *Astrophys. J.*, **542**, 914, 2000.
10. *T.Yaqoob*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **423**, 3360, 2012.
11. *N.G.Chesnok, S.G.Sergeev, I.B.Vavilova*, *Kinematics and Phys. Celest. Bodies*, **25**, 107, 2009.
12. *F.A.Harrison, W.W.Craig, F.E.Christensen et al.*, *Astrophys. J.*, **770**, 103, 2013.
13. *W.H.Baumgartner, J.Tueller, C.B.Markwardt et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **207**, 19, 2013.
14. *H.G.Khim, J.Park, S.W.Seo et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **220**, 3, 2015.
15. *H.G.Jr.Corwin, R.J.Buta, G. De Vaucouleurs*, *Astrophys. J.*, **108**, 2128, 1994.
16. *L.M.Winter, R.F.Mushotzky, J.Tueller*, *Astrophys. J.*, **674**, 686, 2008.
17. *Y.Fukazawa, K.Hiragi, M.Mizuno et al.*, *Astrophys. J.*, **727**, 19, 2011.
18. *T.Kawamuro, Y.Ueda, F.Tazaki et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **225**, 14, 2016.
19. *L.M.Winter, R.F.Mushotzky, Y.Terashima et al.*, *Astrophys. J.*, **701**, 1664, 2009.
20. *K.Oh, M.Koss, C.B.Markwardt*, *Astrophys. J. Suppl.*, **235**, 4, 2018.
21. *P.Kalberla, W.B.Burton, D.Hartmann et al.*, *Astron. Astrophys.*, **440**, 775, 2005.
22. *C.L.Bennet, M.Halpern, G.Hinshaw et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **148**, 1, 2003.
23. *K.Nandra, P.O'Neill, I.M.George et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **382**, 194, 2007.
24. *T.Yaqoob*, *Astrophys. J.*, **479**, 184, 1997.
25. *K.D.Murphy, T.Yaqoob*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **397**, 1549, 2009.
26. *M.Brightman, K.Nandra*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **413**, 1206, 2011.
27. *C.Ramos Almedia, C.Ricci*, *Nature Astron.*, **1**, 679, 2017.
28. *D.Asmus, P.Gandhi, S.F.Honig et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **454**, 766, 2015.
29. *E.L.Wright, P.R.Eisenhardt, M.Eisenhardt et al.*, *Astron. J.*, **140**, 1868, 2010.
30. *D.Stern, R.Assef, J.D.Benford et al.*, *Astrophys. J.*, **753**, 30, 2012.
31. *M.Stalevsky, C.Ricci, Y.Ueda et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 2288, 2016.
32. *X.Zhao, S.Marchesi, M.Ajello et al.*, *Astrophys. J.*, **870**, 60, 2019.
33. *E.Lusso, A.Comastri, B.D.Simmons et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **425**, 623, 2012.
34. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, *VizieR Online Data Catalog*, 2275, 2008.

КЛАССИФИКАЦИЯ ПО ТИПАМ АКТИВНОСТИ ВЫБОРКИ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК С РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

А.В.АБРАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН, Г.М.ПАРОНЫАН, Г.А.МИКАЕЛЯН

Поступила 24 января 2020

Принята к печати 24 июня 2020

В работе приведена детальная спектральная классификация 96 активных галактик из каталога Верон-Сетти и Верон (2010, 13-я версия, VCV-13), который представляет собой каталог активных галактик и квазаров. С помощью известных радиокаталогов эти объекты идентифицированы как радиоисточники. Были отобраны те галактики, которые имели радиопотоки, по крайней мере, в 6 разных радиодиапазонах и оптическое спектральное отождествление в SDSS. Используя SDSS спектры этих объектов, определены типы активности. Для более уверенной классификации использовались три диагностические диаграммы и прямое исследование спектров. В результате для 85% этих объектов изменились классификации. Радиопотоки в разных радиодиапазонах позволяют построить спектральное распределение энергии в радио и сопоставлять ее с оптическими типами активности.

Ключевые слова: галактики: активные галактические ядра: радиогалактики: спектральная классификация

1. Введение. Данная работа посвящена детальной спектральной классификации 96 активных галактик. Для отбора исследуемых объектов используется каталог Верон-Сетти и Верона (далее VCV-13) [1]. В этом каталоге имеется 34231 активная галактика. Из них 23258 галактик типа Сейферта, 907 Лайнеров, 167 НП и 9899 не имеют спектральной классификации.

Активные галактики являются одними из самых интересных объектов во Вселенной. Они имеют более высокую светимость, чем обычные галактики. Важно, что активные галактики имеют более яркие ядра, чем нормальные. В этих галактиках большое количество энергии излучается из ядер галактик. Считается, что в центре каждой из этих галактик находится массивная или сверхмассивная черная дыра (SMBH). Некоторые активные галактики имеют гигантские джеты в радио и оптическом диапазонах, в основном в радио.

Активные галактики бывают разных типов: радиогалактики, сейфертовские галактики (Sy), квазары (QSO), блазары (BL), Лайнеры (LINER) и т.д. Радиогалактики - это эллиптические галактики. Все галактики излучают некоторое количество энергии в радиоволнах, для нормальных галактик радиоизлучение соответствует малой доле полной энергии, излучаемой галактикой.

В этой работе в качестве основного критерия отбора было взято радиоизлучение галактик. Для этого была сделана кросс-корреляция с каталогами: FIRST, NVSS, 87GB, GB6, 3C, 4C, 7C, 8C, 9C, 10C, SUMSS, WISH, WENSS, Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources, Texas Survey of radio sources at 365 MHz, Miyun 232 MHz survey, CLASS survey of radio sources, 74 MHz VLA Low-frequency Sky Survey Redux и The GMRT 150 MHz all-sky radio survey [2-20].

Эти каталоги охватывают диапазон от 38 МГц до 15.7 ГГц. Были взяты те галактики, которые имели радиопотоки, по крайней мере, в 6 разных радиодиапазонах и оптическое спектральное отождествление в каталоге SDSS [21]. В результате в изучаемый список вошли 96 активных галактик, которые имеют спектры в каталоге SDSS. Для этих галактик была проведена спектральная классификация.

2. Наблюдательный материал. Наблюдательный материал состоит из спектров SDSS DR15 [21] 96 объектов из каталога VCV-13. Для этих объектов даны интенсивности спектральных линий, а также красные смещения.

Поскольку в наблюдениях SDSS используется один и тот же размер волокна, большинство протяженных галактик имеет компоненты поглощения, и лишь очень малый процент показывает эмиссионный спектр чистого ядра. Наиболее типичными линиями поглощения являются линии MgII 5175 Å, NaI 5890 Å и линии серии Бальмера, среди которых наиболее важной является компонента поглощения H β , наложенная на компоненту излучения, исходящую из ядра. Для расчета красного смещения в спектральном диапазоне SDSS обычно используются следующие линии излучения: [OII] 3727 Å, H ζ , HeI 3889 Å, [NeIII] 3968 Å, H ϵ , [SII] 4069/76 Å, H δ , H γ , [OIII] 4363 Å, H β , [OIII] 4959 Å, [OIII] 5007 Å, NI 5198/5200 Å, HeI 5876 Å, [OI] 6300 Å, [OI] 6364 Å, [NII] 6548 Å, H α , [NII] 6583 Å, [SII] 6716 Å, [SII] 6731 Å.

Очень часто измерения спектров SDSS основаны на линиях на уровне шума и низкого качества. Из-за этого автоматические измерения дают некоторые искусственные числа, которые указывают на нереальные данные. Таким образом,

Таблица 1

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ,
ВЗЯТЫЕ ИЗ РАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ**

Тип активности	Количество
Seyfert	76
LINER	8
HII	2
AGN	6
Unknown	4
Всего	96

необходимо тщательно проверить спектры на всех длинах волн и решить, какие измерения следует использовать для дальнейших исследований. Особенно важны те линии, которые используются в диагностических диаграммах ($H\beta$, $[OIII]$ 5007 Å, $[OI]$ 6300 Å, $H\alpha$, $[NII]$ 6583 Å и $[SII]$ 6716+6731 Å) [22].

В табл.1 приведены спектральные классы для исследуемых объектов, используя разные каталоги (VCV-13, BZCAT v.5 [23], NED, SDSS DR 15).

3. Спектральная классификация. В этой работе были использованы несколько методов для классификации исследуемых спектров:

- Визуальный осмотр (с учетом всех тонкостей и эффектов).
- По диагностической диаграмме с использованием соотношений $[OIII]/H\beta$ и $[OI]/H\alpha$ [24].
- По диагностической диаграмме с использованием соотношений $[OIII]/H\beta$ и $[NII]/H\alpha$ [24].
- По диагностической диаграмме с использованием соотношений $[OIII]/H\beta$ и $[SII]/H\alpha$ [24].

Визуальная классификация была проведена для дополнения классификаций по диагностическим диаграммам, потому что не все объекты можно наносить

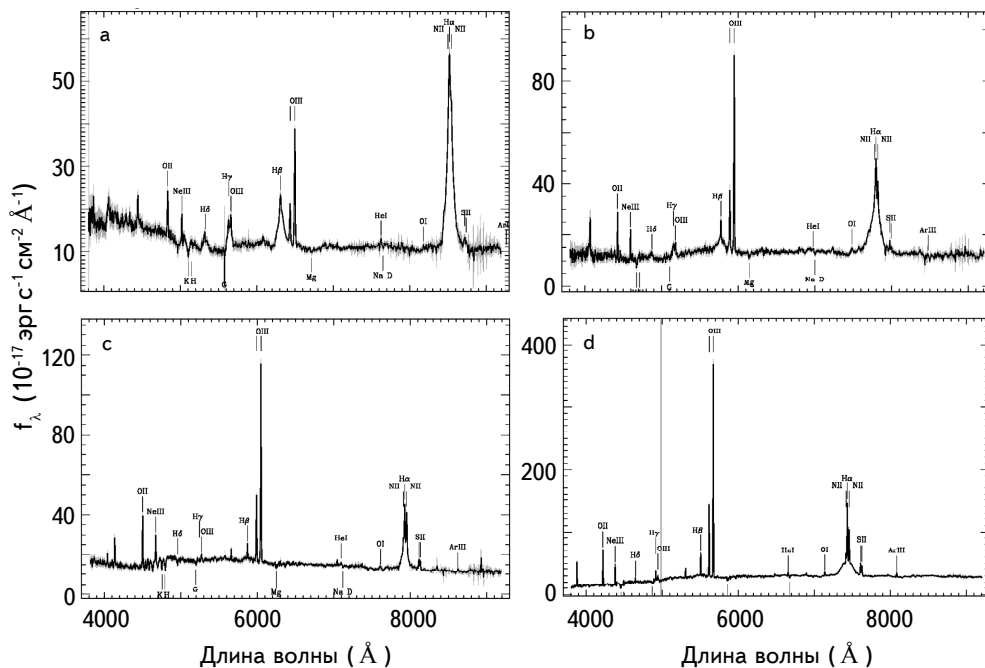
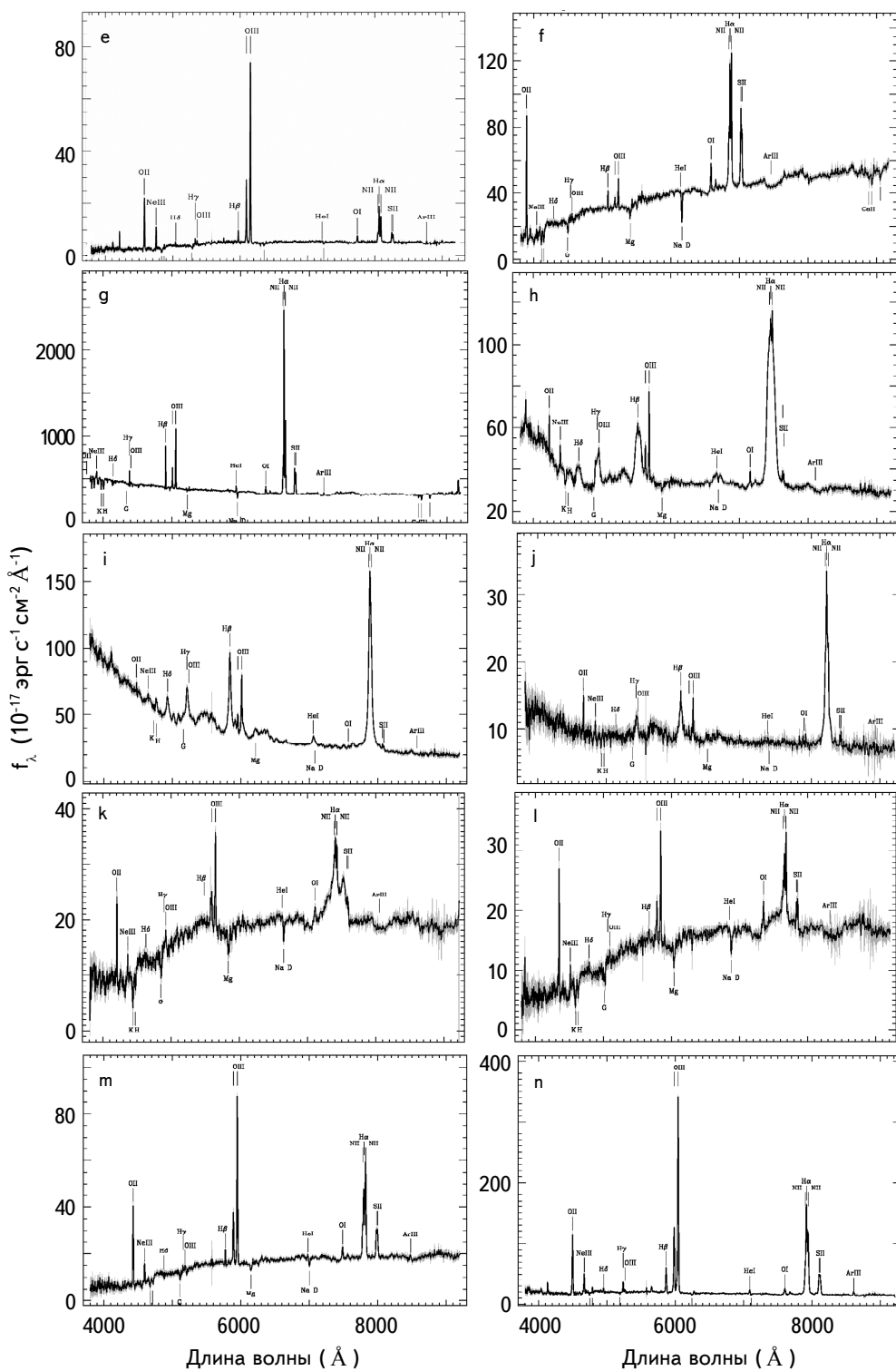


Рис.1. Примеры спектров SDSS DR15 для некоторых из исследуемых объектов и для демонстрации различных типов активности. а) Sy1.2, б) Sy1.5, в) Sy1.8, д) Sy1.9, е) Sy2.0, ф) LINER, г) HII, г) NLS1.2, и) NLS1.5, ж) NLS1.8, к) Sy1.5/LINER л) Sy1.9/LINER, м) Sy2.0/LINER, н) Sy2.0/HII, о)LINER/HII, п) AGN, q) Em, r) Abs.



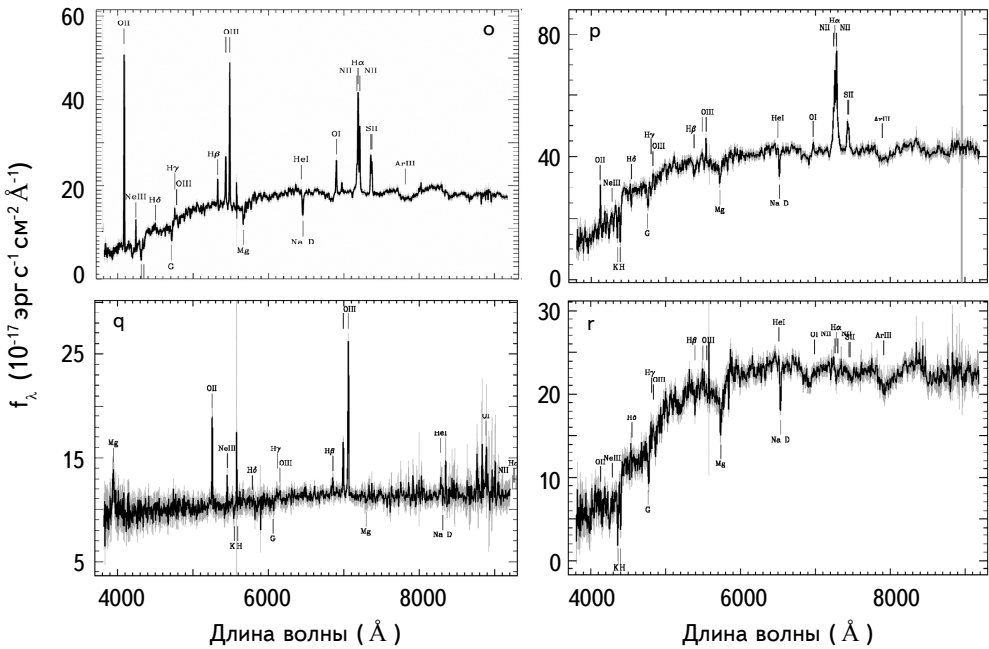


Рис.1. Окончание.

на них. Кроме того, на диагностических диаграммах не учитываются широкие компоненты эмиссионных линий, а это может иметь решающее значение для классификации подклассов сейфертовских галактик 1.0–1.9. С их помощью, мы отличаем сейфертовские галактики от Лайнеров по критерию $[OIII]/H\beta > 4$,

Таблица 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

Тип активности	Старая классификация		Новая классификация	
	Количество	%	Количество	%
Seyfert 1.0, 1.2, 1.5	33	34.38	12	12.50
Seyfert 1.8, 1.9, 2.0	39	40.63	12	12.50
Seyfert/Seyfert?	4	4.17	-	-
NLS1 (all subclasses)	-	-	7	7.29
LINER	8	8.33	30	31.25
HII	2	2.08	6	6.25
Composite (AGN)	-	-	18	18.75
Composite (AGN/HII)	-	-	3	3.13
AGN	6	6.25	2	2.08
Em	-	-	5	5.21
Abs	-	-	1	1.04
Unknown	4	4.17	-	-
Всего	96	100.00	96	100.00

а AGN от HII по критериям $[NII]/H\alpha > 2/3$ и $[OI]/H\alpha > 0.1$.

На рис.1 приведены примеры спектров для различных типов активности.

Используя данные из спектров, были построены диагностические диаграммы для исследуемых объектов (рис.2).

Среди исследуемых объектов проявляются следующие типы активности:

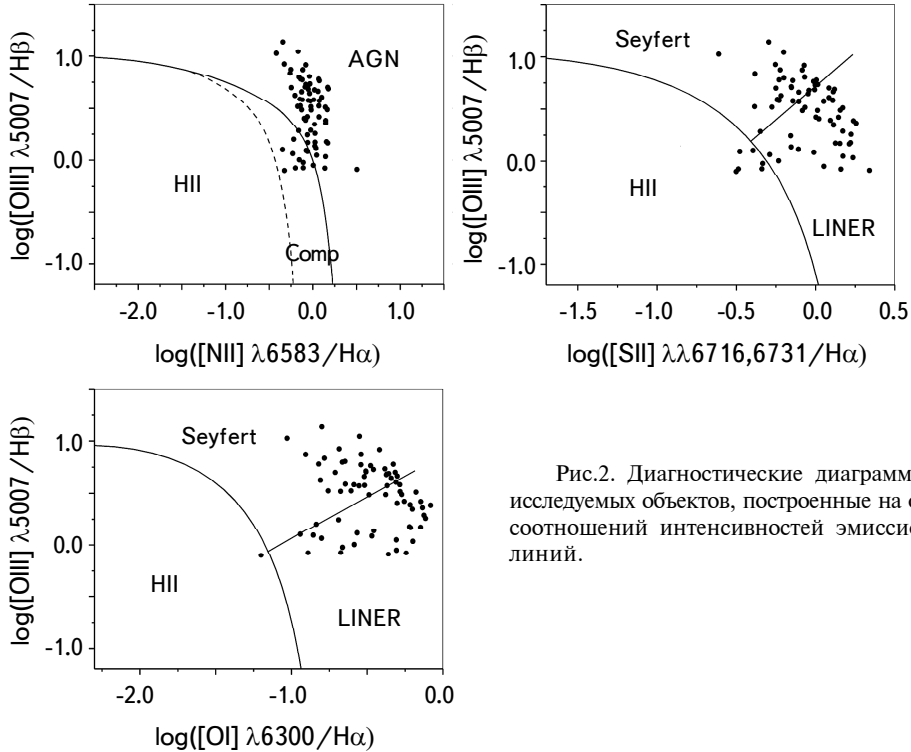


Рис.2. Диагностические диаграммы для исследуемых объектов, построенные на основе соотношений интенсивностей эмиссионных линий.

Sy1.0, NLS1.0, Sy1.2, NLS1.2, Sy1.5, NLS1.5, Sy1.8, Sy1.9, Sy2.0, LINER, HII, Составные, AGN, Em и Abs, которые были подробно описаны авторами Микаелян и др. [25,29], Абрамян и др. [26,28], Паронян и др. [27]:

Используя спектры из SDSS DR15 и диагностические диаграммы (рис.2), проведена классификация для 96 объектов. В результате для 85% из этих объектов изменилась классификация (табл.2).

Имея классификацию исследуемых объектов (табл.2 и 3), мы построили распределение красного смещения (рис.3).

Из рис.3 видно, что исследуемые объекты имеют красное смещение до 0.42. С помощью данных об абсолютных звездных величинах [30] была построена зависимость между красным смещением и абсолютной звездной величиной (рис.4.)

Из рис.4 видно, что исследуемые объекты в диапазоне до 0.42 красного

смещения имеют абсолютные звездные величины от -17.4 до -23.6.

В табл.3 приводится детальная информация о старой и новой классификациях.

Под старой классификацией мы имеем в виду классификацию, которая была взята из VCV-13, а новая классификация - это наша классификация.

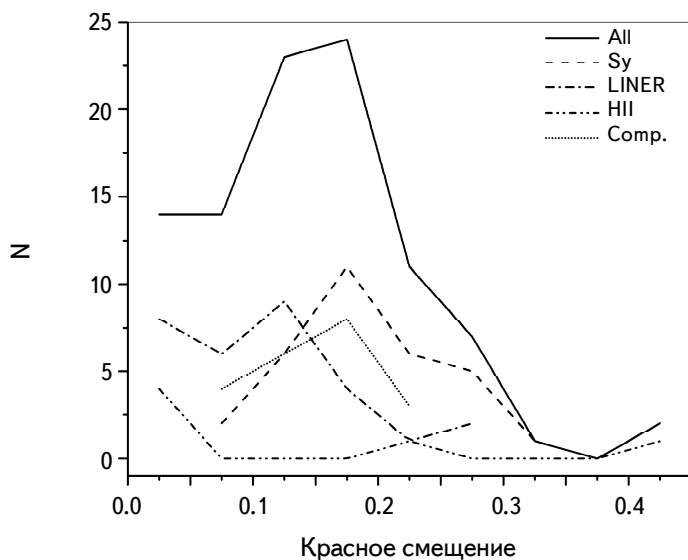


Рис.3. Распределение объектов по красным смещениям.

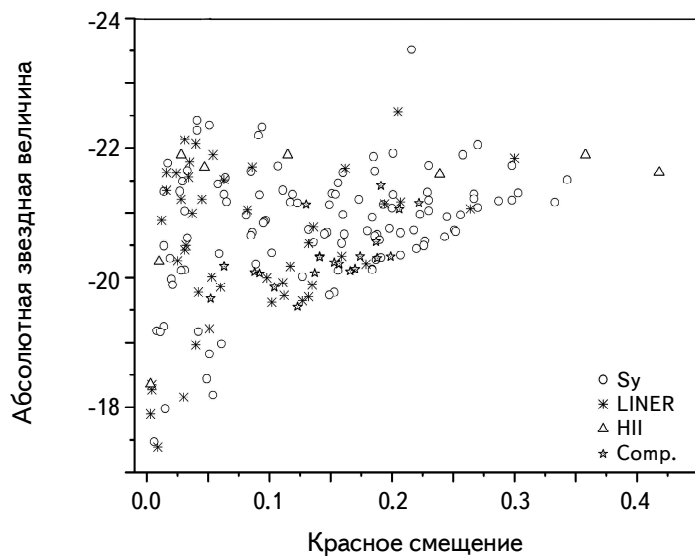


Рис.4. Зависимость абсолютной звездной величины от красного смещения.

ДЕТАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

N	VCV-13		SDSS фотометрия						Классификация	
	RAJ2000	DEJ2000	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	Красное смещение	старая	новая
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	7.139167	0.919444	19.528	17.879	17.214	16.808	16.66	0.10429	Sy2	Sy2.0/LINER
2	15.523750	14.723611	20.125	18.334	17.166	16.654	16.296	0.18817	Sy2	Sy2.0/LINER
3	25.579167	13.462778	18.578	18.249	17.867	17.775	17.338	0.26685	Sy1	Sy1.5
4	27.067917	0.329167	18.492	16.909	16.009	15.526	15.212	0.092	Sy1	Sy1.9/LINER
5	117.150833	24.006667	19.792	19.188	18.558	18.15	18.153	0.40972	BZQ	Em
6	118.184167	45.949444	17.154	15.372	14.429	13.946	13.608	0.05145	Sy1.9	Sy1.9/LINER
7	121.395833	24.164167	18.118	16.231	15.371	14.879	14.563	0.05968	Sy2	LINER
8	123.349167	7.568056	18.754	16.759	15.735	15.204	14.863	0.11239	Sy1	LINER
9	124.480000	31.473889	19.412	17.627	16.805	16.28	16.007	0.12376	-	Sy2.0/LINER
10	125.390417	47.043333	19.315	17.859	16.894	16.37	16.095	0.12825	Sy1	Sy1.5/LINER
11	125.539583	47.098056	18.429	17.207	15.683	15.135	14.852	0.12708	Sy1.5	LINER
12	125.752083	6.891667	18.994	18.742	18.347	18.091	17.818	0.25224	Sy1	NLS1.8
13	129.470000	44.840556	20.307	18.498	17.144	16.615	16.309	0.20657	Sy2	Sy2.0
14	135.224167	38.937778	21.701	19.733	18.416	18.003	17.703	0.22828	AGN	Sy2.0
15	135.272083	29.029444	20.488	18.639	17.629	17.193	16.923	0.19405	Sy2	LINER
16	137.891250	44.380556	18.571	18.412	17.918	17.68	17.134	0.29753	Sy1	Sy1.2
18	138.006667	53.343333	19.102	16.964	15.939	15.495	15.2	0.10173	Sy2/BZG	LINER
19	140.285833	45.649444	19.299	17.905	16.805	16.285	16.101	0.17456	Sy1.9	Sy1.9/LINER
20	143.965417	61.353333	16.584	14.887	14.081	13.594	13.143	0.03939	Sy1	LINER
21	144.970000	35.899444	19.414	17.872	16.763	16.337	16.119	0.13657	Sy2	Sy2.0/LINER
22	145.015833	51.072500	20.531	18.871	17.632	17.058	16.75	0.20661	Sy1	LINER
23	145.350000	39.745000	18.657	17.08	16.113	15.646	15.322	0.1075	Sy2	Sy2.0
24	145.436667	57.856667	18.48	17.744	16.858	16.41	16.117	0.15855	Sy1	Sy1.8
25	146.357917	35.350833	19.074	18.324	17.633	17.34	17.209	0.20777	Sy?	Sy1.8
26	146.937917	7.422222	17.345	16.636	16.123	15.396	15.387	0.08556	Sy1.5	Sy1.5
27	148.737083	9.498611	18.145	18.054	17.698	17.819	17.183	0.29825	Sy1.5	Sy1.5
28	150.456250	28.786111	18.548	17.955	16.828	16.627	16.811	0.1849	Sy1.9	Sy1.9
29	150.493750	55.680556	13.723	12.155	11.249	10.719	10.31	0.00393	Sy2	Em
30	151.507083	34.903056	17.799	16.108	15.088	14.625	14.267	0.09936	LINER	LINER
31	157.931250	52.426389	19.999	18.489	17.338	16.797	16.492	0.16651	AGN	Sy1.9/LINER
32	163.751667	52.033333	19.272	18.606	17.726	17.228	17.168	0.18753	AGN	Sy1.5
33	167.189583	2.044444	18.989	17.608	16.618	16.134	15.819	0.15764	Sy1/BZG	Sy1.9/LINER
34	168.636667	10.842778	20.121	18.65	17.414	16.893	16.568	0.19327	Sy1	Sy1.9
35	168.662083	32.692500	21.219	18.949	17.133	16.096	15.805	0.18758	Sy1n	NLS1.8
36	169.779167	60.075000	19.11	18.091	17.458	17.143	16.621	0.26428	Sy2	LINER
37	170.114583	58.936944	19.535	18.111	17.039	16.631	16.338	0.15875	Sy2	LINER
38	171.158750	37.377778	18.796	18.548	17.722	17.23	17.088	0.22689	Sy1	Sy1.5
39	171.494583	20.098333	18.376	17.355	16.617	16.193	15.907	0.13297	-	LINER
40	172.131667	58.562222	13.977	13.161	12.643	12.347	12.023	0.00999	HII	HII
41	172.589167	0.972778	18.454	17.153	16.208	15.749	15.54	0.13258	Sy1.8	Sy1.9
42	174.338750	61.333611	19.258	17.82	16.879	16.347	16.096	0.11114	Sy2	LINER

Таблица 3 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
43	175.200000	46.368056	16.01	15.802	15.628	15.249	15.259	0.11452	Sy1/BZQ	NLS1.2
44	175.745000	1.906111	19.453	18.322	17.638	17.259	16.969	0.13244	Sy2	LINER
45	175.915000	46.355556	18.508	16.455	15.382	14.895	14.578	0.11603	Sy	LINER
46	176.410417	44.339167	19.309	18.599	17.808	17.392	17.033	0.29974	Sy2	LINER
47	176.842083	35.018889	17.101	15.474	14.589	14.112	13.838	0.06289	Sy2/BZG	Sy1.9/LINER
48	178.586250	45.391389	19.149	18.229	17.31	16.905	16.736	0.1915	Sy1	Sy1.9/LINER
49	179.078333	31.468056	19.236	18.898	18.585	17.979	17.742	0.41743	Sy2	HII
50	179.365000	43.301389	18.177	18.056	17.582	17.245	17.254	0.23033	Sy1	NLS1.2
51	180.764583	60.521667	17.268	16.015	15.251	14.824	14.546	0.0653	LINER/BZB	Em
52	183.540417	54.526389	14.445	13.728	13.234	13.146	12.759	0.00818	HII	HII
53	184.707917	50.438056	19.723	18.382	17.176	16.883	16.675	0.1992	Sy2	Sy2.0/HII
54	185.805000	54.151944	17.357	16.959	16.574	16.179	16.13	0.15579	Sy1.5	Sy1.5
55	186.304167	32.233889	16.69	14.803	13.892	13.413	13.069	0.05923	Sy2	LINER
56	188.567917	50.907222	19.696	18.144	16.993	16.46	16.133	0.17248	Sy?	AGN
57	188.626250	41.159444	19.747	18.448	17.203	16.952	16.775	0.19093	Sy2	Sy2.0
58	193.550000	27.625556	18.477	16.544	15.613	15.157	14.871	0.08582	Sy2	LINER
59	195.997917	3.658889	20.544	18.74	17.504	16.983	16.67	0.18392	Sy1	Sy1.9
60	197.769583	27.468611	19.976	18.692	17.452	16.989	16.708	0.23992	Sy2	HII
61	200.555833	21.789167	17.203	16.617	16.25	15.78	15.744	0.08519	-	Sy1.8
62	203.222083	2.012500	18.856	18.374	17.631	17.096	16.942	0.21582	Sy1	Sy1.5/LINER
63	203.656250	56.530000	18.397	18.382	18.342	18.371	17.832	0.34262	Sy1/BZQ	Sy1.2
64	204.572083	48.276111	15.78	14.429	13.836	13.443	13.115	0.02758	Sy2	HII
65	204.574167	48.277778	15.773	14.488	13.839	13.537	13.289	0.0277	LINER	LINER
66	205.395417	53.745278	19.325	17.723	16.673	16.182	15.864	0.14094	AGN	Sy1.9/LINER
67	205.681667	5.075833	18.52	17.367	16.432	15.987	15.648	0.13648	Sy1	LINER
68	206.175417	55.886944	16.584	14.98	14.304	13.845	13.704	0.03734	Sy2	LINER
69	206.182500	55.050000	19.151	17.123	15.961	15.48	15.167	0.15291	AGN	Sy2.0/LINER
70	206.438333	53.547500	18.082	17.651	17.011	16.471	16.322	0.13561	Sy1	NLS1.2
71	206.573333	62.346111	17.137	16.877	16.497	15.978	15.961	0.11618	Sy1	Sy1.5
72	208.075000	31.446111	16.857	15.056	14.125	13.615	13.261	0.04519	LINER	LINER
73	208.213333	65.686944	17.921	17.173	16.356	16.08	16.117	0.20644	Sy2	Sy2.0/HII
74	210.631667	2.262778	19.443	17.906	16.942	16.556	16.299	0.17965	Sy2.0	Sy2.0
75	218.166250	36.302500	15.445	13.564	12.485	11.975	11.545	0.01325	LINER	Em
76	220.761250	52.026944	18.549	17.572	16.671	16.104	15.901	0.14121	Sy1.5	Sy1.5/LINER
77	222.340000	63.270556	16.118	14.281	13.523	13.118	12.859	0.04168	Sy2	LINER
78	225.914583	10.267500	19.863	17.859	16.891	16.396	16.087	0.09511	Sy2	LINER/HII
79	228.065833	2.054444	19.123	18.436	17.645	17.196	16.897	0.21985	Sy1/BZG	Sy1.9/LINER
80	228.416667	26.124167	20.004	17.872	16.83	16.394	16.013	0.10853	Sy2	Abs
81	229.167500	0.250556	17.229	15.679	14.801	14.332	14	0.05259	LINER/BZG	LINER
82	229.185417	7.021389	15.717	13.656	12.76	12.332	12.007	0.03453	Sy2	LINER
83	229.288333	33.890000	18.68	16.887	15.753	15.191	15.054	0.13515	Sy2	LINER
84	229.525833	42.745278	16.278	15.298	14.757	14.318	14.013	0.04027	LINER	HII
85	231.525417	41.670833	15.442	13.759	12.894	12.659	12.168	0.00829	LINER	LINER
86	232.425833	35.147500	18.37	18.565	18.058	17.891	16.966	0.28712	-	Sy1.2
87	233.418333	35.739167	18.63	18.515	18.228	17.777	17.783	0.15637	Sy1	Sy1.5
88	239.865417	53.515000	20.42	18.626	17.54	17.172	16.879	0.17921	Sy2	LINER
89	240.693333	52.732778	18.272	16.62	15.694	15.148	14.857	0.10569	Sy1	AGN

Таблица 3 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
90	241.327083	37.948056	17.308	17.192	17.063	16.829	16.932	0.20096	Sy1n/AGN	NLS1.5
91	243.582083	50.465556	17.439	15.475	14.456	14.003	13.705	0.06026	Sy2	LINER
92	244.427917	32.376111	18.249	17.498	16.81	16.072	16.119	0.151	Sy1	Sy1.5
93	250.952500	17.263333	18.704	17.272	16.138	15.647	15.245	0.163	Sy2	LINER
94	258.344167	32.941111	17.901	17.224	16.641	16.145	15.927	0.10158	Sy1	NLS1.5
95	263.099167	55.414722	18.153	16.107	15.139	14.682	14.341	0.06187	Sy?	Em
96	353.305000	0.820000	19.454	18.07	17.121	16.661	16.486	0.1699	Sy2	Sy2.0/LINER

Из табл.1 и 2 видно, что 4 объекта ранее не имели классификацию. С помощью спектров SDSS DR15 мы впервые классифицировали эти объекты.

4. *Заключение.* В этой работе приведена детальная спектральная классификация 96 активных галактик из каталога VCV-13. С помощью известных радиокаталогов эти объекты идентифицированы как радиоисточники. Были отобраны те галактики, которые имели радиопотоки, по крайней мере, в 6 разных радиодиапазонах и оптическое спектральное отождествление в SDSS. Используя SDSS спектры этих объектов, для них определены типы активности. Для более уверенной классификации использовались три диагностические диаграммы (рис.2) и прямое исследование спектров. В результате для 85% из этих объектов изменились классификации (табл.2, 3).

С помощью спектров SDSS DR15 и диагностических диаграмм впервые были классифицированы четыре объекта.

Радиопотоки в разных радиодиапазонах позволяют построить спектральное распределение энергии в радио и сопоставлять с оптическими типами активности (38 МГц до 15.7 ГГц). И для этих объектов были получены радио-спектральные индексы: $\bar{\alpha} = -0.609 \pm 0.056$, $\bar{\alpha}_{sy} = -0.601 \pm 0.027$, $\bar{\alpha}_{LINER} = -0.596 \pm 0.025$, $\bar{\alpha}_{HII} = -0.667 \pm 0.039$, $\bar{\alpha}_{Comp.} = -0.713 \pm 0.043$ [30].

Спектральная классификация различных выборок активных галактик приводит к накоплению данных по большому количеству объектов, что позволило развить детальную классификацию по типам активности с использованием подклассов объектов с широкими и узкими разрешенными линиями и объектов с составным спектром [25-29].

CLASSIFICATION BY ACTIVITY TYPE OF A SAMPLE
OF GALAXIES WITH RADIO EMISSIONH.V.ABRAHAMYAN, A.M.MICKAELIAN, G.M.PARONYAN,
G.A.MIKAYELIAN

This work provides a detailed spectral classification of 96 active galaxies from the Véron-Cetty and Véron catalog (2010, 13th version, VCV-13), which is a catalog of active galaxies and quasars. These objects were identified as radio sources using different radio catalogs in different radio bands. Having data from radio catalogs, we took those galaxies that had radio streams in at least 6 different radio bands and optical spectral identification from the SDSS catalog. Using the spectra from the SDSS catalog, these 96 objects were studied and detailed types of activity for them. For a more confident classification we used three diagnostic charts and a direct study of the spectra. As a result, we have changed classification for 85% of these objects. Radio radiation in different radio bands allows us to build the spectral energy distribution in the radio and compare with the optical types of activity.

Keywords: *galaxies: active galactic nuclei: radio galaxies: spectral classification*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.P.Véron-Cetty, P.Véron*, Astron. Astrophys., **518**, A10, 2010.
2. *D.J.Helfand, R.L.White, R.H.Becker*, Astrophys. J., **801**, 17, 2015.
3. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, Astrophys. J., **115**, 1693, 1998.
4. *P.C.Gregory, J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl., **75**, 1011, 1991.
5. *P.C.Gregory, W.K.Scott, K.Douglas et al.*, Astrophys. J. Suppl., **103**, 427, 1996.
6. *D.O.Edge, J.R.Shakeshaft, W.B.McAdam et al.*, Mem. R. Astron. Soc., **68**, 37, 1959.
7. *J.D.H.Pilkington, J.F.Scott*, Mem. R. Astron. Soc., **69**, 183, 1965.
8. *S.E.G.Hales, J.M.Riley, E.M.Waldram et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **382**, 1639, 2007.
9. *S.E.G.Hales, E.M.Waldram, N.Rees et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **274**, 447, 1995.
10. *E.M.Waldram, G.G.Pooley, K.J.B.Grainge et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **342**, 915, 2003.
11. Consortium, *M.L.Davies, T.M.O.Franzen et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **415**, 2708, 2011.

12. *T.Mauch, T.Murphy, H.J.Buttery et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **342**, 1117, 2003.
13. *C. De Breuck, Y.Tang, A.G. de Bruyn et al.*, Astron. Astrophys., **394**, 59, 2002.
14. *G. de Bruyn, G.Miley, R.Rengelink et al.*, VizieR On-line Data Catalog: VIII/62, Originally published in: WENSS Collaboration NFRA/ASTRON and Leiden Observatory, 1998.
15. *M.I.Large, L.E.Cram, A.M.Burgess*, The Observatory, **111**, 72, 1991.
16. *J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Bozayan et al.*, Astrophys. J., **111**, 1945, 1996.
17. *X.Zhang, Y.Zheng, H.Chen et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **121**, 59, 1997.
18. *S.T.Myers, N.J.Jackson, I.W.A.Browne et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **341**, 1, 2003.
19. *W.M.Lane, W.D.Cotton, S. van Velzen et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **440**, 327, 2014.
20. *H.T.Intema, P.Jagannathan, K.P.Mooley et al.*, Astron. Astrophys., **598**, 28, 2017.
21. *D.S.Aguado, R.Ahumada, A.Almeida et al.*, Astrophys. J. Suppl., **240**, 23, 2019.
22. *D.E.Osterbrock*, Proc. Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 9th, Munich, West Germany, Dec 14-19, 1978, New York, New York Academy of Sciences, p.2, 1980.
23. *E.Massaro, A.Maselli, C.Leto et al.*, Astrophys. Space Science, **357**, 1, 2015.
24. *A.E.Reines, J.E.Greene, M.Geha*, Astrophys. J., **755**, 2, 2013.
25. *G.A.Mikayelyan, A.M.Mickaelian, H.V.Abrahamyan et al.*, Astrophysics, **62**, 452, 2019.
26. *H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, G.M.Paronyan et al.*, Communications of the Byurakan Astrophysical Observatory (ComBAO), **66**, 1, 2019.
27. *G.M.Paronyan, A.M.Mickaelian, G.S.Harutyunyan et al.*, Astrophysics, **62**, 147, 2019.
28. *H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, G.A.Mikayelyan et al.*, Communications of the Byurakan Astrophysical Observatory (ComBAO), **65**, 1, 2018.
29. *A.M.Mickaelian, G.S.Harutyunyan, A.Sarkissian*, Astron. Lett., **44**, 351, 2018.
30. *H.V.Abrahamyan*, submitted, 2020.

EXPLORING THE ORIGIN OF MULTIWAVELENGTH EMISSION FROM HIGH-REDSHIFT BLAZAR B3 1343 + 451

N.SAHAKYAN^{1,2}, G.HARUTYUNYAN¹, D.ISRAYELYAN¹,
M.KHACHATRYAN¹

Received 20 February 2020

Accepted 24 June 2020

B3 1343 + 451 is a distant ($z = 2.534$) and bright flat-spectrum radio quasar observed in the γ -ray band. The results from the multiwavelength observations of B3 1343 + 451 with Fermi-LAT and Swift are reported. In the γ -ray band, strong flares were observed on 05 December 2011 and on 13 December 2009 when the flux increased up to $(8.78 \pm 0.83) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. The hardest photon index $\Gamma = 1.73 \pm 0.24$ has been observed on MJD 58089 which is not common for flat-spectrum radio quasars. The analysis of Swift XRT data shows that in 2014 the X-ray flux of the source increased ~ 2 times as compared to 2009, but in both periods the X-ray emission is characterized by a hard photon index of $\Gamma_{\text{X-ray}} = 1.2 - 1.3$. During the γ -ray flares, the shortest flux halving timescale was ~ 2.34 days, implying the emission had been produced in a very compact region, $R \leq \delta ct / (1 + z) = 3.43 \cdot 10^{16}$ cm (when $\delta = 20$). The spectral energy distribution of B3 1343 + 451 is modeled during the quiescent and flaring periods assuming a compact emitting region outside the BLR. It is found that the flares can be explained by only changing the bulk Lorentz factor of the emitting region without significant modification of the emitting electron parameters and luminosity of the jet.

Keywords: *B3 1343 + 451: γ -rays: X-rays: Blazars*

1. Introduction. Blazars are radio-loud active galactic nuclei (AGNs) the relativistic jets of which are inclined toward the observer, i.e. have a small angle (several degrees) to the line of sight [1]. Due to this small inclination angle and relativistic motion, the intensity of these sources is significantly boosted in the observer frame and is dominated by the non-thermal emission produced inside the jet [2]. Blazars are observed throughout the electromagnetic spectrum, from radio to High Energy (HE) γ -rays, exhibiting a double-peaked structure. The first peak is believed to be produced from the synchrotron emission of electrons within the jet while the nature of the second component is debatable. Within well-known leptonic scenarios, this component is attributed to inverse Compton (IC) scattering of low-energy photons. The origin of the photon field mostly depends on the type of the blazars: for BL Lacs which have weak or no emission lines the synchrotron photons can serve as targets for IC scattering [3-5], while the SEDs of Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQs) with stronger and quasar-like emission lines are better explained when the photons external to the jet are considered [6,7]. Alternatively, in hadronic scenarios the HE component is due to relativistic protons

accelerated within the jet, either via their synchrotron radiation [8], or via secondary emission from particles generated in the interaction of the protons with low-energy photon fields [9,10]. Now, these hadronic models are more frequently applied to model the multimessenger data from the observations of blazars after the association of neutrinos [11,12] with the TXS 0506+056 [13-16].

One of the most distinct characteristics of blazar emission is rapid and high amplitude variability across the whole electromagnetic spectrum. The most dramatic and short time scale changes have been observed in the γ -ray band. For example, Brown [17] showed that during the γ -ray flares of PKS 1510-089 the flux doubling timescale was as short as 1.3 ± 0.12 hr or Ackermann et al. [18] showed that the flux doubling time of 3C 279 2015 June flare was less than 5 minutes. Interestingly, in the γ -ray band, the emission from NGC 1275 radio galaxy is also variable in short time scales, 1.21 ± 0.22 hr, which had never been previously observed for any radio galaxy [19,20]. This strongly constrains the emitting region size, suggesting the radiation comes from the sub-parsec scale regions of the jet. Therefore the observations of blazars contain valuable information on the initial sub-parsec-scale region of their jets.

The distant blazar B3 1343 + 451 is among the FSRQs detected by Fermi-Large Area Telescope (LAT). During the recent years, it was reported [21,22] that several times this source was in the high emission/bright flaring state in the γ -ray band which is interesting considering the distance of B3 1343 + 451 ($z = 2.534$). Also, the source was monitored by the Neil Gehrels Swift observatory (Swift) several times in various years, providing the data in optical/UV and X-ray bands. Combining this with a large amount of data available in the γ -ray band (more than ten years) will allow a detailed investigation of the origin of multiwavelength emission from B3 1343 + 451. Moreover, for some periods the source was in a flaring state which allows to constrain the emitting region size and location, magnetic field, electron energy distribution, and so on which makes B3 1343 + 451 an ideal object for exploring the physics of the jets of distant FSRQs.

Here the broadband emission from B3 1343 + 451 is studied by analyzing Swift UVOT/XRT and Fermi-LAT data. The data analysis and reduction are presented in Section 2. The broadband SED modeling is presented in Section 3, and results and discussion are provided in Section 4. The conclusion is summarized in Section 5.

2. Data analysis. The data accumulated in the HE γ -ray band by Fermi-LAT is crucial for understanding the nature of variable emission from the blazars. The γ -ray data, being continuously accumulated since 2008, allows to indentify different emission states of the sources, compare them with the observations in the other bands and build contemporaneous SEDs necessary for the theoretical modeling. In order to investigate the origin of the emission from B3 1343 + 451,

initially the available γ -ray data have been analyzed.

2.1. *Fermi-LAT data extraction and analyses.* Fermi-LAT on board the Fermi satellite is a pair-conversion telescope, operating since August 4, 2008, and is designed to detect HE γ -rays in the energy range from 20 MeV to 300 GeV [23]. In this study, the data set collected during the first ten years of Fermi-LAT operation, from August 4, 2008, to August 4, 2018 (MET 239557417-555033605) was used. The data were analyzed with the standard Fermi Science Tools 1.2.1 software package using the most recent reprocessed PASS eight events and spacecraft data in the energy range from 100 MeV to 500 GeV and using P8R3_SOURCE_V2 instrument response function. The entire data set is filtered with *gtselect* and *gtmktime* tools and only the events with a high probability of being photons *evclass*=128, *evtype*=3 have been considered. The zenith angle cutoff is made to exclude atmospheric γ -rays from the Earth limb that can be a significant source of background.

The photons from a circular region with a radius of 12° around the γ -ray position of B3 1343 + 451 (RA, Dec) =(206.394, 44.884) have been extracted. These photons are then binned with the *gbin* tool with a stereographic projection into pixels of $0^\circ.1 \times 0^\circ.1$ and into 37 equal logarithmically-spaced energy bins. The model for which the likelihood is calculated is a combination of point-like sources within a $16^\circ.5 \times 16^\circ.5$ square region of interest (ROI) and diffuse Galactic and extragalactic models which were modeled using the standard *gll_iem_v06* and *iso_P8R2_SOURCE_V6_v06* models. The model file describing ROI was created using the Fermi-LAT fourth source catalog (4FGL; [24]) which contains sources within ROI $+5^\circ$ from B3 1343 + 451. The normalization of background models, as well as fluxes and spectral indexes of the sources within the ROI, are considered as free parameters during the analysis, while for the sources outside the ROI the spectral slopes and normalizations were fixed to the values given in the 4FGL catalog.

Initially, for the whole time period, the binned likelihood analysis is performed by *gtlike* tool modeling the γ -ray spectrum of B3 1343 + 451 using a log-parabola [25] as in 4FGL. After constraining the parameters of all sources included in the model, the analysis is repeated assuming a power-law shape for the γ -ray spectrum of B3 1343 + 451. The output model is used in the light-curve calculations, as for the short periods the power-law model better represents the spectrum. The γ -ray light curves were calculated by repeating the same analysis for shorter time periods applying an unbinned maximum likelihood analysis method considering photons from 0.1 to 300 GeV energy range. In the model file obtained from the whole-time analysis, the photon indexes of all background sources are fixed to the best guess values in order to reduce the uncertainties in the flux estimations,

but the normalization of sources within the ROI are free to vary. Since no variability is expected for the underlying background diffuse emission, we fixed their parameters to the average values obtained in the ten-year analysis.

The γ -ray light curve of B3 1343+451 computed for three-day bins above 100 MeV is shown in Fig.1. Several bright γ -ray emission states of the source can be identified, namely from MJD 55083 to 55116, from 55839 to 55965, from 56160 to 56235 and from 57021 to 57126. Interestingly, during the prolonged γ -ray active period from MJD 55720 to 57230, not only two major flares from the source were observed but also the flux increased from its average level and remained so for nearly 500 days. The peak flux of $(8.78 \pm 0.83) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ with a photon index of $\Gamma = 2.02 \pm 0.07$ was observed on MJD 56175 within three days with a detection significance of 25.1σ . Another substantial increase of the γ -ray flux has been observed on MJD 55893 when the flux was $(8.73 \pm 0.85) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ with $\Gamma = 2.10 \pm 0.08$ photon index and with 24.0σ detection significance. The γ -ray photon index variation in time computed for three-day bins is shown in the middle panel of Fig.1. Most of the time, the photon index varies around its averaged value reported in 4FGL (2.14 from the log-parabolic fit), but in some periods hardening and softening are evident. The hardest photon index of $\Gamma = 1.73 \pm 0.24$ has been observed on MJD 58089 with 6.2σ while the softest one 3.13 ± 0.31 was observed on MJD 57675. Unfortunately, in some periods the uncertainties

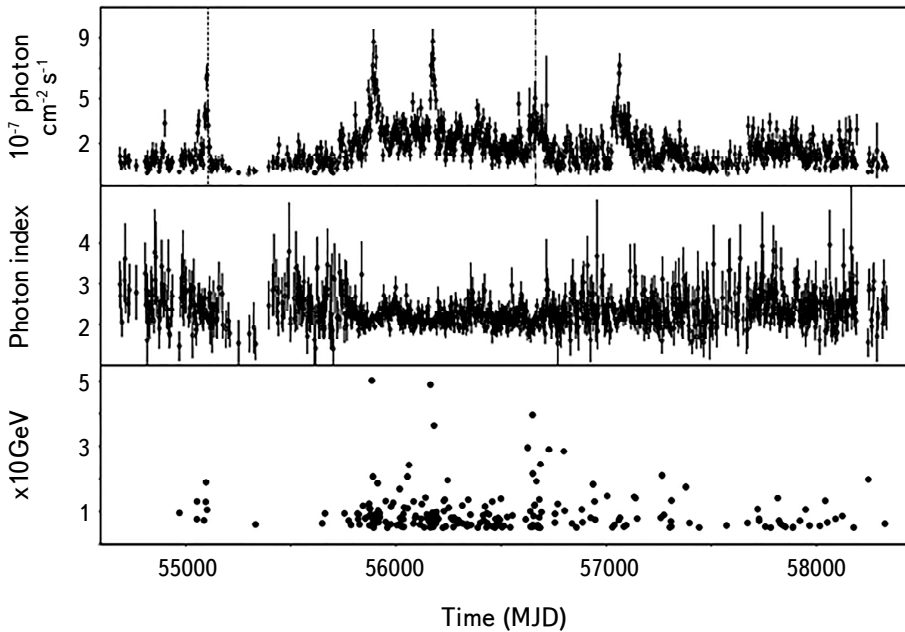


Fig.1. The evolution of γ -ray flux and spectral index of B3 1343+451 in time computed using 3-day bins. The lower panel shows the arrival time of HE photons (with energy > 5 GeV).

in the photon index estimation are relatively large, which does not allow to make a definite conclusion on the variability of the spectral index.

The evolution of the γ -ray photon index was further investigated by plotting it versus flux (Fig.2a) considering only the time bins when the detection significance was above 4.0σ . From the plot, the averaged photon index and flux are $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ and ~ 2.1 , respectively. There is a hint of spectral hardening as the source gets brighter, i.e., during the bright periods the photon index of the source is relatively harder. In the γ -ray band such behavior has already been observed from several blazars (e.g., [26-28]) and radio galaxies (e.g., NGC 1275 [19]). Such evolution of the spectral index and flux is expected when accelerated HE electrons are cooled down (e.g., [29]). However, the linear-Pearson correlation test yields to $r_p = 0.05$ with p -value being 0.19. This implies there is a marginal linear correlation between the flux and photon index but it is not statistically significant.

During the three outbursts in the γ -ray band (the first three peaks in Fig.1

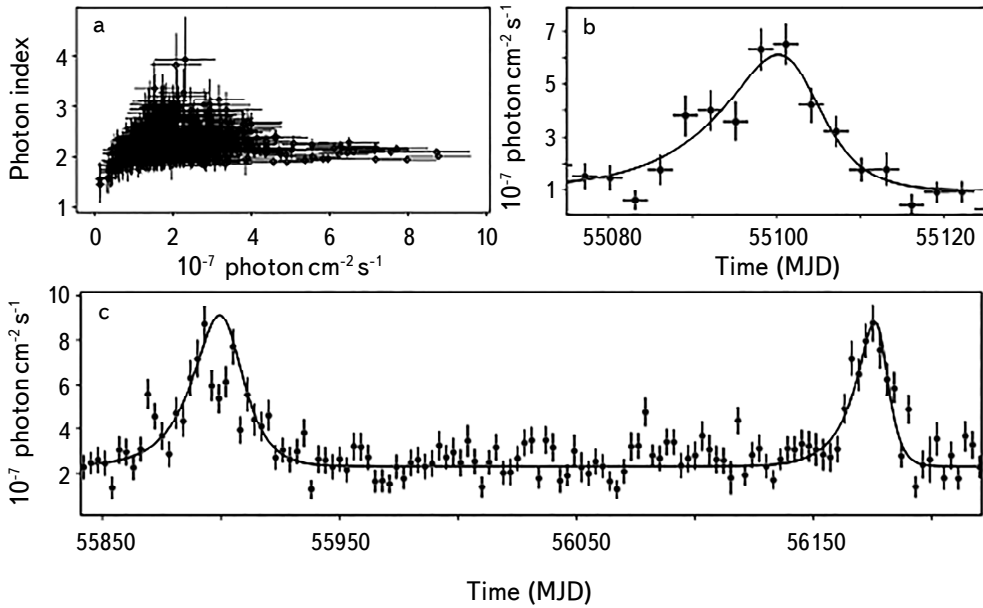


Fig.2. Upper left: B3 1343 + 451 γ -ray photon index vs. flux in three-day bins. Upper right and lower panels: the flare time profile analyses.

upper panel) the rising and decaying shapes of the flares can be well constrained by the data. The temporal evolution of each flare has been studied separately. For this purpose, we performed a time profile fitting of these flares by a sum of exponentials which gives the rise and decay times of each peak [30],

$$F(t) = F_c + F_0 \left(\exp \frac{t_0 - t}{t_r} + \exp \frac{t - t_0}{t_d} \right)^{-1}$$

where F_0 is the flux at t_0 representing the approximate flare amplitude, F_c is the quiescent flux, t_r and t_d are the rise and decay times of the flare, respectively. The light curve was fitted with the nonlinear optimization python package *lmfit*¹.

The fitting parameters are summarized in Table 1 and the corresponding fit is shown in Fig.2b, c. The time profiles show asymmetric structures in all flares, showing a slow rise and a fast decay trend. The rise time of the first flare is 7.91 ± 1.84 days dropping within 3.38 ± 0.84 days. The time peak of the first flare, $t_p = t_0 + t_r t_d \ln(t_d/t_r)/(t_r + t_d)$ is at MJD 55100.3 with a flare amplitude of $(9.42 \pm 1.21) \cdot 10^{-7}$ photon cm⁻² s⁻¹. The next flares are fitted together with the same constant level of the flux to reduce the number of free parameters. These flares reach the peaks within 11.34 ± 2.85 and 9.21 ± 2.43 days, respectively, then the second one quickly drops to its average level within 3.64 ± 1.24 days while the decay of the other flare is relatively slow, 7.66 ± 2.19 (Table 1). The time peak of the flares are at MJD 55899.5 and MJD 56175.98 with amplitudes of $(13.41 \pm 2.67) \cdot 10^{-7}$ and $(11.85 \pm 2.00) \cdot 10^{-7}$ photon cm⁻² s⁻¹, respectively. The shortest flux doubling or halving timescales, computed by $t_{r,d} \ln 2$, is ~ 2.34 days.

Table 1

PARAMETER VALUES BEST EXPLAINING THE FLARES

t_m MJD	$t_r \pm \text{err}$ days	$t_d \pm \text{err}$ days	F_c x10 ⁻⁷ photon cm ⁻² s ⁻¹	F_0 x10 ⁻⁷ photon cm ⁻² s ⁻¹
55102.3 ± 1.59	7.91 ± 1.84	3.38 ± 0.84	0.99 ± 0.18	9.42 ± 1.21
55901.3 ± 3.97	11.34 ± 2.85	7.66 ± 2.19	2.31 ± 0.08	13.41 ± 2.67
56178.3 ± 2.32	9.21 ± 2.43	3.64 ± 1.24	2.31 ± 0.08	11.85 ± 2.00

The arrival time of the highest-energy events (>5 GeV) from the direction of B3 1343 + 451, calculated using the *gtsrcprob* tool, is shown in the lower panel of Fig.1. The HE photons are mostly at MJD 55720 - 57230; the maximum 50.3 GeV is at MJD 55884 with a 2.6σ probability is associated with B3 1343 + 451.

2.2. Swift XRT/UVOT data analyses. B3 1343 + 451 was observed three times by Swift, in 2009 and in 2014. The data from two of the instruments onboard Swift, the UltraViolet and Optical Telescope (UVOT) and from the X-Ray Telescope (XRT), have been analyzed. The Swift-XRT observations were made in the photon counting mode and the source count rate was always below 0.5 counts s⁻¹, so no pile-up correction was necessary. The data were analyzed using the XRTDAS software

¹ <https://lmfit.github.io/lmfit-py/>

package distributed by HEASARC as part of the HEASoft package (v.6.25). The source spectrum region was defined as a circle with a radius of 20 pixels (47") at the center of the source, while the background region was defined as an annulus centered at the source with its inner and outer radii being 51 (120") and 85 pixels (200"), respectively. The Cash statistics [31] on ungrouped data was used; the individual spectra in the 0.3-10.0 keV range were fitted with XSPEC v12.10.1, adopting an absorbed power-law model with $N_H = 1.78 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ column density. Unfortunately, the number of counts in the single observations was relatively low, ~ 30 not allowing to estimate the parameters with a statistical significance. For example, for Obsid 38469006, the X-ray photon index and flux have been estimated to be 1.43 ± 0.27 and $(6.57 \pm 2.41) \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, respectively. In order to increase the photon statistics, three sequential observations made in January 2014 (Obsid 38469004, 38469005 and 38469006) as well as two sequential observations made in October 2009 (Obsid 38469002 and 38469003) were merged to obtain the averaged X-ray spectra of the source in two different years. As a result, the X-ray photon index was 1.35 ± 0.29 in 2009 and 1.20 ± 0.21 in 2014. Similarly, the fluxes in 2009 and 2014 were $(4.06 \pm 1.19) \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $(7.54 \pm 1.64) \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, respectively. Even if the photon index did not change significantly, taking into account the uncertainties, there had been a slight increase in the X-ray flux in 2014.

In the analysis of the Swift UVOT data, the source counts were extracted from an aperture of 5".0 radius around the source while the background counts were taken from the neighboring circular region having a radius of 20" and not being contaminated by nearby sources. The magnitudes were computed using the *uvotsource* tool (HEASOFT v6.25) then corrected [32] using the reddening coefficient from the Infrared Science Archive². Like the XRT data analyses, the sequential observations made in 2009 and 2014 were merged to reduce the flux estimation uncertainties. The optical/UV flux derived in these two periods is shown in Fig.4.

2.3. Spectral Analyses. For the spectral analyses the data from the following periods are considered:

Low state: MJD 55125-55722, when the source was not flaring in the γ -ray and had a typical average flux.

Flare 1 (F1): MJD 55096.5-55102.5, corresponding to the highest peak of the flare on MJD 55100, coinciding with the Swift observations in 2009.

Flare 2 (F2) and Flare 3 (F3): 3 days period centered on MJD 55893 and on MJD 56175, corresponding to bright γ -ray states.

Flare 4 (F4): MJD 56629.5-56707.5, corresponding to another flaring γ -ray

² <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

state with available quasi-simultaneous Swift observation in 2014.

The spectrum of B3 1343 + 451 was modeled with a power-law function ($dN/dE \sim N_0 E^{-\alpha}$) with the normalization N_0 and index α as free parameters. The best matches between the spectral models and events are obtained with an unbinned likelihood analysis implemented in *gtlike*. Then, the SEDs are calculated by fixing the power-law index of B3 1343 + 451 and running *gtlike* separately for smaller energy bins of equal width in the log scale. The corresponding spectra are shown in Fig.3 (except for F3 when the spectrum is similar to that of F2) and the results of analyses are given in Table 2.

The γ -ray spectrum in all periods extends up to ~ 10 GeV (for F4 up to ~ 60 GeV). The photon index is soft during the low state, $\Gamma_\gamma = 2.46 \pm 0.05$, which hardens during the flaring periods. The hardest photon index of $\Gamma_\gamma = 2.00 \pm 0.04$ was observed during F3. During the F1, F2 and F3 flares, the source had a high flux of $(8.0 \pm 9.0) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ which drops to $(2.79 \pm 0.12) \cdot 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ during F4. The flux at the

Table 2

FERMI-LAT SPECTRAL ANALYSES RESULTS

Period	Flux ^a	Γ_γ	σ
low	0.44 ± 0.03	2.46 ± 0.05	25.0
F1	6.39 ± 0.57	2.22 ± 0.08	23.5
F2	9.04 ± 0.63	2.12 ± 0.06	23.5
F3	8.68 ± 0.50	2.00 ± 0.04	23.8
F4	2.79 ± 0.12	2.08 ± 0.03	50.8

Notes: ^a γ -ray in units of $\times 10^{-7}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

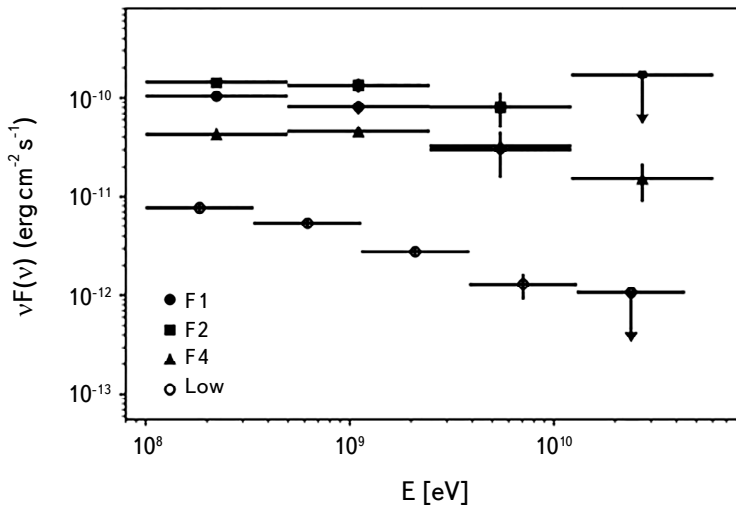


Fig.3. The γ -ray spectra of B3 1343 + 451 for flaring (F1, F2 and F4) and low states.

low state is ~ 20 times lower and corresponding to the baseline flux of the source emission in the γ -ray band.

3. Modeling the SED. The SED of B3 1343 + 451 during the quiescent (low), and flaring (F1 and F4) periods are shown in Fig.4. The γ -ray data are shown with black circles while for the F1 and F4 flares, the available optical/UV and X-ray data analyzed in Section 2 are shown with black triangles and squares, respectively. The data of F1 are shown with empty marks. The archival data from the ASI science data center are shown in gray. The broadband SED of B3 1343 + 451 shows a typical double-peaked structure: a low energy component, peaking in the optical through X-rays, originates from synchrotron emission of electrons and a high energy component, peaking in the γ -ray, probably originating from Compton scattering of the seed photon field, either internal (synchrotron self-Compton [SSC] [3-5]) or external to the jet (external Compton [EIC] [6,7]). In all periods the ratio of the IC to synchrotron luminosity is larger than one. In the Thomson regime, this ratio approximately corresponds to $L_{IC}/L_S \sim U_{photon}/U_B$ where U_{photon} and U_B are the energy density of the photon and magnetic fields, respectively. $U_{photon} > U_B$ condition is satisfied when the density of the external photons exceeds (photons from broad-line region (BLR) or dusty torus) the density of synchrotron photons, so the HE component is entirely described by EIC scattering. It should be noted that SSC and SSC+EIC mechanisms were also successful in explaining the multiwavelength emission from radio galaxies [33-35]. Since the previous studies of bright FSRQs showed that the regions outside the BLR are more favorable for the γ -ray emission [28,36], in this study we assume that the dissipation region of the jet R_{diss} is outside the BLR and infrared emission from dusty torus is the dominant external photon field. The SED of B3 1343 + 451 is modeled within the commonly applied one-zone emission scenario which assumes the broadband spectrum is produced from a single region of the jet during its propagation. Unlike the two-zone models, when the acceleration and emission of particles occur in different regions, in this case the accelerated electrons are cooling by synchrotron and IC emission in a compact spherical region of the jet (with a radius of R) which moves with relativistic velocities Γ_{jet} . Thus, the emission will be boosted by $\delta = \Gamma_{jet}(1 - \beta \cos \theta)^{-1}$ ($\delta = \Gamma$ for small θ), and will appear brighter for the observer. The analyses of a large sample of γ -ray emitting FSRQs show that bright blazars have a mean bulk Lorentz factor of $\Gamma > 15$ [37], so for B3 1343 + 451 we assume $\delta = 20$. The radius of the emitting region can be inferred from the observed flux doubling timescale of ~ 2.34 days from the $R \leq \delta ct/(1+z) = 3.43 \cdot 10^{16}$ cm relation. This region carries a magnetic field with an intensity of B and a population of relativistic electrons for which a power-law with exponential energy distribution, $N_e(\gamma_e) \sim (\gamma_e)^{-p} \exp[-\gamma_e/\gamma_{cut}]$ within γ_{min} and

γ_{max} , is assumed. This electron spectrum is naturally formed within the first-order Fermi acceleration (diffuse shock acceleration [38,39]), under dominant radiative cooling and/or a decreasing chance for HE particles to cross the shock front a large number of times. The EIC scattering of external photons is taken into account assuming that the IR radiation from the dusty torus which has a blackbody spectrum with a luminosity that scales with the disc luminosity as ηL_{disc} ($\eta = 0.6$ [40]) and fills a volume that for simplicity is approximated as a spherical shell with a radius of $R_{IR} = 2.5 \cdot 10^{18} (L_{disc}/10^{45})$ cm [40]. The disc luminosity is $L_{disc} = 5.38 \cdot 10^{45}$ erg s⁻¹, estimated by fitting the blue-bump seen in the data (Fig.4) which is the accretion disc emission component. The parameters best describing the data are estimated *through minuit optimization*³ [41-43].

3.1. *The SED in quiescent state.* Initially, the SED in the quiescent state is modeled (Fig.4 upper panel) to estimate the baseline energy of the jet as well as the radiating particle energy distributions. The model parameters are

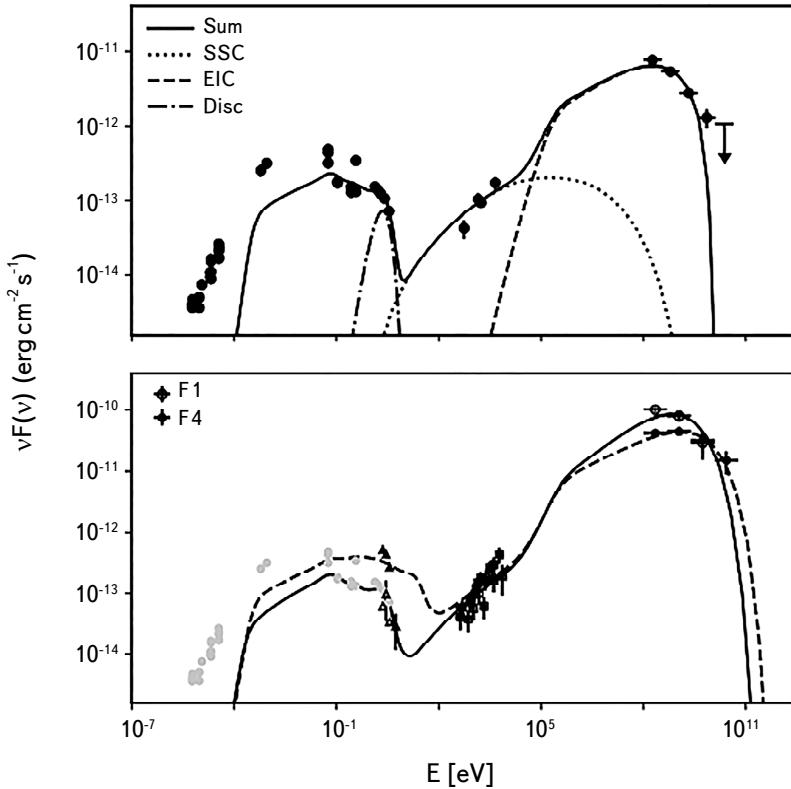


Fig.4. Modeling of the broadband SEDs of B3 1343 + 451 during the quiescent (upper panel) and flaring states (F1 and F4 lower panel). The model parameters are given in Table 3.

³ <https://jetset.readthedocs.io/en/latest/>

Table 3

PARAMETERS BEST DESCRIBING THE SEDs

	Quiescent	F1	F4
δ	20	30	30
p	2.39	2.08	2.38
γ_{min}	62.78	62.78	62.78
γ_{cut}	4683.34	4884.00	12095.01
$B(G)$	0.18	0.04	0.10
U_e (erg cm ⁻³)	0.10	0.13	0.09
U_B (erg cm ⁻³)	$1.34 \cdot 10^{-3}$	$8.09 \cdot 10^{-5}$	$3.61 \cdot 10^{-4}$
L_e (erg s ⁻¹)	$1.12 \cdot 10^{45}$	$1.51 \cdot 10^{45}$	$1.04 \cdot 10^{45}$
L_B (erg s ⁻¹)	$1.49 \cdot 10^{43}$	$8.96 \cdot 10^{41}$	$4.00 \cdot 10^{42}$

given in Table 3. Since the radio emission is produced from the low-energy electrons which can diffuse larger distances, these data are not included in the fit and are considered as upper limits. In this case, the X-ray to γ -ray data is interpreted as IC up-scattering of synchrotron (dot-dashed line in Fig.4 upper panel) and torus (dashed line in Fig.4 upper panel) photons. The absence of high-quality X-ray data hardens the precise estimation of the power-law index of the electrons and $p=2.39$ is defined by SSC fitting to X-ray data. When $\gamma_{min} = 62.78$, $\gamma_{cut} = 4683.34$ and $\gamma_{max} = 1.04 \cdot 10^4$, the EIC component peaks around GeV energies, explaining the γ -ray data. In the emitting region, the magnetic field is $B=0.18$ G with a density lower than that of electrons $U_e/U_B=74.6$ which implies that even if the system is not perfect in equipartition ($U_e/U_B=1$), there is no large deviation between electron and magnetic field energy densities (for some blazars U_e/U_B can be as high as 1000).

3.2. The SED in the flaring states. The multiwavelength SEDs during the flaring states are shown in Fig.4 (lower panel). In the flaring states, the γ -ray flux significantly increased making the Compton dominance of the source stronger and evident. Such amplification of the emission spectra can be due to changes either in the emission region parameters, e.g., in the magnetic field, emitting region size, bulk Lorentz factor and others, and/or particle energy distribution. In principle, if the emission comes from a newly formed blob (e.g., ejected from the accretion disc) all the parameters describing the emitting region can be changed at the same time. To claim such global changes in the jet, sensitive radio observations are required which are missing in this case. The evolution of multiwavelength emission spectra in dependence with various parameters is performed in Paggi et al. [44]. Their Fig.1e shows that large magnitude variations are possible in the γ -ray band when the bulk Lorentz factor of the emission

region increases. This is evident especially in the case of EIC scenario, since the density of external photons in the comoving frame of the jet depends on the Doppler boosting factor δ^2 . Thus, in order to model the SEDs observed during the flaring periods, we assume that the Doppler boosting factor has increased and corresponds to $\delta = 30$.

During the fit, all the parameters describing the source (e.g., the luminosity of the torus, its radius, temperature, etc.) are fixed to the values obtained during the fit of the averaged state, while the parameters of the magnetic field and emitting electrons are left free to vary. Also, γ_{min} was fixed since it is obtained by requiring the model does not overproduce the radio data which are the same in all cases. X-ray to γ -ray data are again interpreted by the sum of SSC and EIC components (for the clarity only the sum of these components is depicted in Fig.4 lower panel) and the X-ray spectra can be explained when $p=2.08$ and $p=2.38$ for the flares F1 and F4, respectively. As the γ -ray spectrum during F4 is characterized by a harder photon index which extends to higher energies, larger $\gamma_{cut} = 12095.01$ is estimated as compared with F1 ($\gamma_{cut} = 4884.00$). In order to account the increase on the γ -ray flux, a higher energy densities of electrons are estimated (see Table 3) which results in lower magnetic field (0.04 and 0.10 for F1 and F4, respectively) to keep the flux of the lower component at the same level since the synchrotron emission depends on the total energy of electrons and magnetic field. During the flaring states, the jet of B3 1343 + 451 becomes more particle dominated with $U_e/U_b > 900$, which is natural considering the ratio of IC to synchrotron luminosity increases.

3.3. Jet energetics. The jet power in the form of the magnetic field and electron kinetic energy is calculated by $L_B = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_B$ and $L_e = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_e$, respectively (presented in Table 3). The jet luminosity on the form of the magnetic field L_B decreases from $1.5 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ to $9.0 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ while L_e does not vary much, remaining around $1.5 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$. This is because at flaring states the energy distribution of electrons extends to larger energies, i.e., has a larger γ_{cut} and or harder p , implying the total energy is distributed in more electrons.

4. Results and discussion. The results from γ -ray observations of the distant blazar B3 1343 + 451 from 2008 to 2018 are presented. The source was alternatingly in its active state, showing several prominent γ -ray flares. Starting from MJD 55720, within 500 days, the source was in a very active state when also its averaged flux increased as compared with normal states. During this period also two bright flares were observed, when the peak flux measured within a 3-day interval was $(8.78 \pm 0.83) \cdot 10^{-7} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ with a photon index of $\Gamma = 2.02 \pm 0.07$ observed on MJD 56175. This corresponds to isotropic γ -ray luminosity of $L_\gamma = 5.63 \cdot 10^{49} \text{ erg s}^{-1}$ for the distance of B3 1343 + 451 (21.04 Gpc). This is of

the same order with the highest luminosity of FSRQs observed in the γ -ray band so far. There is no evident variability of the γ -ray photon index but a period when $\Gamma = 1.73 \pm 0.24$ was observed on MJD 58089, which is not common for FSRQs. Although hard photon indexes have been occasionally observed during rapid flaring events in FSRQs [45], they are usually characterized by >2.3 indexes. The hard emission spectrum is most likely related to the emission of new energetic particles that were either injected into the emitting region or re-accelerated. However, the linear-Pearson correlation test did not result in a statistically significant correlation or anti-correlation between the flux and photon index which would allow testing one of the theories.

During the bright γ -ray flares, the time profile analyses showed an asymmetric profile of the flares which can be explained assuming that the particles are accelerated during the rising phase of the flare (e.g., by shock acceleration) and cool down or escape from the emitting region during the decay phase. This is in agreement with the observed Compton dominance, implying the density of the external photons in the jet's comoving frame increased. The observed shortest flux halving timescale is ~ 2.34 days, implying the emission is produced from a very compact region of the jet.

The analyses of Swift XRT data contemporaneous with the γ -ray flares on 2009 and 2014 show that the X-ray flux increased on 2014, $(7.54 \pm 1.64) \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, as compared with that of 2009, but the photon index did not change significantly, being hard in both periods. The increase of the X-ray is related to the similar increase observed in the γ -ray band which is most likely due to changes in the acceleration and cooling of the electrons.

The SEDs observed during quiescent and flaring states are modeled within one-zone leptonic models assuming that the jet dissipation occurs outside the BLR and considering both synchrotron and external photons for the IC scattering. In all periods, the SSC component can explain the X-ray data but the data in optical/UV bands (at 10^{15} Hz) limits the emitting electron maximum energy, and the SSC component cannot reach the HE γ -ray band. Instead, the γ -ray data can be explained only by considering the IC scattering of dusty torus photons (EIC). In the quiescent state, the electrons should be effectively accelerated up to 2.39 GeV ($m_e c^2 \gamma_{cut}$) with the power-law index of 2.39 in order to explain the observed data, while during F4 it should be up to 6.18 GeV . This is because in this period the γ -ray spectrum with a hard spectrum extends to higher energies as well as in the optical/UV band the spectrum slightly increases and shifts to higher energies (see Fig.4 lower panel). In the quiescent state the jet of B3 1343 + 451 is not far from the equipartition with $U_e/U_B = 74.6$, while during the flares it is required that $U_e/U_B \geq 900$. This is natural, considering that during the flares the IC to synchrotron luminosities ratio is $L_{IC}/L_S \approx 150$. The flares are interpreted to be

due to the changes in the bulk Lorentz factor, i.e. the contribution comes from a blob that moves faster. In this interpretation, the SEDs can be reproduced not changing the source parameters (e.g. torus luminosity, radius, etc.) but only varying the magnetic field and emitting electron parameters. As a result, the total jet luminosity estimated in the quiescent and flaring states is almost of the same order, supporting the assumption that the flares were caused by the change in the velocity of the emitting region rather than from a new energetically dominant component.

5. Conclusion. The origin of multiwavelength emission from B3 1343 + 451 during the quiescent and flaring states is investigated. In the γ -ray band, the flux varies within ~ 2.34 days with a peak flux of $(8.78 \pm 0.83) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Also, the photon index hardens as compared to its average value during the bright γ -ray periods.

The modeling of the SED of B3 1343 + 451 in the quiescent state allowed to constrain the properties of the jet when it is in the average emission state. The SED observed during the flares can be reproduced by changing the bulk Lorentz factor of the emission region and slightly changing the energy distribution of the emitting electrons, the total luminosity of the jet being constant. This implies that the flares are most likely produced in a different region as compared to the average state which does not dominate energetically but contains more energetic electrons.

In this paper, two flaring periods of B3 1343 + 451 were modeled providing information on the properties of the source jet. Identification of flaring periods in other distant blazars and their theoretical modeling can help to understand the physics of distant blazar jets.

Acknowledgements. This work was supported by the RA MES State Committee of Science, in the frames of the research project No 18T-1C335. This work used resources from the ASNET cloud and the EGI infrastructure with the dedicated support of CESGA (Spain).

¹ ICRANet Armenia Marshall Baghramian Avenue 24a, 0019 Yerevan, Armenia, e-mail: narsahakyan@gmail.com

² ICRANet Piazza della Repubblica 10, 65122 Pescara, Italy

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОИСХОЖДЕНИЯ МНОГОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЛАЗАРА B3 1343 + 451 С ВЫСОКИМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

Н.СААКЯН^{1,2}, Г.АРУТЮНЯН¹, Д.ИСРАЕЛЯН¹, М.ХАЧАТРЯН¹

B3 1343+451 является ярким и дальним ($z = 2.534$) квазаром с плоским спектром, наблюдаемым в γ -диапазоне. Приведены результаты многоволновых наблюдений B3 1343+451 с Fermi-LAT и Swift. В γ -диапазоне сильные вспышки наблюдались 5 декабря 2011г. и 13 декабря 2009г., когда поток увеличился до $(8.78 \pm 0.83) \cdot 10^{-7}$ фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Самый маленький фотонный индекс $\Gamma = 1.73 \pm 0.24$ (наблюдался 1 декабря 2017г., MJD 58089), что не характерно для квазаров с плоским спектром. Анализ данных Swift XRT показывает, что в 2014г. рентгеновский поток источника увеличился в ~ 2 раза по сравнению с 2009г., но в обоих периодах рентгеновское излучение характеризуется жестким фотонным индексом $\Gamma_{\text{X-ray}} = 1.2 - 1.3$. Во время γ -вспышек самый короткий период, за который поток увеличился вдвое, был ~ 2.34 дня, что означает, что излучение исходит из очень компактной области $R \leq \delta ct / (1 + z) = 3.43 \cdot 10^{16}$ см (когда $\delta = 20$). Спектральное распределение энергии B3 1343+451 моделировалась в периоды покоя и вспышки, предполагая что компактная область излучения находится за пределами области свечения широких спектральных линий. Установлено, что вспышки могут быть объяснены только изменением коэффициента Лоренца излучающей области без существенного изменения параметров излучающих электронов и светимости струи.

Ключевые слова: *B3 1343+451: гамма излучение: рентгеновское излучение: блазары*

REFERENCES

1. C.M.Urry, P.Padovani, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 803, 1995.
2. G.Ghisellini, Radiative Processes in High Energy Astrophysics (Berlin: Springer), 2013.
3. L.Maraschi, G.Ghisellini, A.Celotti, Astrophys. J., **397**, L5, 1992.
4. S.Bloom, A.Marscher, Astrophys. J., **461**, 657, 1996.
5. G.Ghisellini, L.Maraschi, A.Treves, Astron. Astrophys., **146**, 204, 1985.
6. M.Sikora, M.Begelman, M.Rees, Astrophys. J., **421**, 153, 1994.
7. M.Biazejewski, M.Sikora, R.Moderski et al., Astrophys. J., **545**, 107, 2000.

8. *A.Mucke, R.Protheroe*, *Astroparticle Physics*, **15**, 121, 2001.
9. *K.Mannheim*, *Astron. Astrophys.*, **269**, 67, 1993.
10. *A.Mucke, R.Protheroe, R.Engel et al.*, *Astroparticle Physics*, **18**, 593, 2003.
11. *M.Aartsen, M.Ackermann, J.Adams*, *Science*, **361**, 147, 2018.
12. *P.Padovani, P.Giommi, E.Resconi et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **480**, 192, 2018.
13. *S.Ansoldi, L.A.Antonelli, C.Arcaro et al.*, *Astrophys. J.*, **863**, L10, 2018.
14. *M.Cerruti, A.Zech, C.Boisson et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **483**, L12, 2019.
15. *N.Sahakyan*, *Astrophys. J.*, **866**, 109, 2018.
16. *N.Sahakyan*, *Astron. Astrophys.*, **622**, A144, 2019.
17. *A.Brown*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **431**, 824, 2013.
18. *M.Ackermann, R.Anantua, K.Asano et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **824**, L20, 2016.
19. *V.Baghmany, S.Gasparyan, N.Sahakyan*, *Astrophys. J.*, **848**, 111, 2017.
20. *N.Sahakyan, V.Baghmany, D.Zargaryan*, *Astron. Astrophys.*, **614**, A6, 2018.
21. *R.Buehler*, *The Astronomer's Telegram*, No.2217, 2009.
22. *O.Roopesh, M.Dutka, E.Torresi*, *The Astronomer's Telegram*, No.3793, 2011.
23. *W.B.Atwood, A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, *Astrophys. J.*, **697**, 1071, 2009.
24. Fermi-LAT collaboration, *arXiv e-prints*, arXiv:1902.10045, 2019.
25. *E.Massaro, M.Perri, P.Giommi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **413**, 489, 2004.
26. *A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, *Astrophys. J.*, **710**, 810, 2010.
27. *A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, *Astrophys. J.*, **721**, 1425, 2010.
28. *S.Gasparyan, N.Sahakyan, V.Baghmany et al.*, *Astrophys. J.*, **863**, 114, 2018.
29. *J.G.Kirk, F.Riege, A.Mastichiadis*, *Astron. Astrophys.*, **333**, 452, 1998.
30. *A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, *Astrophys. J.*, **699**, 31, 2009.
31. *W.Cash*, *Astrophys. J.*, **228**, 939, 1979.
32. *T.Poole, A.Breeveld, M.Page et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **383**, 627, 2008.
33. *N.Sahakyan, D.Zargaryan, V.Baghmany*, *Astron. Astrophys.*, **574**, A88, 2015.
34. *D.Zargaryan, S.Gasparyan, V.Baghmany et al.*, *Astron. Astrophys.*, **608**, A37, 2017.
35. *A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, *Astrophys. J.*, **719**, 1433, 2010.
36. *N.Sahakyan, S.Gasparyan*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **470**, 2861, 2017.
37. *G.Ghisellini, F.Tavecchio*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **448**, 1060, 2015.
38. *E.Summerlin, M.Baring*, *Astrophys. J.*, **745**, 63, 2012.
39. *D.Ellison, F.Jones, S.Reynolds*, *Astrophys. J.*, **360**, 702, 1990.
40. *G.Ghisellini, L.Maraschi, F.Tavecchio*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **396**, L105, 2009.
41. *E.Massaro, A.Tramacere, M.Perri et al.*, *Astron. Astrophys.*, **448**, 861, 2006.
42. *A.Tramacere, P.Giommi, M.Perri et al.*, *Astron. Astrophys.*, **501**, 879, 2009.
43. *A.Tramacere, E.Massaro, A.Taylor*, *Astrophys. J.*, **739**, 66, 2011.
44. *A.Paggi, A.Cavaliere, V.Vittorini et al.*, *Astrophys. J.*, **736**, 128, 2011.
45. *L.Pacciani, F.Tavecchio, I.Donnarumma et al.*, *Astrophys. J.*, **790**, 45, 2014.

О МЕДЛЕННОВРАЩАЮЩИХСЯ Ар ЗВЕЗДАХ. ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ НАБЛЮДЕНИЙ В РАМКАХ КОСМИЧЕСКОЙ МИССИИ TESS

И.С.САВАНОВ

Поступила 22 октября 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Рассмотрена возможность обнаружения кандидатов в медленновращающиеся магнитные Ар звезды с периодами от 2-3 десятков суток до нескольких сотен лет. Вопрос о доле объектов такого типа среди всех Ар звезд представляется важным с точки зрения понимания природы возникновения и эволюции магнитных звезд. Поиск таких объектов может быть выполнен на основе анализа их фотометрической переменности по результатам наблюдений в рамках космической миссии TESS. С этой целью первоначально планируется рассмотреть все объекты из соответствующих каталогов. Показано, как может быть применена предлагаемая методика на примере медленновращающейся Ар звезды HD 50169, для которой выполнен детальный анализ ее переменности и уже доступны наблюдения миссии TESS.

Ключевые слова: *звезды: фотометрия: магнитные звезды: переменность: вращение: магнитные поля*

1. *Введение.* Исследования последних лет привели к заключению, что периоды вращения P для значительной доли химически пекулярных магнитных Ар звезд могут превышать месяцы, в ряде случаев можно заподозрить, что они могут достигать величин в сотни лет. Например, в работе [1] в отдельную группу были выделены 33 Ар звезды с периодами более 30 дней, причем для 16 из них величина P превышала 1000 суток.

Другое, заслуживающее внимания обстоятельство заключено в том, что диапазон изменений величины P составляет не менее 5 порядков [2]. Если звезды, имеющие периоды вращения порядка суток (и менее), достаточно удобны для наблюдений и последующего анализа, то, очевидно, что получение кривой блеска для полного периода вращения самых медленновращающихся звезд представляет в ряде случаев еще не решенную задачу. Даже с учетом того, что измерения магнитных полей некоторых таких Ар звезд были начаты в середине прошлого века, данных, соответствующих полному периоду вращения, все еще не получено (мы можем располагать только оценками P). В качестве наиболее известного примера таких объектов можно указать химически пекулярную звезду γ Equ, которая в последние годы является предметом многочисленных исследований (см. подробнее [3] вместе с ссылками

на литературные источники). Она принадлежит к числу наиболее ярких Ар звезд ($V=4^m.66$) (спектральный класс A9p, подкласс SrCrEu) и относится к типу быстро-осциллирующих гоАр звезд. γ Equ обладает сильным магнитным полем, величина продольной компоненты которого B_z медленно изменяется в пределах от 1000 Гс до -1600 Гс за последние 60 лет. γ Equ принято считать прототипом звезд с экстремально длинным периодом вращения (по крайней мере величина P не менее 60 лет). Поляриметрические измерения [4] указали на величину периода вращения в 77 лет, которая сейчас может рассматриваться как его нижняя граница. Из анализа наших результатов и всех доступных литературных источников определений значений величины продольной компоненты магнитного поля B_z (441 измерение) в [3] нами был сделан вывод о существовании периода $P = 89.1 \pm 4.2$ года (32521 суток). При описании всего массива данных с помощью двух синусоид получены величины периодов, равные 95.5 и 17.4 года (с погрешностью около 3.5 и 2 года, соответственно). По нашей новой оценке переход к положительным значениям B_z вероятно произойдет позднее, чем считалось ранее, а именно - в 2031г.

Среди 33 звезд с периодами P более 30 суток только две не имеют в своих спектрах проявления наличия магнитного поля по расщеплению линий. В [2] отмечается, что поскольку изучение Ар звезд с большими периодами проводится, как правило, для объектов, у которых хорошо проявляется расщепление линий, возможны систематические ошибки в оценке числа таких медленновращающихся звезд. Обнаружение новых звезд с подобными свойствами является трудоемкой задачей, для которой, в первую очередь, необходимы критерии отбора соответствующих кандидатов.

2. Кандидаты в медленновращающиеся Ар звезды. К настоящему времени подавляющее большинство Ар звезд было идентифицировано путем анализа свойств их спектров и/или фотометрии (чаще всего $\Delta\alpha$ фотометрии [5]). Такой анализ позволяет также определить параметры атмосферы, тип пекулярности по присутствию характерных линий и результатам изучения содержаний элементов. Спектральные и спектрополяриметрические наблюдения дают возможность провести оценки магнитного поля (см., например, каталог [6] и ссылки в нем).

Дополнительные фотометрические наблюдения являются основой для определения или уточнения периода вращения Ар звезд. Как правило, амплитуды переменности блеска Ар звезд, вызванные вращательной модуляцией, невелики - они составляют не более нескольких десятых звездной величины. Лишь, сравнительно недавно, наблюдения с космическими телескопами CoRoT, Кеплер и миссией TESS, открыли новые возможности изучения переменности блеска Ар звезд. С помощью космических миссий стали доступны непрерывные

(в течение месяцев) высокоточные фотометрические наблюдения. Очевидно, что стало возможным открытие новых кандидатов в Ар звезды по изучению фотометрических данных из архивов космических телескопов. Анализ может быть применен для установления Ар звезд с периодами вращения до 30 суток, в этом случае могут быть получены высокоточные фотометрические кривые, изучена их морфология (в качестве примеров таких исследований можно указать [7,8]). Кроме того, мы предполагаем, что в случае отсутствия наблюдательной фотометрической переменности блеска у Ар звезд с недостаточно изученными свойствами, отсутствия оценок периода вращения, магнитного поля, а также недостаточной продолжительности ряда наблюдений для установления периода и т.д., среди них, благодаря нашей методике, могут быть выделены новые кандидаты в объекты с периодами вращения более 30 сут.

Основная цель работы космической миссии TESS [9] состоит в обнаружении и исследовании экзопланет. Кроме того, полученные TESS данные позволяют проводить широкий круг астрофизических исследований, в том числе изучение вращения и активности звезд различных спектральных классов. Подробный анализ фотометрической переменности Ар звезд и кандидатов в звезды данного типа (см. каталог [10]) может быть выполнен тогда, когда в ближайшем будущем будет завершен полный обзор всего неба космической миссией TESS. Однако уже сейчас мы можем рассмотреть, как может быть применена предлагаемая нами методика на примере медленновращающейся Ар звезды HD 50169, для которой выполнен детальный анализ переменности блеска [11] и уже доступны наблюдения миссии TESS.

HD 50169. HD 50169 (BD-81937, $B = 9^m.01$, $V = 8^m.98$) является звездой спектрального класса A3p SrCrEu типа [10]. Обсуждение ее свойств приводится в [11], там же можно найти все ссылки на результаты предшествующих исследований. Магнитное поле этой звезды было обнаружено Бебкоком [12] в 1958г. Престон [13] установил, что звезда обладает малым значением величины проекции скорости вращения на луч зрения и получил первые оценки модуля ее среднего магнитного поля - 5.6кГс. Компиляцию всех измерений магнитного поля звезды можно найти в статьях [1] и [11]. Первоначально автор [1] получил оценки периода вращения звезды, которые составили - от 7.5 до 40 лет.

Авторы [11] представили результаты определений периода вращения звезды. По их оценке он составил $P = 29.04 \pm 0.82$ лет. Ко времени выхода из печати статьи [11], HD 50169 являлась Ар звездой с максимальной длительностью периода вращения (29 лет), для которой были получены наблюдения продолжительностью более, чем один период.

3. Описание наблюдений HD 50169, их обработка и анализ.
В настоящей работе, как и в наших предыдущих исследованиях [14,15], для

HD 50169 мы использовали данные из архива космической миссии TESS (сектор 6), полученные с временным разрешением в 2 мин. Обработка данных была аналогичной проводимой нами ранее при анализе данных из архива космического телескопа Кеплер и миссии TESS (см., например, [16,17]).

На рис.1 (вверху) представлена кривая блеска HD 50169. Обращает на себя внимание отсутствие переменности блеска на временном интервале 1468 сут. - 1490 сут. (продолжительностью порядка 22 сут.), по нашей оценке амплитуда изменений интенсивности не превосходит 0.1%. При такой малой

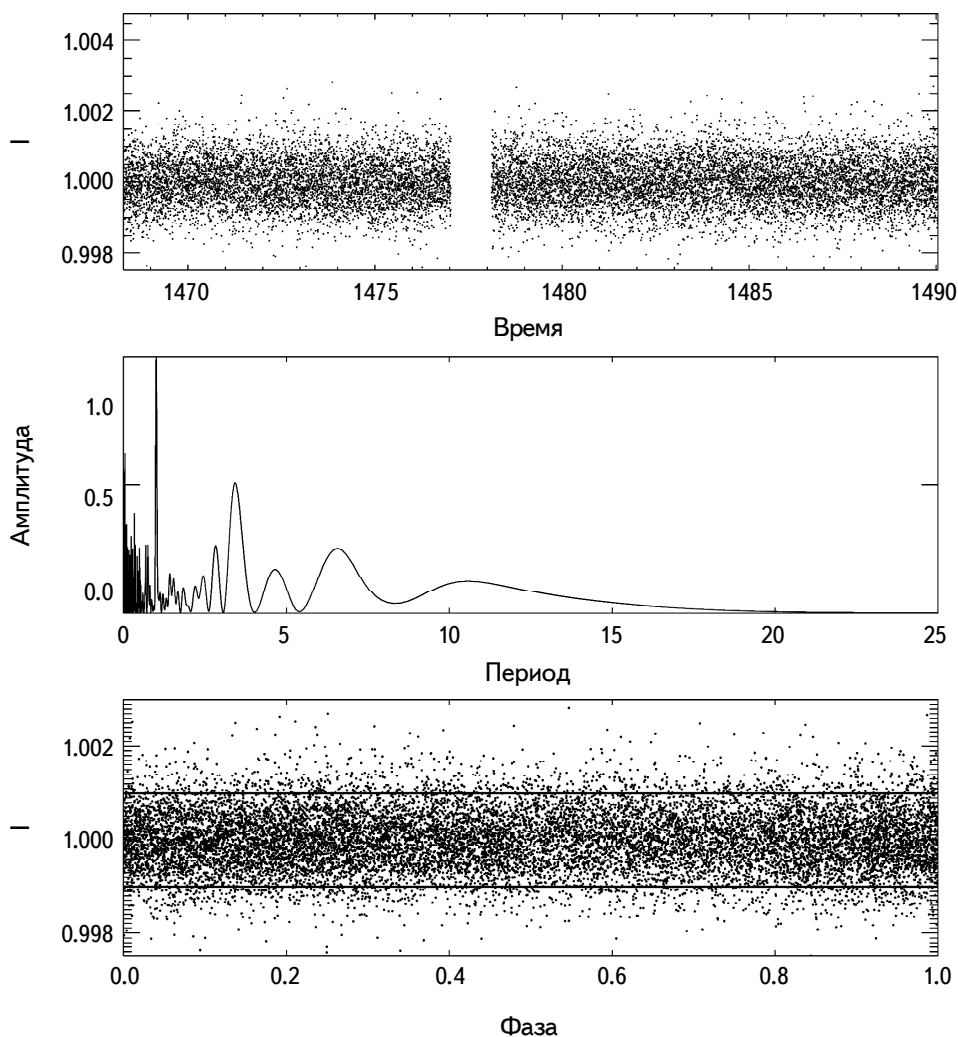


Рис.1. Вверху: кривая блеска HD 50169 по наблюдениям с космической миссией TESS. Середина: спектр мощности переменности блеска звезды. Внизу: кривая блеска звезды для периода в 3.42 сут.

амплитуде высокоточные наблюдательные данные телескопа TESS позволяют надежно судить об отсутствии периодичности изменений блеска (вызванных вращением звезды) на временах от единиц до 15-30 сут. Вопрос о коротко-периодических изменениях блеска (возможные пульсации, шкала переменности доли суток) требует дополнительного изучения по большему объему наблюдательного материала, вероятно, этой переменностью обусловлены изменения блеска, характеризуемые амплитудой в 0.1%. На построенном нами спектре мощности (рис.1, вторая сверху панель) имеются три пика: $P1 = 1.0039 \pm 0.0080$ сут. и два более широких пика меньшей амплитуды - $P2 = 3.42 \pm 0.60$ сут., $P3 = 6.6 \pm 1.2$ сут. Мы рассмотрели фазовые кривые, построенные для $P1 - P3$, и не смогли прийти к заключению о реальности найденных нами периодов - в качестве примера на нижней диаграмме рис.1 приведена кривая блеска для периода в 3.42 сут. По нашему мнению, периоды $P1 - P3$ являются артефактами и не меняют заключения об отсутствии периодических изменений блеска HD 50169 на интервалах времени, соответствующих наблюдениям с TESS. Согласно [11], период вращения HD 50169 составляет величину порядка 10600 сут. (29 лет), и вполне естественным является отсутствие периодической переменности блеска объекта в течение рассматриваемого интервала наблюдений в 22 сут.

Авторы [18] обратили внимание на то, что уже ранние архивы данных TESS могут быть использованы для поиска вращательной модуляции кривых блеска магнитных и немагнитных химически пекулярных звезд. Они представили результаты поиска пекулярных звезд спектрального класса A, которые показывают переменность их кривых блеска за счет вращательной модуляции на основе данных, полученных миссией TESS с 1 по 4 сектор. В результате поиска были установлены 134 вероятных переменных объекта. Примерно половина из них ранее была отождествлена как магнитные Ар звезды. Среди звезд полной выборки 60 объектов были установлены впервые. Сравнение подвыборок звезд, включающих магнитные Ар звезды и объекты, ранее не отнесенные к Ар звездам, выявило, что вторая из них статистически обладает более короткими периодами вращения и значительно меньшей амплитудой переменности блеска. Достоверность нашего вывода об отсутствии переменности блеска HD 50169 (см. выше) может быть подтверждена при сопоставлении диаграмм на рис.1 с графиками из [18] (рис.2), на которых представлены примеры фазовых кривых и спектров мощности для Ар звезд, у которых в [18] была установлена вращательная модуляция блеска.

На основе данных табл.1 из [18] мы построили график зависимости амплитуды переменности блеска ΔT 134 объектов от периодов их вращения (рис.2). Поскольку в [18] рассматривались только объекты, для которых были найдены периоды вращения, планируемое в будущем исследование по обна-

ружению кандидатов в долгопериодические Ар звезды будет дополнять данные [18] и должно не противоречить найденным в нем результатам (очевидно, что среди наших кандидатов объекты из [18] должны быть исключены). В качестве примера рассмотрим, как результаты нашего анализа фотометрической переменности долгопериодической Ар звезды HD 50169 могут быть сопостав-

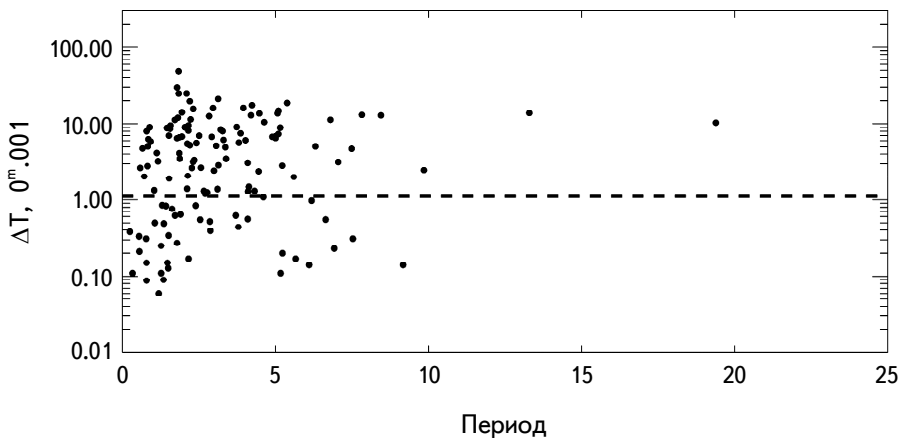


Рис.2. Сопоставление периодов вращения P и амплитуды фотометрической переменности ΔT для 134 звезд из [18]. Наша оценка параметра ΔT для Ар звезды HD 50169 представлена штриховой линией (см. текст).

лены с данными из [18]. Как было отмечено в [18], на рис.2 можно выделить две группы - условно их можно охарактеризовать, как объекты с параметром ΔT более $0^m.001$ и менее этой величины. Если бы мы не располагали точными данными о 29-летнем периоде переменности Ар звезды HD 50169, то по нашей оценке параметра ΔT для нее, которая составляет не более $0^m.001$ (она представлена на рис.2 штриховой линией), и по отсутствию периода изменений блеска с величиной, по крайней мере, до 22сут. мы несомненно отнесли бы этот объект к числу кандидатов в долгопериодические Ар звезды.

4. *Заключение.* Автором [2] проанализировано предположение о том, что среди долгопериодических Ар звезд должны быть объекты с периодами вращения вплоть до 2-3 сотен лет и, возможно, даже около тысячи лет и проводится обсуждение свойств этой подгруппы Ар звезд и ее связи с другими магнитными звездами. По мнению автора [2] и согласно приводимым им литературным источникам, нет оснований считать, что свойства долгопериодических Ар звезд значительно отличаются от свойств остальных магнитных звезд. Данное утверждение можно найти в статьях [19,20], вышедших в 70-х годах прошлого века, и оно не было опровергнуто последующими исследованиями Ар звезд. Не оспаривается применимость модели наклонного ротатора, а также

наличие обратно пропорциональной зависимости между величинами проекции экваториальной скорости вращения звезды и периодом вращения.

Автором [2] подробно рассматриваются возможные зависимости между периодами вращения Ар звезд и их магнитными характеристиками. К сожалению, к настоящему времени достоверность многих из них невысока, и для их изучения, несомненно, требуются дальнейшие исследования. Вот лишь некоторые из нерешенных вопросов: верно ли то, что наибольшие магнитные поля наблюдаются у звезд с периодами вращения менее 150 сут.? Есть ли различия в величинах угла между осью вращения и осью магнитного диполя для звезд с разными P и проч.?

Вопрос о доле медленновращающихся Ар звезд среди всех объектов этого типа представляется важным с точки зрения понимания природы возникновения и эволюции магнитных звезд. Для рассматриваемой подгруппы Ар звезд попытки найти объяснение долгопериодической переменности блеска, альтернативное вращению, не увенчались успехом. Как правило (см. [2]), предлагаются 2 механизма - прецессия и цикличность магнитной активности, в этой же статье рассмотрены аргументы, которые не позволяют считать эти механизмы действенными.

Нами предложены возможные пути и критерии поиска новых долгопериодических Ар звезд на основе анализа фотометрической переменности объектов этого типа по результатам наблюдений космической миссии TESS. Естественно, что основной критерий отбора базируется на отсутствии переменности блеска на временном интервале от суток до 20-30 сут., вызванной вращательной модуляцией. В наших исследованиях первоначально будут рассмотрены все объекты из каталога [6] с оценками величины магнитного поля. Объекты, для которых не будут установлены периоды P менее 20-30 сут., могут быть отнесены к кандидатам в долгопериодические Ар звезды. Отметим, что в качестве независимого результата наш анализ поможет подтвердить наличие переменности у звезд с P менее 30 сут. и уточнить величины периодов вращения. На последующих этапах кандидаты в долгопериодические Ар звезды будут устанавливаться на основе данных каталога [10]. Объекты, изменения блеска которых вызваны пульсационными колебаниями, будут исключены. Исследование будет выполнено, когда в ближайшем будущем космической миссией TESS будет завершен полный обзор всего неба.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект N 18-12-00423).

SLOW ROTATING AP STARS. PROSPECTS FOR THEIR OBSERVATIONS WITH THE TESS SPACE MISSION

I.S.SAVANOV

The possibility of detecting candidates of slow rotating magnetic Ap stars with periods from tens of days to several hundred years is considered. The question of the proportion of them among all Ap stars is important from the point of view of understanding the nature of the origin and evolution of magnetic stars. The search for such objects will be carried out based on the analysis of their photometric variability according to the results of observations by the TESS space mission. Initially, we plan to consider all objects from the corresponding catalogs. We demonstrated how proposed technique can be applied using the example of the slow rotating Ap star HD 50169 for which a detailed analysis of its variability has been performed and observations of the TESS mission are already available.

Keywords: *stars: photometry: magnetic stars: variability: rotation: magnetic fields*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Mathys*, Astron. Astrophys., **601**, A14, 2017.
2. *G.Mathys*, Physics and Evolution of Magnetic and Related Stars, ASP Vol. 494, Proceedings of a conference held at Special Astrophysical Observatory, Nizhny Arkhyz, Russia, 25-31 August 2014. Edited by Yu.Yu.Balega, I.I.Romanyuk and D.O.Kudryavtsev. San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 2015, p.3.
3. *I.S.Savanov, I.I.Romanyuk, E.S.Dmitrienko*, Astrofiz. Bull., **73**, 463, 2018.
4. *J.L.Leroy, S.Bagnulo, M.Landolfi*, Astron. Astrophys., **284**, 174L, 1994.
5. *E.Paunzen, H.M.Maitzen*, Astron. Astrophys., **441**, 631, 2005.
6. *V.D.Bychkov, L.V.Bychkova, J.Madej*, in Stars: From Collapse to Collapse, Proceedings of a conference held at Special Astrophysical Observatory, Nizhny Arkhyz, Russia 3-7 October 2016. Edited by Yu.Yu.Balega, D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk and I.A.Yakunin. San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 2017, p.233.
7. *M.S.Cunha, V.Antoci, D.L.Holdsworth et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **487**, 3523, 2019.
8. *A.David-Uraz, C.Neiner, J.Sikora et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **487**, 304, 2019.
9. *G.R.Ricker, J.N.Winn, R.Vanderspek et al.*, SPIE Conf. Ser., **9143**, 20, 2014.
10. *P.Renson, J.Manfroid*, Astron. Astrophys., **498**, 961, 2009.
11. *G.Mathys, I.I.Romanyuk, S.Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **624**, 32, 2019.

12. *H.W.Babcock*, *Astrophys. J. Suppl.*, **3**, 141 1958.
13. *G.W.Preston*, *Astrophys. J.*, **164**, 309, 1971.
14. *I.S.Savanov*, *Astrophysics*, **62**, 571, 2019.
15. *I.S.Savanov*, *Astron. Rep.*, **62**, 814, 2019.
16. *I.S.Savanov*, *Astron. Rep.*, **55**, 801, 2011.
17. *I.S.Savanov*, *E.S.Dmitrienko*, *Astron. Rep.*, **61**, 122, 2017.
18. *J.Sikora*, *A.David-Uraz*, *S.Chowdhury et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **487**, 4695, 2019.
19. *S.C.Wolff*, *Astrophys. J.*, **202**, 127, 1975.
20. *G.W.Preston*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **83**, 571, 1971.

ПОИСК СВЕРХБЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ϵ Per A

А.Ф.ХОЛТЫГИН^{1,2}, В.Б.ПУЗИН², И.В.СОКОЛОВ², Г.М.КАРАТАЕВА¹

Поступила 5 декабря 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Представлены результаты наблюдений высокого временного разрешения ($\Delta T \sim 4$ мин) В0.5V звезды ϵ Per A на 2-м телескопе обсерватории на пике Терскол. Зарегистрированы регулярные компоненты вариаций профилей линий с периодами 1.5-18 часов. Обнаружены свидетельства нерегулярных вариаций профилей линий на минутных шкалах времени. Обсуждается природа таких вариаций.

Ключевые слова: *звезды: магнитное поле - звезды: химически пекулярные - звезды: индивидуальные - ϵ Per A*

1. *Введение.* Профили линий в спектрах ОВА звезд переменны на временных шкалах от дней до часов [1-3]. До последнего времени вариации профилей на минутных шкалах времени не были известны и впервые обнаружены в 2014г. Хубриг и др. [4] обнаружили изменения профилей линий Si II и Fe II в спектрах A0 сверхгиганта HD 92207 на промежутках времени 1-2 мин.

Эта работа стала триггером наших исследований сверхбыстрой переменности (на минутных шкалах) в спектрах звезд ранних спектральных классов. Чтобы проверить, широко ли распространены короткопериодические спектральные вариации среди ОВА звезд, мы проанализировали вариации профилей линий в спектрах ряда ОВА звезд, полученных с высоким (минута и меньше) временным разрешением при использовании редуктора светосилы 6-м телескопа БТА SCORPIO [6]. В работе [5] представлены результаты анализа сверхбыстрой переменности в спектре звезды HD93521 (O9.5III) по наблюдениям на БТА в 2015г. Были обнаружены регулярные вариации с периодами 4-5 и 32-36 мин.

В работе [9] представлены результаты поиска быстрых вариаций в спектрах медленно вращающегося [7] сверхгиганта ρ Leo (B1a). Обнаружены короткопериодические регулярные вариации линий H и He с периодами от 2 до 90 мин и нерегулярные вариации профилей линий на промежутке времени < 1 мин. Установлено, что периоды вариаций профилей линий в области 2 - 10 мин являются переменными. Наличие таких компонентов регулярных вариаций

профилей линий было объяснено при предположении, что высокие моды нерадиальных пульсаций нестабильны и могут как затухать, так и генерироваться на коротких шкалах времени порядка 10 - 100 мин.

В настоящей работе исследуется переменность профилей линий в спектре B0.5V звезды ϵ Per (45 Per, HR 1220, HD 24760, ADS 2888A) из анализа профилей линий, полученных на 2-м телескопе обсерватории на пике Терскол. Tarasov et al. [8] показали, что ϵ Per является тройной системой, состоящей из спектроскопически двойной звезды (B0.5+A2) с периодом обращения 14.076 дней и массами компонентов $13.5 \pm 2 M_{\odot}$ и $1 - 2 M_{\odot}$ и далекого третьего компонента (A или B звезды с массой $2 - 5 M_{\odot}$) с периодом обращения ~ 11 лет.

Данная звезда является одним из наиболее ярких объектов в списке программных звезд [2] для изучения быстрой переменности линий, что позволяет достичь отношения сигнал/шум > 500 при экспозициях 1-2 мин.

В спектральных наблюдениях ϵ Per A, представленных в [12], обнаружена переменность профилей линий Si III $\lambda 4818 \text{ \AA}$. Авторы статьи [13] из анализа оптических и УФ спектров звезды, полученных на спутнике IUE, определили периоды вариаций профилей линий в спектре ϵ Per A в интервале периодов 2.27-8.46 часа.

В работе [15] сообщается об измерениях магнитного поля ϵ Per A. Полученное значение $B_l = 130 \pm 140$ Гс не позволяет сделать вывод о величине магнитного поля звезды. В статье [3] получено значение магнитного поля ϵ Per A $\bar{B}_l = 210 \pm 100$ Гс. То есть до настоящего времени вопрос о величине магнитного поля ϵ Per A остается открытым.

В разделе 2 данной статьи представлены основные сведения об изучаемом объекте. Выполненные наблюдения и процедура их обработки описаны в разделе 3. Вариации профилей линий в спектре ϵ Per A обсуждаются в 4-м разделе. Результаты Фурье-анализа вариаций профилей линий представлены в разделе 5, а вейвлет-анализа - в разделе 6.

2. Основные сведения об объекте. Звезда ϵ Per (HD 24760) является кратной системой, состоящей из трех компонентов [16]. Главный компонент этой системы - быстровращающаяся звезда ϵ Per A спектрального класса B0.5III-V [17] типа β Сер. В настоящей статье анализируются спектры, принадлежащие компоненту A.

Параметры главного компонента системы ϵ Per A даны в табл.1, где P_{rot} - период вращения, P_{orb} - период обращения двойной системы B0.5+A2. Звезда ϵ Per A является ярким рентгеновским источником [18] и характеризуется большой скоростью потери массы [19]. Основной причиной спектральной переменности ϵ Per A и ее высокой рентгеновской светимости может быть наличие у звезды умеренного магнитного поля [20]. Возраст звезды τ был

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ГЛАВНОГО B0.5 КОМПОНЕНТА ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ ε Per A

Параметр	Значения	Ссылка
Спектр. класс	B0.5 V	[17]
$M / M_{\odot}$	13.5 ± 0.2	[8]
$R / R_{\odot}$	6.9 ± 0.2	[8]
T_{eff} , K	26405 ± 1549	[16]
$\log g$	3.85 ± 0.13	[16]
$V \sin i$, км/с	130	[24]
P , d	2.24	[25,14]
P_{puls} , d	0.1603	[24]
P_{orb} , d	14.076	[8]
$-\log \dot{M}$, $M_{\odot} \text{ год}^{-1}$	6.90	[19]
$\log L / L_{\odot}$	4.86	[19]
Возраст τ , 10^6 год	10	[3]

определен в работе [3] с использованием эволюционных треков и изохрон вращающихся массивных звезд ГП [21].

3. *Наблюдения.* Наблюдения ε Per A были выполнены на 2-м телескопе обсерватории на пике Терскол ТФ ИНАСАН в ночи 18/19 и 20/21 января 2019г. с использованием эшелюного спектрометра MMCS в фокусе Кассегрена. Все спектры были получены с экспозицией 150 с.

В табл.2 представлен журнал наблюдений ε Per A. Спектры были получены в области $\lambda\lambda$ 3598 – 7447 Å со спектральным разрешением ~ 15000 . Калибровка

Таблица 2

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ ε Per A

Но. спектра	MJD	Но. спектра	MJD	Но. спектра	MJD
44104	58501.82569	44117	58501.86319	44315	58503.74583
44105	58501.82916	44118	58501.86597	44316	58503.74861
44106	58501.83194	44119	58501.86944	44317	58503.75208
44107	58501.83472	44305	58503.71736	44318	58503.75486
44108	58501.83750	44306	58503.71944	44319	58503.75769
44109	58501.84028	44307	58503.72292	44320	58503.76042
44110	58501.84306	44308	58503.72639	44321	58503.76389
44111	58501.84583	44309	58503.72917	44322	58503.76667
44112	58501.84861	44310	58503.73194	44323	58503.77014
44113	58501.85208	44311	58503.73472	44324	58503.77292
44114	58501.85486	44312	58503.73750	44325	58503.77569
44115	58501.85764	44313	58503.74028		
44116	58501.86042	44314	58503.74306		

спектров была выполнена для спектра в целом, длины волн указывались в каждом порядке. Отношение сигнал/шум существенно падает к краям матрицы, поэтому для анализа переменности профилей следует выбирать линии ближе к середине порядка.

Спектры с номерами 44305 и 44306 характеризуются скачками наблюдаемых потоков, вероятно связанных со сбоями в матрице при записи спектра. В дальнейшем были использованы только те линии, которые не попадали в данные области неоднородной чувствительности.

4. *Вариации профилей линий.* Профили линий, пригодных для анализа их переменности, были нормированы на локальный континуум. Процедура нормировки описана в работе [22]. На рис.1 показаны нормированные профили линий HeI 4922 и Na. Профили линий, полученные 18 ноября 2019г., показаны сплошными линиями, а те, которые были получены 20 ноября - пунктиром. Средние профили линий представлены толстыми точечными линиями.

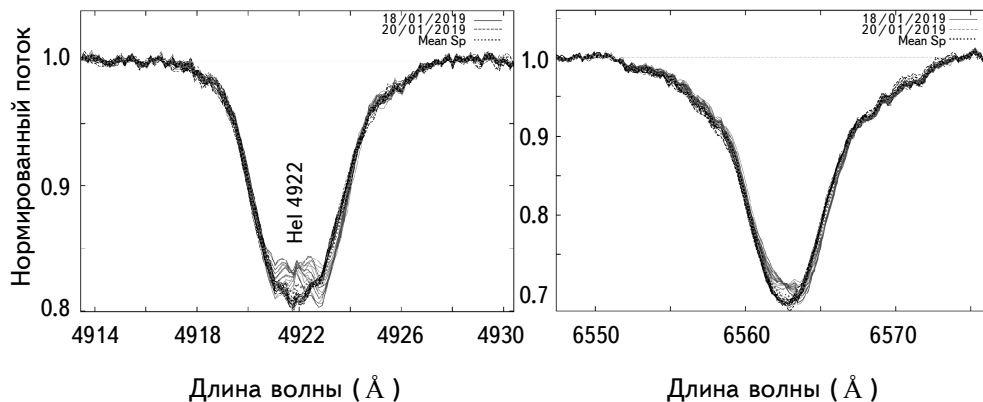


Рис.1. Нормированные профили линий HeI 4922 и Na.

Профили линий, полученные в разные даты, существенно отличаются друг от друга и хорошо видны на рис.1. Усредненные по всем спектрам, полученным в разные даты, профили линий HeI 4922 и Na изображены на рис.2. Видно, что данные средние профили отличаются на 1-3% в единицах потока в соседнем континууме. Различия профилей максимальны в области центров указанных линий.

Характер переменности виден на рис.3, на котором приведены разностные профили линий:

$$d(V, t) = F_i(V, t) - \overline{F(V)}. \quad (1)$$

Здесь $F_i(V, t)$ - профиль линии в момент времени t , а $\overline{F(V)}$ - средний

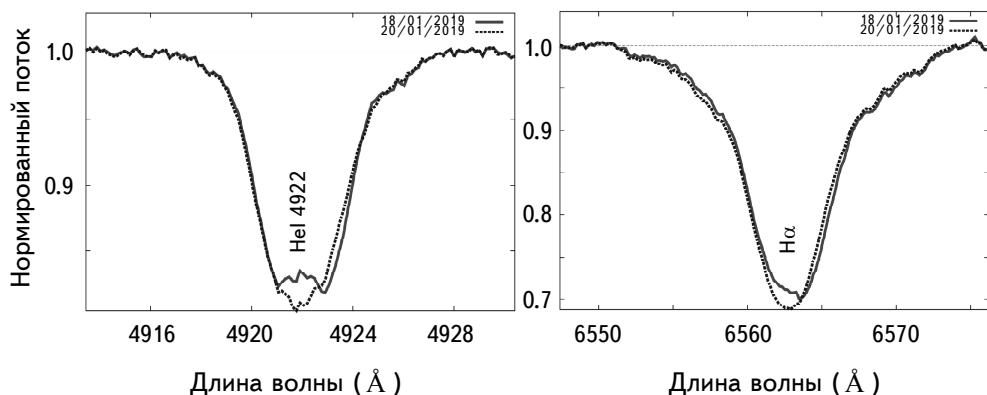


Рис.2. Средние профили линий HeI 4922 (слева) и H α (справа) в ночи 18.01.2019 (сплошная линия) и 20.01.2019 (пунктирная линия).

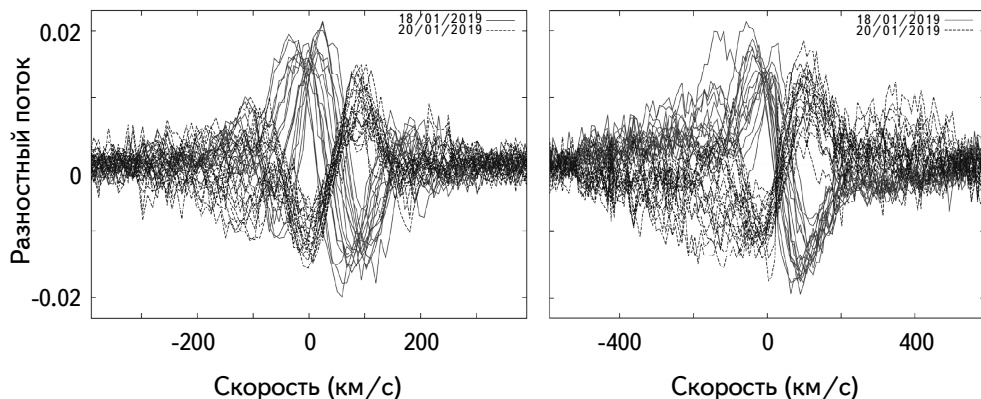


Рис.3. Разностные профили линий HeI 4922 и H α .

профиль линии, где $V = (\lambda - \lambda_0)/c$ - доплеровское смещение от центральной длины волны линии λ_0 , c - скорость света.

На рисунке видно, что разностные спектры, полученные в ночи наблюдений 18.02.2019 и 20.02.2019, сильно различаются. По этой причине быстрые вариации профилей линий целесообразно изучать для каждой ночи отдельно. На рис.4 показаны динамические спектры вариации профилей линий HeI 4922 отдельно для каждой ночи наблюдений, при этом при вычислении разностных профилей по формуле (1) средние профили вычислялись отдельно для каждой из наблюдательных ночей.

Динамические спектры вариации профилей линий H α даны на рис.5. Сравнив рис.4 и 5, можно сделать вывод, что характер вариаций профилей линий одинаков для разных линий.

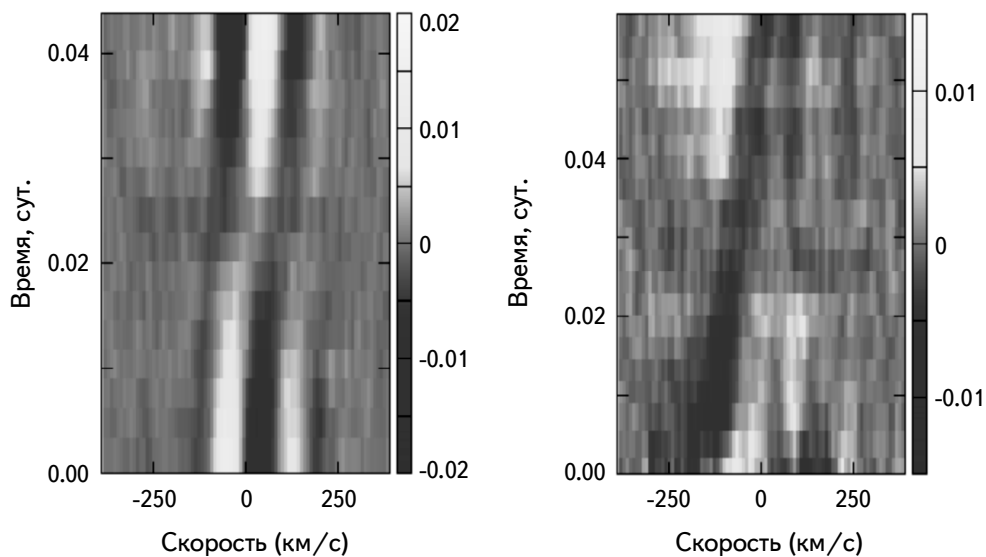


Рис.4. Динамические спектры вариации профилей линий HeI 4922 18 ноября 2019г. (слева) и 20 ноября 2019г. (справа).

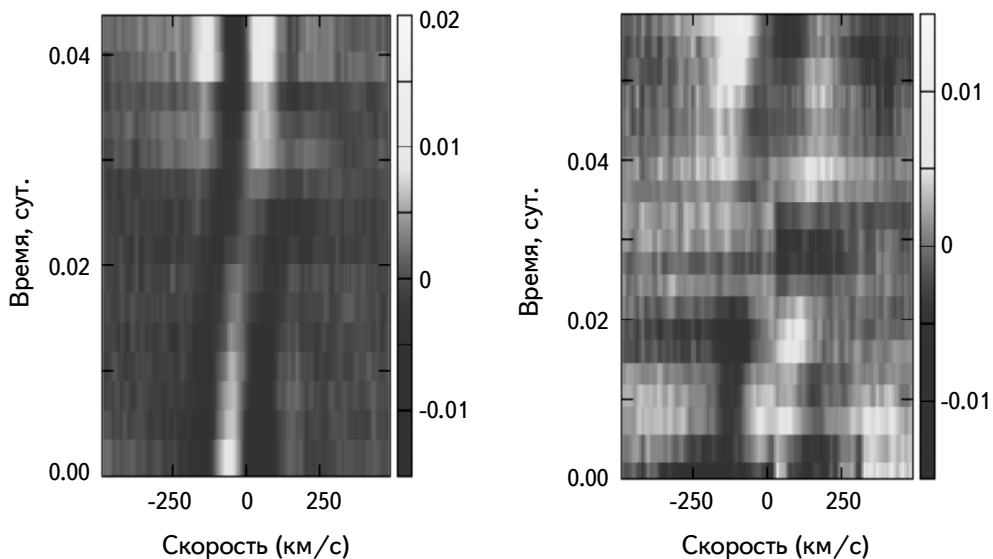


Рис.5. То же, что на рис.3, но для линии H α .

4.1. *Нерегулярные вариации профилей в центре линий.* В спектре звезды ρ Leo найдены нерегулярные вариации профилей линий на секундных шкалах [9]. Такого типа вариации профилей линий в спектре ε Per A не были найдены. В то же время, как видно на рис.1, в центре профилей линий

HeI 4922 и H α в спектре ϵ Per A присутствуют быстрые вариации профилей, имеющие, возможно, нерегулярный характер.

Такие вариации профилей похожи на обнаруженные в спектре Ве звезды λ Eгi нерегулярные изменения (рис.1, 2 в статье [23]) профиля линии HeI6678 . Такие вариации, названные авторами статьи [23] впадинами (dimples), интерпретируются как результат отражения фотосферного излучения от неоднородностей в ветре звезды.

Хотя природа быстрых вариаций профилей в спектре ϵ Per A может отличаться от природы нерегулярных изменений профилей в спектре λ Eгi, само наличие подобных вариаций профилей в спектре ϵ Per A может быть свидетельством неоднородности звездного ветра.

5. *Фурье-анализ профилей линий.* Для поиска периодических компонентов в вариациях профилей линий был выполнен их Фурье-анализ. Для этой цели был использован метод CLEAN [26] с учетом результатов анализа временных рядов с большими пропусками [27]. На рис.6 представлен Фурье-спектр вариаций профилей линий в спектре ϵ Per A для уровня значимости $\alpha = 10^{-4}$.

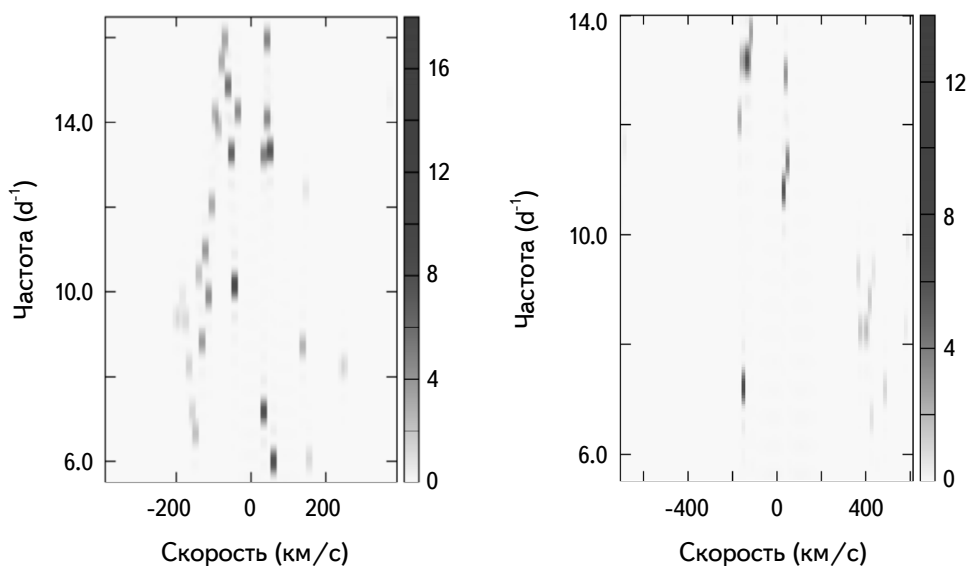


Рис.6. Фурье-спектр вариаций профилей линий HeI 4922 (слева) и H α (справа).

В Фурье-спектре присутствуют регулярные компоненты с частотами 1.3-15 d $^{-1}$ и периодами 1.5-18 часов. В табл.3 найденные частоты регулярных компонентов в Фурье-спектре вариаций профилей линий HeI 4922, H α и H β сравниваются с полученными в работах [3,13,14]. Компонент с номером 6 соответствует периоду пульсаций, приведенному в табл.1.

Таблица 3

ЧАСТОТЫ В d^{-1} И ПЕРИОДЫ В ЧАСАХ (в скобках)
 ФУРЬЕ-КОМПОНЕНТОВ ВАРИАЦИЙ ПРОФИЛЕЙ
 ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ε Per A

Наст. работа				Ссылки		
Но. комп.	HeI 4922	H α	H β	[3]	[13]	[14]
1	-	1.33 (18.05)	1.33 (18.05)	-	-	-
2	-	2.36 (10.17)	-	-	2.84 (8.45)	-
3	4.51 (5.32)	4.01 (5.98)	-	4.59 (5.23)	-	-
4	-	-	-	5.35 (4.49)	5.28 (4.55)	5.30 (4.53)
5	-	-	-	-	5.91 (4.06)	5.89 (4.07)
6	6.24 (3.85)	-	-	6.11 (3.93)	6.25 (3.84)	6.25 (3.84)
7	7.18 (3.34)	7.21 (3.33)	-	6.88 (3.49)	6.84 (3.51)	6.88 (3.49)
8	8.50 (2.82)	8.26 (2.91)	-	8.41 (2.85)	-	-
9	9.90 (2.42)	-	-	9.94 (2.41)	-	-
10	10.51 (2.28)	10.08 (2.38)	10.77 (2.23)	-	10.58 (2.27)	10.58 (2.27)
11	13.14 (1.82)	13.05 (1.84)	12.87 (1.86)	12.99 (1.85)	-	-
12	15.55 (1.54)	-	-	-	-	-

Полный период наблюдений составляет менее двух суток, что составляет менее 14% орбитального периода, поэтому орбитальное движение главного компонента не влияет на найденные частоты вариаций профилей линий.

Ошибки в частотах компонентов в табл.3 составляют $1/T_{obs} \approx \pm 0.5$, где T_{obs} - время наблюдений, что говорит о том, что в пределах точности измерений найденные частоты соответствуют определенным в указанных работах. Отметим, что регулярный компонент вариации профилей с частотой $\nu = 15.55 d^{-1}$ ($P = 1.5$ ч) обнаружен впервые.

В работе [28] рассчитаны возможные частоты нерадиальных пульсаций для модели звезды ε Per A. Периоды вариаций профилей 2-6 ч соответствуют модам нерадиальных пульсаций $l = 4 - 6$ (рис.4 в цитированной статье). Большие периоды соответствуют значениям $l = 1 - 3$ (рис.3). Период пульсаций $P_{12} = 1.5$ ч соответствует большим значениям $l > 6$.

6. Вейвлет-анализ профилей линий. Анализ разностных профилей линий в спектрах ε PerA (рис.3) показывает присутствие в них дискретных компонентов. Мелкомасштабные детали связаны с шумовым компонентом профилей, а детали больших масштабов могут относиться как к регулярному, так и нерегулярному компонентам вариаций профилей. Наиболее подходящим математическим аппаратом для исследования развития деталей профилей разных масштабов является вейвлет-анализ с анализирующим МНАТ-вейвлетом:

$$\psi(x) = (1 - x^2) \exp(-x^2/2), \quad (2)$$

с узким энергетическим спектром и равными нулю первым и нулевым моментами.

Используя этот вейвлет, интегральное вейвлет-преобразование разностного профиля линии можно записать в следующем виде [10,11]:

$$W(s, V, t) = \frac{1}{s^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} d(V', t) \psi\left(\frac{V - V'}{s}\right) dV', \quad (3)$$

где $d(V, t)$ - исследуемая функция (разностный профиль линии), полученная в момент времени t в пространстве скоростей V .

Плотность энергии сигнала $E(s, V, t) = W^2(s, V, t)$ характеризует распределение энергии исследуемого сигнала в пространстве (s, V) = (масштаб, координата) в момент времени t . В этом случае масштабная переменная s выражается в км/с.

Для изучения эволюции деталей разностных профилей, нами были рассчитаны величины $E(s, V, t) = W^2(s, V, t)$ для бальмеровских линий и линий HeI для всех моментов времени t , в которые получены спектры звезды в наблюдательные ночи 18.01.2019 и 20.01.2019. Совокупность функций

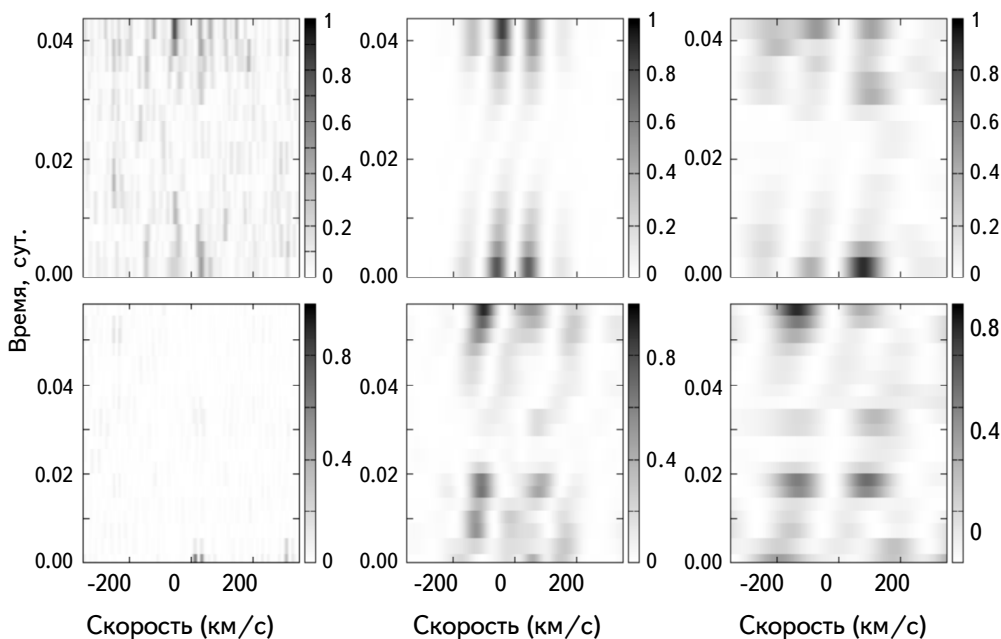


Рис.7. Динамический вейвлет-спектр вариации профилей линии $H\alpha$ с МНАТ материнским вейвлетом на масштабах $S = 10, 50$ и 120 км/с (слева-направо) для спектров, полученных 18.01.2019 (вверху) и 20.01.2019 (внизу).

$E(s, V, t)$ для фиксированных масштабов s назовем динамическим вейвлет-спектром вариаций профиля рассматриваемой линии в спектре звезды.

Настоящее определение динамического вейвлет-спектра отличается от принятого в статье [22], в которой анализировались непосредственно значения амплитуд вейвлет-преобразования $W(s, V, t)$. На рис.7 представлены динамические вейвлет-спектры линии $\text{H}\alpha$ в спектрах ϵ Per A, полученных 18.01.2019 и 20.01.2019. Из анализа рисунка видно, что характер вариаций одинаков для спектров, полученных в разные ночи.

На малых масштабах $s \leq 10$ км/с в вейвлет вариациях профилей виден главным образом вклад шумовой компоненты профиля. В то же время на больших масштабах $s > 120$ км/с детали вариаций профилей замыкаются вследствие слишком большой ширины масштабированного материнского вейвлета. Наиболее отчетливо характер временной вариации профилей в динамических вейвлет-спектрах виден на масштабах $s = 40 - 60$ км/с. Можно сделать вывод, что этот масштаб связан с дисперсией скоростей в неоднородностях ветра ϵ Per A.

Согласно оценкам в статье [29] дисперсия скоростей ~ 50 км/с соответствует размеру неоднородностей $\sim 0.5 R_{\odot}$, что составляет меньше $0.1 R_*$, где R_* - радиус ϵ Per A. Формирование неоднородностей такого размера в ветре ϵ Per A вполне возможно.

7. Заключение. В настоящей работе был выполнен анализ вариаций профилей линий ϵ Per A, полученных на 2-м телескопе обсерватории на пике Терскол в январе 2019г. В результате анализа можно сделать следующие выводы:

- В профилях бальмеровских линий и линий HeI в спектре ϵ Per A обнаружены регулярные вариации профилей линий с амплитудой в 2-3% от потока в соседнем с линией континууме с периодами от 1.5 до 18ч, связанные, возможно, с низкими модами нерадиальных пульсаций звезды $l = 1 - 6$. Самый короткий период пульсаций $P_{12} = 1.5$ ч вероятно соответствует более высоким модам $l > 6$.

- Анализ динамических вейвлет-спектров вариаций профилей линий в спектре ϵ Per A свидетельствует о возможном присутствии в ветре ϵ Per A неоднородностей на масштабах 40 - 60 км/с.

Настоящее исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 18-12-00423.

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, СПб,
Россия, e-mail: afkholtygin@gmail.com

² Институт Астрономии РАН

SEARCHING SUPERFAST LINE PROFILE VARIABILITY
IN THE SPECTRUM OF ε Per AA.F.KHOLTYGIN^{1,2}, V.B.PUZIN², I.V.SOKOLOV², G.M.KARATAEVA¹

The results of observations of high temporal resolution ($\Delta T \sim 4$ min) of the B0.5 supergiant ε Per A at the 2-m telescope of the Terskol Observatory are presented. Regular components of variations in line profiles with periods from 1.5 to 18 hours are registered. Evidences of irregular line profile variations on minute time scales are detected. The nature of such variations is discussed.

Keywords: *stars: magnetic field-stars: chemically peculiar-stars: individual: ε Per A*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Kaper, H.F.Henrichs, A.W.Fullerton et al.*, *Astron. Astrophys.*, **327**, 281, 1997.
2. *A.F.Kholtygin, J.C.Brown, J.P.Cassinelli et al.*, *A&ATr*, **22**, 499, 2003.
3. *В.В.Душин, А.Ф.Холтыгин, Г.А.Чунтонов и др.*, *Астрофиз. Бюлл.*, **68**, 195, 2013, (*Astrophys. Bull.*, **68**, 184, 2013).
4. *S.Hubrig, M.Schoeller, A.F.Kholtygin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **440**, 1779, 2014.
5. *A.F.Kholtygin, S.Hubrig, V.V.Dushin et al.*, in "Stars: From Collapse to Collapse", Proc. Conf. held at Russia 3-7 Oct. 2016. Eds. Yu.Yu.Balega, D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk, I.A.Yakunin. San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 299, 2017.
6. *В.Л.Афанасьев, А.В.Мусеев*, *Письма в Астрон. ж.*, **31**, 214, 2005, (*Astron. Lett.*, **31**, 194, 2005).
7. *C.Aerts, D.M.Bowman, S.Simon-Diaz et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **508**, 1234, 2018.
8. *A.E.Tarasov, P.Harmanec, J.Horn et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **110**, 59, 1995.
9. *А.Ф.Холтыгин, А.А.Батраков, С.Н.Фабрика и др.*, *Астрофиз. Бюлл.*, **73**, 498, 2018, (*Astrophys. Bull.*, **73**, 471, 2018).
10. *Н.М.Астафьева*, *Усп. физ. наук.*, **166**, 1145, 1996, (*Physics-Uspekhi*, **39**, 1085, 1996).
11. *A.A.Koronovskii, A.E.Khramov*, *Continuous wavelet analysis and its applications*, М., Fizmatlit, 2003.
12. *M.A.Smith*, *Astrophys. J.*, **288**, 266, 1985.
13. *D.R.Gies, E.Kamne, T.S.Joseph et al.*, *Astrophys. J.*, **525**, 420, 1999.
14. *P. De Cat, J.Telting, C.Aerts et al.*, *Astron. Astrophys.*, **359**, 539, 2000.

15. *N.E.Piskunov, J.A.Valenti*, *Astron. Astrophys.*, **385**, 1095, 2002.
16. *Y.Wu, H.P.Singh, P.Prugniel et al.*, *Astron. Astrophys.*, **525**, 71, 2011.
17. *J.Libich, P.Harmanec, J.Vondrák et al.*, *Astron. Astrophys.*, **446**, 583, 2011.
18. *T.W.Berghoefer, J.H.M.M.Schmitt, J.P.Cassinelli*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **118**, 481, 2011.
19. *I.R.G.Wilson, M.A.Dopita*, *Astron. Astrophys.*, **149**, 295, 1985.
20. *A.M.T.Pollock*, *Astron. Astrophys.*, **463**, 1111, 2007.
21. *I.Brott, S.E. de Mink, M.Cantiello et al.*, *Astron. Astrophys.*, **530**, A115, 2011.
22. *А.Ф.Холтыгин, Т.Е.Бурлакова, С.Н.Фабрика и др.*, *Астрон. ж.*, **83**, 990, 2006, (*Astron. Rep.*, **50**, 887, 2006).
23. *M.A.Smith, R.S.Polidan*, *Astrophys. J.*, **408**, 323, 1993.
24. *A.Stankov, G.Handler*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **158**, 193, 1995.
25. *P.Harmanec*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 867, 1999.
26. *D.H.Roberts, J.Lehar, J.W.Dreher*, *Astron. J.*, **93**, 968, 1987.
27. *А.Ф.Холтыгин, А.Б.Шнейвайс, Т.Е.Бурлакова и др.*, *Астрофизика*, **50**, 281, 2007, (*Astrophysics*, **50**, 225, 2007).
28. *H.Saio, E.Kambe, U.Lee*, *Astrophys. J.*, **543**, 359, 2000.
29. *Н.А.Кудряшова, А.Ф.Холтыгин*, *Астрон. ж.*, **78**, 333, 2001, (*Astron. Rep.*, **45**, 287, 2001).

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТА Be/X-RAY BINARY V725 TAU = A0535 + 262

Л.Н.КОНДРАТЬЕВА, Э.К.ДЕНИСЮК, И.В.РЕВА, М.А.КРУГОВ,
А.К.АЙМАНОВА, А.В.КУСАКИН, Б.К.ОМАР

Поступила 31 марта 2020

Принята к печати 24 июня 2020

В статье представлены результаты спектральных и фотометрических наблюдений двойной звездной системы с рентгеновской компонентой V725 Tauri = A0535 + 262. Она состоит из звезды-гиганта HDE 245770 спектрального класса O9.7 и пульсара A0535+26 с периодом пульсаций ~103 с. Активные стадии этого объекта, сопровождаемые "гигантскими" рентгеновскими вспышками, наблюдались неоднократно. Последние события имели место в 2009-2011 гг. В результате наших исследований, проведенных в 2017-2020 гг., получены следующие данные: в течение трех последних лет блеск объекта в полосах *B* и *V* оставался на высоком уровне, в конце 2019 г. началось его понижение. При этом, начиная с 2016 г., наблюдается постепенное увеличение потоков излучения в эмиссионных линиях H β и H α . В настоящее время эквивалентные ширины этих линий превышают значения, зарегистрированных во время гигантской рентгеновской вспышки 2011 г. Предыдущие исследования показали, что подобное сочетание характеристик данного объекта, а именно возрастание потоков излучения в эмиссионных линиях при ослаблении блеска, регистрируются накануне наступления активной стадии.

Ключевые слова: *переменные звезды; эмиссионные линии; индивидуальные объекты; V725 Tauri*

1. Введение. Двойные звездные системы Be/X-ray, как правило, состоят из массивной звезды раннего спектрального класса (Oe, Be) и нейтронной звезды. Первая компонента является донором, поставляющим вещество на вторую звезду. Быстро вращающаяся звезда раннего спектрального класса окружена тонким экваториальным диском, в котором формируются эмиссионные линии. Механизм приливного взаимодействия ограничивает размеры диска до, так называемого, резонансного радиуса, при котором отношение угловых скоростей вращения диска и движения по орбите нейтронной звезды равно целому числу. Именно поэтому в Be/X-ray системах наблюдается зависимость между максимальным значением эквивалентной ширины $EW(H\alpha)$ и орбитальным периодом нейтронной звезды [1,2].

Большинство нейтронных звезд в описываемых системах имеют вытянутые орбиты, таким образом, расстояние между компонентами существенно меняется в пределах цикла. Взаимодействие между нейтронной звездой и околозвездным

диском приводит к переменности потока в рентгеновском диапазоне.

Наблюдается два основных типа переменности: "нормальные" вспышки I типа происходят вблизи периастра и имеют светимость $L < 10^{37}$ эрг/с. В процессе "гигантской" вспышки II типа светимость объекта достигает более высоких значений ($L > 10^{37}$ эрг/с). Подобные вспышки непредсказуемы по времени и могут начаться в любой орбитальной фазе.

Влияние, которое оказывают гигантские вспышки на состояние околозвездного диска, рассматривалось в работе [3]. Установлено, что структура диска подвергается существенной перестройке: изменению формы, частичному или полному разрушению [4].

Объект V725 Тау состоит из звезды-гиганта HDE 245770 спектрального класса O9.7 и пульсара A0535+26 с периодом пульсаций ~ 103 с [5]. Периодические изменения рентгеновского излучения объясняются вращением нейтронной звезды с периодом 111.07 ± 0.07 суток [6].

Начиная с момента открытия в 1975г., эта звездная система испытала гигантские рентгеновские вспышки, несвязанные с прохождением периастра, в октябре 1980г. [7], июне 1983г. [8], марте 1989г. [9], феврале 1994г. [5,10] и в мае 2005г. [11-13]. Последние вспышки имели место в 2009г. и 2011гг. [14-17].

2. Наблюдения и обработка. В Астрофизическом институте им. Фесенкова фотометрические и спектральные наблюдения V725 Тау проводятся, начиная с 2007г. Данные, полученные за предыдущие годы, опубликованы в работе [18].

В настоящее время регулярные фотометрические наблюдения проводятся на "восточном" 1-м телескопе фирмы Карл Цейсс Йена Тянь-Шанской Обсерватории (ТШАО). Для регистрации блеска используется ПЗС камера Alta F16M (4096 x 4096, 9 μ m) фирмы Arogee и набор *BVR* фильтров в системе Джонсона. В качестве фотометрических стандартов для этого объекта использовались звезды HD 245816, HD 245817, HD 245689, расположенные в непосредственной близости от объекта. Первичная обработка изображений состоит из стандартных операций с использованием служебных файлов Bias, Dark и Flat. Измерения изображений выполняются с использованием пакетов стандартных программ MaximDL 6 и IRAF. Учет атмосферной экстинкции и приведение полученных инструментальных оценок блеска к стандартной системе выполняются с помощью системы соответствующих уравнений, учитывающих разность показателей цвета объекта и стандарта.

В 2017г. спектральные наблюдения выполнялись на телескопе АЗТ-8 с диаметром зеркала 0.7-м и 1-м телескопе, установленном на Обсерватории Ассы-Тургень. Приемниками излучения на выходе спектрографов служили

ПЗС камеры SBIG ST-8 (1530 x 1024, 9 μ). Доступный для наблюдений спектральный диапазон составлял $\sim 3500 \text{ \AA}$ (4000-7500 $\text{\AA}$). В 2018г. спектрограф телескопа АЗТ-8 был оборудован новой ПЗС камерой SBIG STT-3200 (2184 x 1472, 6.8 μ). Дополнительно несколько спектрограмм объекта было получено на "западном" 1-м телескопе ТШАО с Эшелле-спектрографом (табл.1).

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЪЕКТА V725 Tau ЗА ПЕРИОД 2017-2020гг.

Дата наблюдений	Тип наблюдений	Диапазон длин волн ($\text{\AA}$)	Спектральное разрешение	Телескоп Обсерватория
21.02.2017	Спектры	4400-5100 6100-6800	9800 13000	1-м Ассы-Тургень
25.03.2017	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
20.11.2017	Спектры	4400-5100	9800	1-м Ассы-Тургень
	Спектры	6100-6800	13000	
	Фотометрия	<i>BVR</i>		
02.01.2018	Спектры	6100-6800	13000	1-м ТШАО
24.01.2018	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
01.02.2018	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
04.02.2018	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
10.02.2018	Спектры	4400-5100 6100-6800	7000 9300	0.7-м АЗТ-8
02.12.2018	Спектры	4400-5100 6100-6800	7000 9300	0.7-м АЗТ-8
04.12.2018	Спектры	6100-6800	13000	1-м ТШАО
05.01.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
06.01.2019	Спектры	4400-5100	9800	1-м ТШАО
25.01.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
29.01.2019	Эшелле спектры	4300-7300	60000	1-м ТШАО
08.02.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
29.10.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
08.11.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
15.11.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
25.11.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
30.11.2019	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
02.01.2020	Спектры	6100-6800	9300	0.7-м АЗТ-8
05.01.2020	Спектры	4400-5100	7000	0.7-м АЗТ-8
18.01.2020	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
08.02.2020	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
20.02.2020	Спектры	6100-6800	9300	0.7-м АЗТ-8
25.02.2020	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
29.02..2020	Спектры	6100-6800	9300	0.7-м АЗТ-8
08.03.2020	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
13.03.2020	Спектры	6100-6800	9300	0.7-м АЗТ-8
20.03.2020	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО
23.03.2020	Фотометрия	<i>BVR</i>		1-м ТШАО

В процессе наблюдений спектрограммы исследуемого объекта и стандарта получаются с широкой (7"-10") входной щелью для того, чтобы зарегистрировать полный поток излучения. Для V725 Tau в качестве стандарта используется звезда HD 36819 с известным распределением энергии [19]. Стандартная обработка файлов состоит из вычитания темнового фона, учета ошибки поля и учета атмосферного поглощения. Спектральная чувствительность аппаратуры определяется при сопоставлении наблюдаемого распределения энергии в спектре стандарта с данными каталога [19]. После учета всех поправок определяются значения потоков излучения в абсолютных энергетических единицах. Для исследования профилей эмиссионных линий используются спектрограммы объекта, полученные с узкой (3") входной щелью.

В табл.1 приводится журнал наблюдений объекта V725 Tau за период 2017-2020гг.

3. *Полученные результаты.* Результаты фотометрических наблюдений объекта V725 Tau приведены в табл.2 и на рис.1. Для более полного представления о поведении исследуемого объекта на рис.1 добавлены данные наблюдений, охватывающие, в том числе, последнюю из трех гигантских рентгеновских вспышек (2009-2011гг.). В оптическом диапазоне в этот период наблюдался минимум блеска. Аналогичное сочетание максимального потока

Таблица 2

ОЦЕНКИ БЛЕСКА V725 Tau В ФИЛЬТРАХ В И V

Дата наблюдений	JD-2400000	<i>B</i>	<i>V</i>
25.03.2017	57838.20	9.465±0.032	8.884±0.032
20.11.2017	58078.29	9.496±0.010	8.910±0.008
02.01.2018	58121.15	9.512±0.004	8.891±0.006
02.02.2018	58151.349	9.516±0.004	8.890±0.006
24.01.2018	58143.12	9.474±0.009	8.871±0.007
04.02.2018	58154.10	9.513±0.010	8.864±0.005
05.01.2019	58489.20	9.474±0.009	8.842±0.005
25.01.2019	58509.27	9.482±0.010	8.818±0.032
08.02.2019	58523.14	9.468±0.020	8.853±0.023
29.10.2019	58786.40	9.550±0.046	9.032±0.042
08.11.2019	58796.34	9.510±0.047	8.996±0.036
15.11.2019	58802.34	9.599±0.023	9.044±0.034
25.11.2019	58813.33	9.582±0.056	9.021±0.044
30.11.2019	58818.26	9.600±0.020	9.030±0.012
18.01.2020	58867.33	9.628±0.016	9.035±0.029
08.02.2020	58.888.21	9.585±0.013	8.995±0.023
25.02.2020	58905.09	9.635±0.005	9.068±0.014
08.03.2020	58917.10	9.692±0.020	9.148±0.014
20.03.2020	58929.19	9.694±0.020	9.130±0.019.
23.03.2020	58932.17	9.676±0.016	9.145±0.014

в рентгене с минимальным уровнем блеска в оптическом диапазоне наблюдается в этом объекте, начиная с 2002г. [20]. Значительное, но кратковременное увеличение яркости V725 Tau было зарегистрировано в начале 2013г. (JD = 2456300). Новое повышение блеска началось в декабре 2015г., резкое усиление потока излучения в рентгеновском диапазоне (4-10кэВ) было зарегистрировано

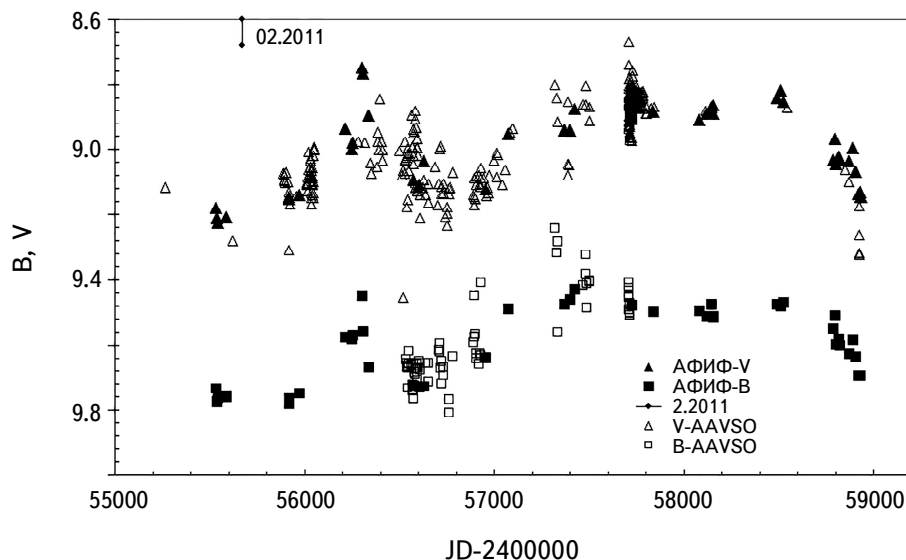


Рис.1. Изменение блеска объекта V725 Tau в 2010-2020гг. Ось X - шкала юлианских дней, ось Y - шкала звездных величин в B фильтре (квадратики) и в V фильтре (треугольники).

Таблица 3

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Дата наблюдений	JD-2400000	$F(\text{H}\alpha) \cdot 10^{11}$ эрг/см ² с	EW(H α) Å	$F(\text{H}\beta) \cdot 10^{12}$ эрг/см ² с	EW(H β) Å
21.02.2017	57806.119	1.51±0.15	16.9±0.9	0.93±0.11	
20.11.2017	58078.333	1.75±0.10	17.5±0.8	1.63±0.17	1.71±0.09
10.02.2018	58160.099	1.71±0.22	14.3±0.9		
02.12.2018	58455.119	1.55±0.18	12.0±1.1		
04.12.2018	58457.275			1.07±0.12	1.18±0.10
06.01.2019	58490.237	1.59±0.15	16.6±1.3	1.79±0.10	1.18±0.09
08.11.2019	58765.330				
02.01.2020	58851.200				
05.01.2020	58854.188			1.91±0.12	2.67±0.21
30.01.2020	58879.106			2.11±0.12	2.76±0.19
20.02.2020	58900.096	1.58±0.15	16.9±1.5	2.14±0.12	2.88±0.20
29.02.2020	58909.098	1.69±0.19	17.2±1.8		
13.03.2020	58922.089	1.72±0.16	17.0±1.5		

в апреле 2016г. [21].

Высокий уровень блеска V725 Тау в оптическом диапазоне сохранялся до 2019г. Тенденция к ослаблению проявилась в конце прошлого года.

В спектре V725 Тау наблюдаются эмиссионные линии H I , HeI, 6678 Å, 7065 Å. Потоки излучения F и эквивалентные ширины EW эмиссионных линий H β и H α приводятся в табл.3 и на рис.2 и 3.

Усиление потоков излучения в эмиссионных линиях началось в 2016г. Особенно эта тенденция заметна в поведении линии H β . Высокий уровень интенсивности сохраняется и в 2020г., несмотря на быстрое падение блеска объекта.

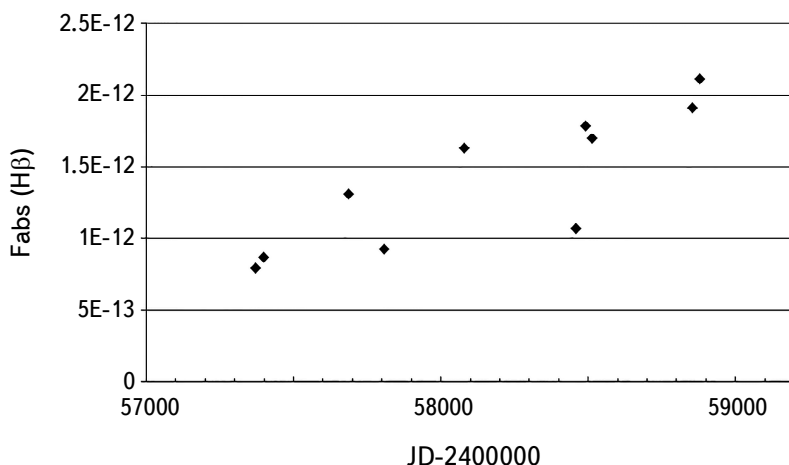


Рис.2. Изменение абсолютного потока в линии H β в спектре V725 Тау.

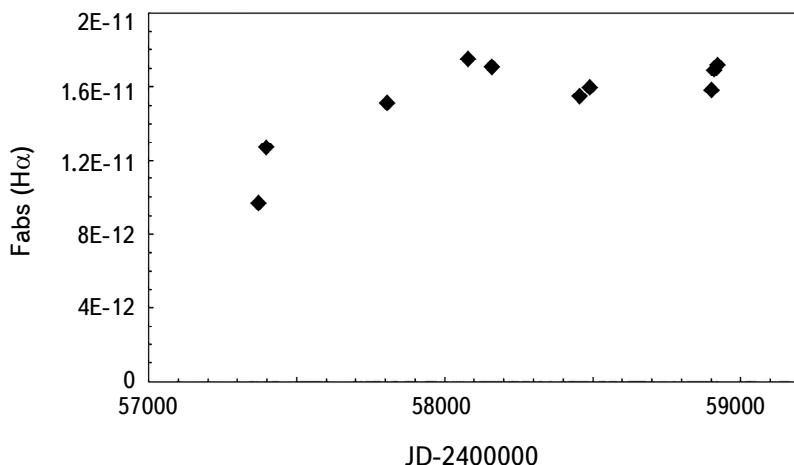


Рис.3. Изменение абсолютного потока в линии H α в спектре V725 Тау.

Профили линий $H\beta$ и $H\alpha$, полученные в 2019г. не имеют особенностей (рис.4). Широкие крылья $H\alpha$ простираются от -900 км/с до $+700$ км/с. Параметр FWHM составляет ~ 250 км/с и 350 км/с для профилей $H\beta$ и $H\alpha$, соответственно.

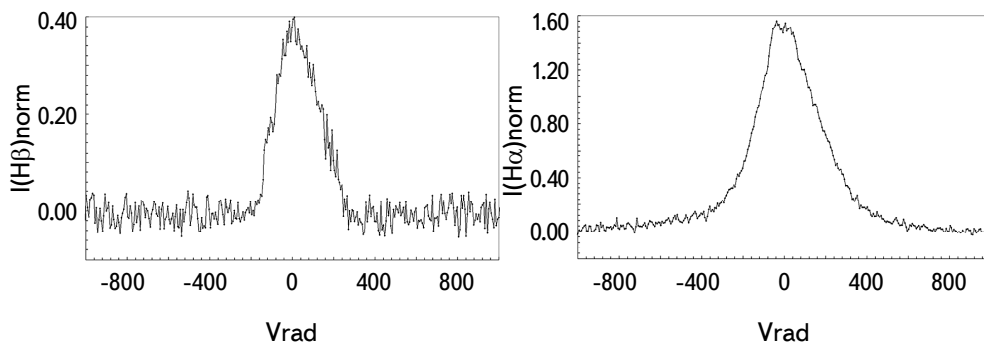


Рис.4. Профили эмиссионных линий $H\beta$ (слева) и $H\alpha$ (справа). Ось X - шкала гелио-центрических лучевых скоростей, ось Y - значения интенсивностей, нормированные к уровню непрерывного спектра.

4. Заключение. Результаты многочисленных исследований двойных звезд с рентгеновскими компонентами показывают, что, источником гигантских рентгеновских вспышек могут быть структурные изменения в околозвездном диске холодной компоненты. Активной стадии объекта предшествует длительный процесс увеличения массы и плотности околозвездного диска, особенно в его внешних зонах. Это проявляется в усилении потоков излучения в эмиссионных линиях. В какой-то момент происходит выброс газа во внутренние зоны диска, что приводит к падению оптического блеска объекта. При этом сохраняется высокий уровень излучения в эмиссионных линиях, которые формируются во внешних зонах околозвездного диска. В свою очередь высокая плотность газа во внешних зонах провоцирует усиление аккреционных процессов и наступление активной стадии [20,22]. Таким образом, изменение в структуре околозвездного диска является предшественником активности в рентгеновском диапазоне. В процессе самой вспышки большая масса газа из околозвездного диска передается нейтронной звезде. После этого происходит восстановление поврежденного диска.

В результате исследования объекта V725 Tau выявлены следующие изменения:

1. Высокий уровень блеска объекта сохранялся в течение трех лет, в конце 2019г. началось его понижение.
2. Начиная с 2016г., наблюдается постепенное увеличение потоков излучения в эмиссионных линиях $H\beta$ и $H\alpha$.
3. Эквивалентные ширины этих линий ($EW(H\alpha)=17\text{\AA}$, $EW(H\beta)=2.9\text{\AA}$)

пока не достигли значений ($-25 \text{ \AA}$), зарегистрированных во время гигантской рентгеновской вспышки 2009г., но существенно превышают результаты ($-10 \text{ \AA}$), полученные в процессе активной фазы 2011г. [17,20].

Именно такое сочетание значений параметров характерно для состояния объекта накануне начала активной фазы.

Работа поддерживается Программой целевого финансирования BR05336383 Аэрокосмического комитета Министерства обороны и аэрокосмической промышленности Республики Казахстан

Астрофизический Институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы, Казахстан,
e-mail: lu_kondr@mail.ru

PHOTOMETRIC AND SPECTROSCOPIC STUDY OF THE OBJECT Be/X-RAY BINARY V725 Tau = A0535 + 262

L.N.KONDRATYEVA, E.K.DENISSYUK, I.V.REVA, M.A.KRUGOV,
G.K.AIMANOVA, A.V.KUSAKIN, B.K.OMAR

The paper presents the results of spectral and photometric observations of the binary system with the X-ray component V725 Tauri = A0535 + 262. It consists of a giant star HDE 245770 of spectral class O9.7 and pulsar A0535 + 26 with a pulsation period of ~ 103 sec. The active stages of this object, accompanied by "giant" X-ray flashes, have been observed repeatedly. Recent events took place in 2009-2011. As a result of our study performed in 2017-2020, the following data were obtained: over the past three years, the brightness of the object in the *B* and *V* bands remained at a high level, at the end of 2019 its decline began. Moreover, from 2016 a gradual increase in the radiation fluxes in the $H\beta$ and $H\alpha$ emission lines is observed. At present, the equivalent widths of these lines exceed the values recorded during the giant X-ray flash of 2011. Previous researches have shown that a similar combination of the characteristics of a given object, namely, an increase in the radiation flux in the emission lines when the brightness is weakened, are recorded just before the beginning of an active stage.

Keywords: *variable stars: symbiotic stars: emission lines: individual: V725 Tauri*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Reig, J.Fabregat, M.Coe*, Astron. Astrophys., **322**, 193, 1997.
2. *P.Reig, P.Nersesian, A.Zezas et al.*, Astron. Astrophys., **590**, A122, 2016.
3. *I.Monageng, V.McBride, M.Coe et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **464**, 572, 2017.
4. *N.Haigh, M.Coe, J.Fabregat*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **350**, 1457, 2004.
5. *M.Finger, R.Wilson, B.Harmon*, Astrophys. J., **459**, 288, 1996.
6. *R.Warwick, M.Watson, M.Sims*, Space Sci. Rev., **30**, 461, 1981.
7. *F.Nagase, S.Hayakawa, H.Kunieda et al.*, Astrophys. J., **263**, 814, 1982.
8. *S.Sembay, R.Schwartz, L.Orwig et al.*, Astrophys. J., **351**, 675, 1990.
9. *F.Makino, W.Cook, J.Grunsfeld et al.*, IAU Circ, **4769**, 1, 1989.
10. *J.Clark, A.Tarasov, I.Steele et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **294**, 165, 1998.
11. *J.Tueller, M.Ajello, S.Barthelmy*, ATel, **504**, 2005.
12. *M.Coe, P.Reig, V.McBride et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **368**, 447, 2006.
13. *I.Caballero, A.Santangelo, F.Kretschmar et al.*, Astron. Astrophys., **408**, L17, 2008.
14. *C.Wilson-Hodge, M.Finger, A.Camero-Arranz et al.*, ATel, **2324**, 2009.
15. *M.Reynolds, J.Miller*, Astrophys. J., **723**, 1799, 2010.
16. *T.Mihara, M.Nakajima, T.Yamamoto et al.*, ATel., **2970**, 2010.
17. *Y.Moritani, D.Nogami, A.Okazaki et al.*, arXiv:1105.4721, **1**, 2011.
18. *L.Kondratyeva, F.Rspaev, Ye.Aimuratov et al.*, News of the National Acad. of Sci. Republ. Kazakhstan, **5**, 12, 2016.
19. *A.Kharitonov, V.Tereschenko, L.Knyazeva*, Spectrophotometric catalog of stars, Almaty, 2011.
20. *A.Camero-Arranz, M.Finger, C.Wilson-Hodge et al.*, arXiv:1109.3924, **2**, 2012.
21. *W.Iwakiri, M.Serino, T.Takagi et al.*, ATel, **8977**, 2016.
22. *J.Yan, L.Hui, L.Qingzhong*, arXiv: 1111.0715, **1**, 2011.

ВЕКОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД. II

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 31 января 2020

Принята к печати 24 июня 2020

Приводятся многочисленные признаки того, что структуры магнитного поля в магнитных звездах с возрастом не изменяются. Звезды вращаются твердотельно.

Ключевые слова: *звезды: магнитные поля - звезды: магнитные структуры - звезды: возрасты*

1. *Введение.* Данная работа является продолжением публикации [1], в которой показано, что структуры магнитного поля химически пекулярных звезд (CP) не изменяются в течение всей их жизни. Здесь мы приводим дополнительные данные, свидетельствующие о вековой стабильности магнитных структур у звезд этого типа. Проблема стабильности магнитных полей рассматривалась практически в течение всего периода исследования магнитных звезд. В предыдущей работе приведены данные, показывающие, что уже на самых ранних этапах исследования магнитных звезд возникали предположения о вековой стабильности структур магнитных полей CP звезд. Теоретически стабильные магнитные поля могут существовать 10^{10} - 10^{11} лет. Максимальный возраст магнитных звезд достигает 10^9 лет, что на порядок меньше. Признаки вековой стабильности структур магнитного поля указывают на отсутствие крупномасштабных движений масс внутри звезд. Этот результат крайне важен для уточнения физики и эволюции магнитных звезд. В предыдущей статье были приведены зависимости наклонов осей диполей α относительно плоскости экватора и расстояний диполей от центра звезды Δa от возраста. Оказалось, что эти параметры с возрастом не изменяются. Уже из этого факта можно сделать определенный вывод, что структуры магнитных полей постоянны во времени. В работе [2] показано, что даже в момент внутренней перестройки звезд структуры остаются неизменными.

2. *Ранние обсуждения проблемы стабильности магнитных структур.* Бэбкок [3] уже в первых своих работах высказывал мнение, что по виду профилей спектральных линий можно сделать вывод, что магнитное

поле в магнитных звездах не принадлежит отдельным магнитным областям, как на Солнце. Звезды намагничены целиком, и структуры магнитного поля имеют явно дипольный характер. В работе [4] он высказал мнение, что в магнитных звездах не может быть дифференциального вращения, которое быстро разрушило бы наблюдаемые дипольные структуры магнитного поля. Возможно, сильное поле обеспечивает внутреннюю жесткость. Далее мы покажем, что внутреннюю жесткость обеспечивает не столько магнитное поле, сколько медленное вращение, при котором дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция и другие неустойчивости не возникают.

Стриттматтер и Норрис [5] утверждают, что при сжатии намагниченного протозвездного облака может возникнуть разное отношение магнитной энергии к вращательной. Если это отношение меньше критической величины, то меридиональная циркуляция увлечет поле внутрь звезды, поле не участвует в торможении и она остается быстрым ротатором - это нормальные звезды. Если отношение выше критического, то циркуляция не может преодолеть противодействия магнитного поля, оно участвует в процессе торможения протозвезды - это будущая магнитная звезда. Очевидно, этот механизм может действовать и на звездной стадии. Наше мнение состоит в том, что магнитное поле может играть некоторую роль в этом процессе, но надо учесть, что магнитные звезды с очень слабым полем тоже разделяются на рубеже периода вращения $P = 1^d$ (рис.1). Это говорит о том, что магнитное поле играет второстепенную роль в разделении звезд на нормальные и магнитные, основную роль играет скорость вращения [6]. Эта проблема подробно рассмотрена также в работе [2]. Второе возражение состоит в том, что нет оснований предполагать

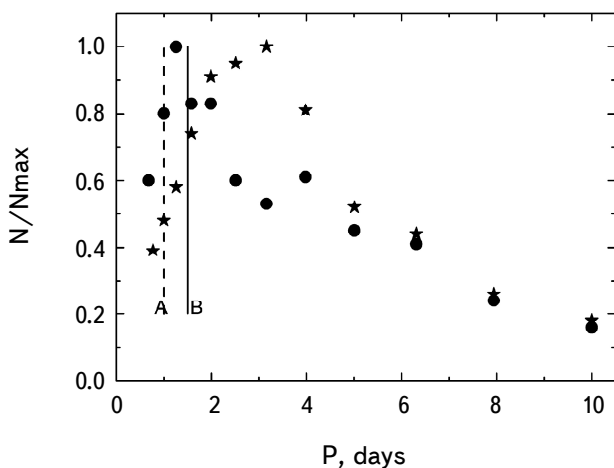


Рис.1. Распределение магнитных звезд по периодам вращения. Кружки - He-r, He-w звезды (A - граница их распределения); звездочки - Si, SrCrEu-звезды (B - граница их распределения).

возникновение меридиональной циркуляции в протозвездной стадии. В этот период вероятнее возникновение дифференциального вращения.

Мосс [7,8] отмечает возможную большую роль меридиональной циркуляции Эддингтона-Свита в физике магнитных звезд, которая должна приводить к изменению начальной конфигурации магнитного поля в течение жизни звезды на Главной последовательности (ГП). Местел и Мосс [9] утверждают, что меридиональная циркуляция неминуемо должна поворачивать магнитное поле вследствие вмороженности в звездное вещество. Этим механизмом, например, в работе [10] делается попытка объяснить преимущественный угол наклона оси диполя к оси вращения $\beta \approx 90^\circ$ у магнитных звезд, который обнаружил впервые Престон [11]. Далее мы пытаемся показать отсутствие меридиональной циркуляции внутри магнитных звезд.

В работе [12] отмечено, что угол наклона магнитного поля звезд к оси вращения β не меняется с возрастом. Это видно из того, что средний угол α ($\alpha = 90^\circ - \beta$) наклона оси вращения к плоскости экватора у магнитных звезд всех типов пекулярности и разного возраста в пределах ошибок одинаковый, несмотря на то, что средний возраст у них различается до двух порядков (табл.1). Делается вывод об отсутствии у магнитных звезд меридиональной циркуляции. Это один из первых результатов, позволивших предположить о наличии внутренней жесткости магнитных структур, которые предсказал Бэбкок.

Таблица 1

Тип звезд	He-r	He-w	Si	SrCrEu
Средняя α , град.	44	48	45	49
$\pm \sigma$, град.	5	4	4	3
$\log t$, лет	6.2	6.8	7.5	8.4

3. *Современное представление о внутренней стабильности магнитных звезд.* Рассмотрим другие признаки внутренней стабильности магнитных звезд, отсутствия крупномасштабных движений масс внутри. В работах [13,14] показано, что магнитные звезды отделяются от нормальных звезд на некоторой фиксированной величине $v \sin i$. В работе [2] найдено, что эта фиксированная величина соответствует периоду вращения $P \approx 1^d$. Это значит, что нет магнитных звезд с $P < 1^d$ [15] (рис.1). В настоящее время имеется единственное предположение о природе этого свойства - при скоростях вращения больше критической $V > V_c$ в родительском протозвездном облаке возникает дифференциальное вращение, которое запутывает магнитное поле в тороидальную форму, которая на стадии звезды не обнаруживается зеемановской методикой.

Медленные протозвездные ротаторы обладают стабильными внутренними областями, в них магнитное поле сохраняется. В работах [2,16] показано, что так же ведут себя химически пекулярные звезды, не имеющие магнитного поля (Am, HgMn). Делается вывод, что химически пекулярные звезды с полем и без поля отделяются от нормальных только вследствие медленного вращения, при котором внутренние области становятся динамически устойчивыми. Скорее всего, магнитные и не магнитные будущие химически пекулярные звезды отделяются от нормальных именно на стадии протозвезд [17], так как среди поздних HAcVe объектов и звезд на ZAMS они уже существуют.

4. *Рост поля после ZAMS.* Рассмотрим рис.2а, б (R - радиус звезды, R_z - ее радиус на ZAMS). В период эволюции "до ZAMS" магнитное поле ослаблено и запутано. На ZAMS магнитное поле почти нулевое, содержание химических элементов нормальное [17]. В этот момент происходит прекращение

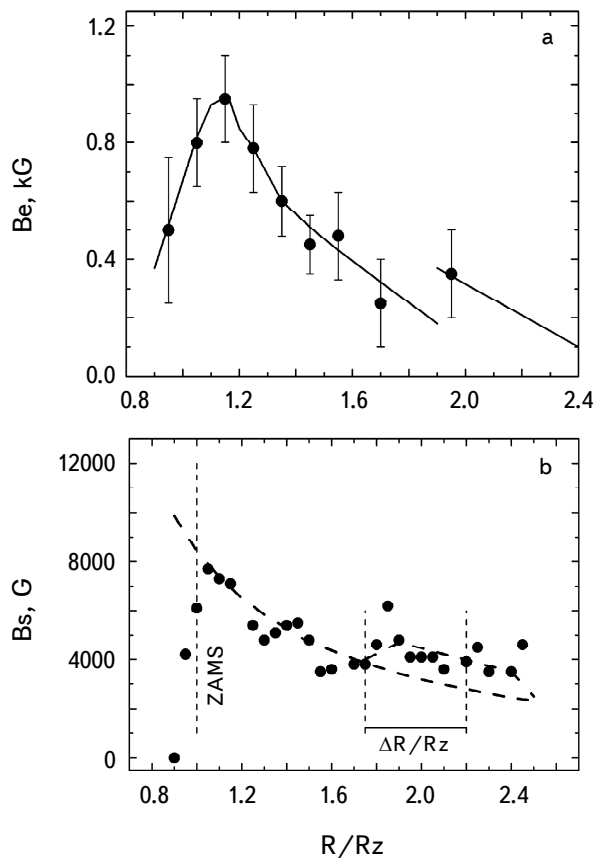


Рис.2. Изменение магнитного поля звезд по мере эволюции их поперек полосы ГП. а) Средние квадратические величины магнитного поля; б) средние поверхностные величины магнитного поля.

аккреции и продолжается релаксация магнитного поля, которая начинается в момент $t=0$, начинается диффузия химических элементов под действием гравитации, лучевого давления и ветра. Магнитное поле постепенно увеличивается в результате стабилизации верхних слоев атмосферы, омической диссипации мелких структур, а также вследствие эффекта натяжения силовых линий. Эти процессы действуют не бесконечно. Поле растет до некоторого максимума, после которого начинает превалировать эффект эволюционного роста радиуса и оно начинает уменьшаться. Если бы радиус оставался постоянным, то было бы видно, что поле продолжает увеличиваться вследствие исчезновения мелких структур путем омической диссипации. Наблюдения показывают, что крупномасштабные структуры сохраняются вплоть до ухода звезд с ГП. В результате зависимости от магнитного поля начальный рост аномальности химсостава приводит к постепенному росту интенсивности критериев классификации. Увеличивается вероятность отнести звезду к типу CP звезд. Число звезд N растет вместе с полем. Скорость эволюционного движения звезд поперек полосы ГП со временем растет.

5. Причины уменьшения поля с возрастом после максимума. Мы все более убеждаемся, что магнитные звезды и химически пекулярные звезды без поля (Am, HgMn) обладают стабильными внутренними областями. В работах [13,18-20] впервые замечено, что среднее поверхностное магнитное поле уменьшается на ГП после преодоления максимума со временем, в основном, вследствие эволюционного увеличения радиуса ($B_s \sim R^{-2}$, рис.2), а не из-за любых крупномасштабных движений масс внутри звезд, вплоть до максимального возраста $t=10^9$ лет (звезды SrCrEu группы [21,22]). Если бы структура магнитного поля соответствовала бы теоретическому диполю, то уменьшение среднего поверхностного поля B_s изменялось бы пропорционально R^{-3} при условии динамически стабильных внутренних областей. Но в действительности структуры не вполне соответствуют теоретическому диполю [23], они только в некоторой степени приближаются к нему. Кроме того, мелкие неоднородности магнитного поля сохраняются в течение всей жизни звезд [24], искажая дипольную структуру поля. Реально модельная структура описывается магнитным диполем, в котором монополи разделены промежутком, в разных звездах находящихся в пределах $l \approx 0 - 0.4 R_\odot$ [25] и величина магнитного поля в центральных областях не равна бесконечности. Указанные две причины приводят к тому, что падение поля после максимума на рис.2 происходит примерно в квадратической [26,27], а не в кубической степени. Рассмотренная зависимость $B_s(R/R_z)$ одинакова для звезд всех типов пекулярности, которые имеют разный средний возраст. Следовательно, вековая стабильность зависимости рис.2 тоже демонстрирует отсутствие внутри

магнитных звезд крупномасштабных движений масс.

6. *Причины изменения числа звезд с возрастом.* На рис.3 показано распределение по времени $N(t)$ звезд SrCrEu типа пекулярности, имеющих структуру магнитного поля центрального диполя. Разброс точек, к сожалению, велик из-за малого количества данных, но, тем не менее, хорошо видно, что максимум распределения падает на $t \approx 4.5 \cdot 10^8$ лет, что составляет около половины жизни звезд SrCrEu типа на ГП. Этот результат подтверждает

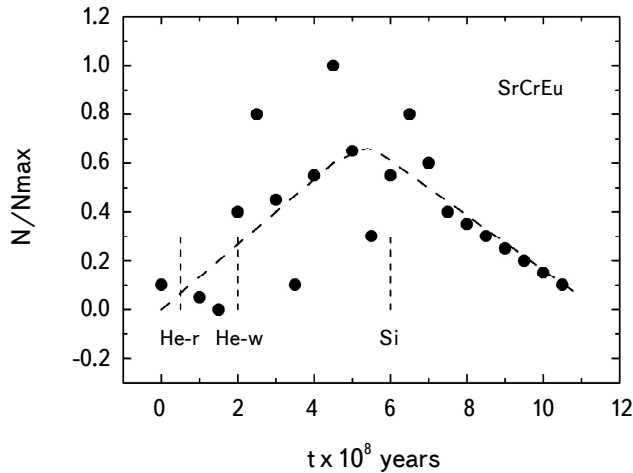


Рис.3. Распределение по времени $N(t)$ звезд SrCrEu типа пекулярности, имеющих структуру магнитного поля центрального диполя.

такой же вывод, сделанный в [28]. Объяснение такому свойству дано, в частности, в [29]. На этом же рисунке показаны диапазоны возрастов звезд других типов. Поскольку длительность одного оборота меридиональной циркуляции составляет $\sim 10^8$ лет, то очевидно, что половины оборота достаточно, чтобы заметить изменение наклона диполя к плоскости экватора α и нарушить известное свойство магнитных звезд о преимущественной ориентации магнитных диполей. Время жизни звезд всех типов много больше этой величины, кроме He-r звезд, следовательно, за время жизни звезд меридиональная циркуляция успела бы сделать много оборотов. Это должно привести к тому, что известное преобладание углов наклона диполей к плоскости экватора в пределах $\alpha \approx 0^\circ - 20^\circ$, показанное на рис.4a, b, должно было исчезнуть. На этом рисунке приведены распределения звезд с центральным диполем по углам для SrCrEu и He-r+He-w звезд, имеющих разный средний возраст. Оказывается, что количество звезд на 1° в диапазоне $\alpha \approx 0^\circ - 20^\circ$ более чем в 7 раз больше, чем в диапазоне $\alpha \approx 20^\circ - 90^\circ$. Распределения не зависят от возраста звезд, они оба демонстрируют наличие преимущественной ориентации магнитных диполей

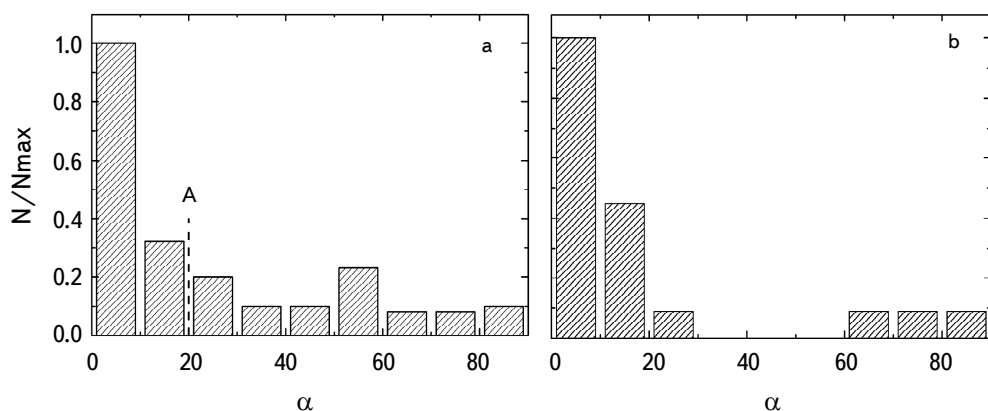


Рис.4. Распределение по углам α звезд SrCrEu типов (a) и He-r+He-w типов (b). Граница A отделяет звезды с малыми углами α .

в звездах с центральным диполем как у молодых, так и у старых групп. Это показывает, что меридиональная циркуляция и другие крупномасштабные движения масс внутри магнитных звезд отсутствуют. Магнитные структуры со временем не изменяются.

Распределение N зависит не только от величины поля, но и от скорости эволюции вдоль трека, которая постепенно увеличивается. Поэтому отношение $\Delta N / \Delta R$ постепенно уменьшается. С возрастом изменяются $T_{\text{эфф}}$ и $\log g$, интенсивности критериев классификации уменьшаются, в результате вероятность отнести звезду к СР типу становится меньше. Все эти факторы приводят к постепенному уменьшению N . На рис.5 дано распределение $N(R/R_z)$ для

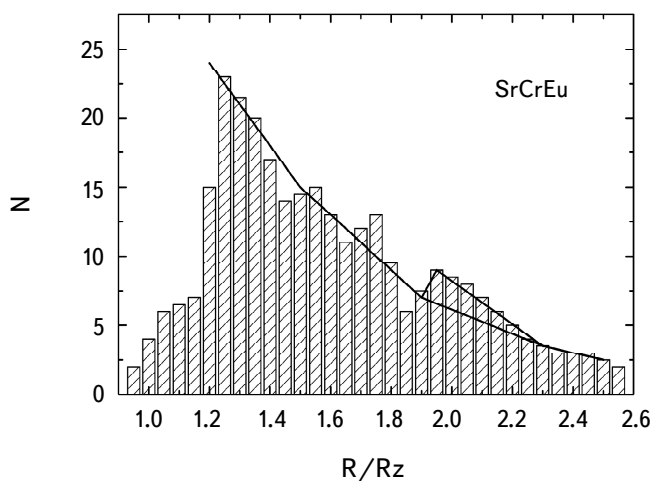


Рис.5. Распределение SrCrEu звезд поперек полосы ГП, имеющих весь набор углов α .

SrCrEu звезд, имеющих весь набор углов α . Максимум распределения падает на $R/R_z = 1.25$. После этого число N уменьшается вплоть до $R/R_z = 1.8$, когда наступает внутренняя перестройка звезд. На рис.2b область перестройки отмечена вертикальными линиями. Звезды на эволюционном треке три раза зигзагообразно проходят участок $R/R_z = 1.8 - 2.2$, поэтому количество их на зависимости $N(R/R_z)$ в этот момент увеличивается. После $R/R_z = 2.2$ звезды покидают эту часть трека, продолжая эволюционировать вдоль плавно продолжающегося трека. На рис.3 прохождение этого момента не заметно вследствие малого количества данных. Наличие максимума распределения $N(R/R_z)$ на $R/R_z = 1.25$ объясняется, таким образом, тем, что налагаются две прямо противоположные тенденции - увеличение этого отношения после ZAMS и, затем, уменьшение отношения $\Delta N / \Delta R$ вследствие увеличения скорости эволюции поперек полосы ГП и ослабления магнитного поля и изменения $T_{эфф}$ и $\log g$.

7. *Поведение звезд с магнитной структурой центрального диполя.* Наиболее показательным признаком стабильности магнитных структур является пример звезд с полем диполя, находящегося в центре звезды. Рассмотрение структуры магнитных полей звезд разного возраста не показало признаков преобразования моделей центрального диполя в более сложные конфигурации. Омическая диссипация, натяжение силовых линий и другие эффекты действуют в сторону упрощения структур. Пока не предложен механизм, который действует в обратную сторону, т.е. который превращал бы наблюдаемые структуры центрального диполя в двух или трехдипольные конфигурации. Поэтому пример звезд с центральным магнитным диполем кажется наиболее подходящим для демонстрации вековой стабильности магнитных структур. Рассмотрим распределение звезд с центральным диполем по возрастам. Для этого мы выбрали только те объекты, для которых модель центрального диполя определена достаточно надежно [30]. На рис.3 приведены распределения звезд с центральным диполем $N(t)$ для звезд SrCrEu групп отдельно [31]. Можно предполагать, что такие объекты сформировались либо из однородно намагниченных протозвездных облаков, либо в тех случаях, когда величина магнитного поля была пропорциональна плотности облака [32]. Из рисунка видно, что средний возраст короткоживущих звезд "гелиевых" типов в среднем около 10 раз меньше среднего возраста SrCrEu звезд, а максимальное различие возрастов $\log t = 7$ и $\log t = 9$ достигает уже двух порядков. При этом звезды приходят на ZAMS уже имея структуру центрального диполя и есть звезды, которые уходят с ГП без изменения. Эти данные показывают, что следует серьезно относиться к предположению о том, что магнитные звезды являются твердотельными ротаторами. В нашем распоряжении имеются звезды с самыми крайними возрастными пределами среди звезд с цент-

ральным диполем: это HD200775 ($\log t = 6.0$) HD35298 ($\log t = 7.0$), HD184927 ($\log t = 7.4$), HD2453 ($\log t = 8.88$) HD98088 ($\log t = 8.88$).

Магнитные звезды являются твердотельными ротаторами, как и подозревал Бэбкок.

8. *Поведение конвективного ядра.* До сих пор мы рассматривали структуры магнитного поля вне конвективного ядра. Характер взаимодействия этих областей пока не совсем ясен. Силовые линии глобального магнитного поля должны окружать ядро, сжимаясь вблизи его поверхности. Очевидно, что поле в пограничной области должно усилиться. Возможны три варианта вращения конвективного ядра: 1) ядро вращается синхронно с окружающей областью; 2) ядро вращается быстрее и 3) ядро вращается медленнее. Очевидно, что 2 и 3 случаи должны приводить к закручиванию силовых линий в пограничном слое в тороидальную структуру и вызывать генерацию переменного магнитного поля [33] вследствие "омега-эффекта". Поскольку такое поле в магнитных звездах отсутствует, то предполагаем синхронное вращение конвективного ядра.

9. *Структура магнитного поля в момент внутренней перестройки.* Чрезвычайно интересно знать, что происходит со структурой магнитного поля в момент внутренней перестройки звезды, происходящей в момент $R/R_z > 1.8$ (рис.2b). К сожалению, пока мало исследовано звезд, находящихся в этот период эволюции. Тем не менее, предварительное представление можно получить из табл.2, в которой приведены звезды с со структурой поля центрального диполя и несколько звезд со смещенным вдоль оси диполем. Очевидно, что структуры не изменились, они по-прежнему остались в виде центрального диполя. Три звезды со смещенным вдоль оси диполем не отличаются от таких же звезд, находящихся на $R/R_z < 1.8$. Эти

Таблица 2

HD	Тип	Модель	R/R_z	$\log t$
5737	He-w	Центр. диполь	2.37	8.1
18296	Si+	Центр. диполь?	2.86	8.3
47103	SrCrEu	Центр. диполь?	2.20	8.9
51418	SrCrEu	Центр. диполь	2.21	8.6
58260	He-r	Центр. диполь	2.13	7.4
148112	SrCrEu	Центр. диполь	2.01	8.8
148199	Si	Центр. диполь	2.25	8.5
169842	SrCrEu	Центр. диполь	2.05	8.8
170397	Si	Центр. диполь	2.02	8.5
59435	SrCrEu	Смеш. диполь $\Delta a = 0.10$	2.23	8.8
116458	He-w	Смеш. диполь $\Delta a = 0.07$	2.02	8.2
147010	SrCrEu	Смеш. диполь $\Delta a = 0.45$	2.07	9.0

факты демонстрируют отсутствие в них действия меридиональной циркуляции или дифференциального вращения. В этой фазе эволюции нет звезд с другими, незнакомыми структурами магнитного поля. Отсюда вывод - звезды в момент внутренней перестройки продолжают вращаться твердотельно.

В работах [34,35] тоже отмечается факт вековой стабильности основных магнитных структур, отсутствия внутри магнитных звезд меридиональной циркуляции, дифференциального вращения и других крупномасштабных движений масс. Более чем 120 магнитных CP звезд были промоделированы методом "магнитных монополей" [36,37]. При этом были получены параметры магнитных структур, прежде всего данные о наклоне оси диполя к плоскости экватора и расстоянии диполей от центра звезды Δa . В работе [38] приведены зависимости $\alpha(\log t)$ и $\Delta a(\log t)$, которые демонстрируют стабильность магнитных структур в течение всей жизни звезд на ГП.

Наличие сложных магнитных структур у звезд большого возраста показывает, что полная релаксация магнитных полей не успевает произойти в течение всей их жизни. Простые однодипольные и сложные многодипольные структуры наблюдаются у звезд, только что появившихся на ZAMS с возрастом 10^6 лет, и у тех, кто покидает ГП с возрастом 10^9 лет. Магнитные звезды покидают ГП, очевидно, практически без потери магнитного потока, так как теоретически полная омическая диссипация звезд происходит за 10^{10} - 10^{11} лет.

10. Заключение. Основные признаки вековой стабильности магнитных структур CP звезд заключаются в следующем:

1. Наклон осей диполей α относительно плоскости экватора и расстояния диполей от центра звезды Δa с возрастом не меняются. Это значит, что внутренние структуры магнитных полей имеют вековую стабильность.

2. Внутреннюю жесткость магнитных звезд обеспечивает не столько магнитное поле, сколько медленное вращение, при котором дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция и другие неустойчивости не возникают.

3. Магнитное поле не играет никакой роли в разделении звезд (протозвезд) на нормальные и магнитные, основную роль играет скорость вращения. Медленное вращение обеспечивает внутреннюю динамическую стабильность, при которой сохраняется магнитное поле. Быстрое вращение вызывает в протозвезде дифференциальное вращение, запутывающее магнитное поле в форму тороида.

4. В магнитных звездах нет меридиональной циркуляции. Это один из первых результатов, позволивших предположить наличие внутренней стабильности магнитных звезд, которые предсказал Бэбкок.

5. Рост поля после ZAMS происходит вследствие прекращения аккреции и стабилизации атмосфер, релаксации запутанного после нестационарной фазы

Хаяши поля посредством омической диссипации и натяжения силовых линий.

6. Рост числа звезд N после ZAMS происходит вследствие стабилизации атмосфер, усиления диффузии химических элементов и увеличения интенсивностей характерных спектральных линий, по которым осуществляется классификация. Зависимость имеет максимум, после которого происходит падение числа магнитных звезд.

7. Магнитное поле уменьшается на ГП после максимума вследствие эволюционного увеличения радиуса, (пропорционально R^{-2}), а не из-за крупномасштабных движений масс внутри звезд, разрушающих поле. Падение N после максимума происходит не только из-за уменьшения величины поля, но и от изменения скорости эволюции вдоль трека, которая постепенно увеличивается, в результате чего отношение $\Delta N / \Delta R$ постепенно уменьшается. С возрастом изменяются $T_{эфф}$ и $\log g$, интенсивности критериев классификации уменьшаются, в результате вероятность отнести звезду к CP типу становится меньше. Все эти факторы приводят к постепенному уменьшению N . Максимум N происходит после 40% жизни звезд на ГП.

8. Магнитные звезды покидают ГП, очевидно, практически без потери магнитного потока, так как теоретически полная омическая диссипация звезд с совершенно стабильным внутренним объемом происходит за 10^{10} - 10^{11} лет (кроме конвективного ядра) при максимальной продолжительности жизни $t \approx 10^9$ лет.

9. Магнитные и не магнитные CP звезды отделяются от "нормальных" звезд на стадии протозвезд.

10. С возрастом магнитные конфигурации не меняются, не переходят друг в друга, не превращаются в незнакомые конфигурации. Слегка уменьшается доля мелкомасштабной фракции магнитного поля вследствие омических потерь и натяжения силовых линий.

11. В работе [2] и разделе 9 показано, что в момент внутренней перестройки звезд структуры остаются неизменными.

12. Конвективное ядро, по всем признакам, вращается синхронно с основной массой звезды.

13. Очевидно существует значительное количество быстро вращающихся "нормальных" звезд, содержащих сильное тороидальное магнитное поле внутри.

THE SECULAR STABILITY OF MAGNETIC STRUCTURES OF MAGNETIC STARS. II

Yu.V.GLAGOLEVSKIY

Numerous signs are given that the magnetic field structures in magnetic stars do not change with age. Stars rotate like a solid.

Keywords: *stars: magnetic fields - stars: evolution - stars: magnetic structures - stars: ages*

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko, *Astrophysics*, **62**, 491, 2019.
2. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, (in preparation).
3. H.W.Babcock, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **59**, 260, 1947.
4. H.W.Babcock, in *Stellar atmospheres*, ed. J.L.Greenstein (The University of Chicago Press), 1960.
5. P.A.Strittmatter, J.Norris, *Astron. Astrophys.*, **15**, 239, 1971.
6. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **72**, 418, 2017.
7. D.Moss, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 61, 1974.
8. D.Moss, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **171**, 303, 1975.
9. L.Mestel, D.Moss, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **178**, 27, 1977.
10. D.Moss, *ASP Conf. Ser.*, **248**, 305, 2001.
11. G.Preston, *Astrophys. J.*, **150**, 547, 1967.
12. Yu.V.Glagolevskij, *Magnetic stars*, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
13. H.A.Abt, M.I.Morrell, *Astrophys. J. Suppl.*, **99**, 135, 1995.
14. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, *Bull. SAO*, **51**, 88, 2001.
15. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 350, 2015.
16. Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth, *Bull. SAO*, **55**, 38, 2003.
17. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **61**, 413, 2018.
18. Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth, *Bull. SAO*, **58**, 17, 2005.
19. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 173, 2013.
20. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 407, 2013.
21. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 29, 2015.
22. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **61**, 546, 2018.
23. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 204, 2014.
24. O.Kochukhov, S.Bagnulo, G.Wade, *Astron. Astrophys.*, **414**, 613, 2004.
25. Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko, *Astrophys. Bull.*, **73**, 201, 2018.

26. *Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, Bull. SAO, **51**, 88, 2001.
27. *Yu.V.Glagolevskij et al.*, Stellar magnetism, St. Petersburg, Nauka, 92, p.36.
28. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **61**, 413, 2018.
29. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **75**, 1, 2020.
30. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **59**, 321, 2016.
31. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **74**, 66, 2019.
32. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **57**, 315, 2014.
33. *А.А.Соловьев*, (частное сообщение).
34. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **58**, 350, 2015.
35. *Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko*, Astrophysics, **62**, 491, 2019.
36. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
37. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **66**, 144, 2011.
38. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **59**, 164, 2016.

ДВЕ ФАЗЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И СТОХАСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ

А.Б.СТРУМИНСКИЙ¹, И.Ю.ГРИГОРЬЕВА², Ю.И.ЛОГАЧЕВ³,
А.М.САДОВСКИЙ¹

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Хорошо известна гипотеза о реализации в солнечных вспышках двух фаз ускорения заряженных частиц, когда в первой фазе ускоряются субрелятивистские электроны, а во второй - релятивистские электроны и протоны. В солнечных протонных событиях и их родительских вспышках 26 декабря 2001г. (M7.1), 2 ноября 2003г. (X8.3) и 9 августа 2011г. (X6.9) выделены первая и вторая фазы, причем в межпланетной среде от первой фазы наблюдались только электроны, а от второй - электроны и протоны. Временные профили электронов и протонов от второй фазы подобны, отсюда сделан вывод о преимущественном ускорении релятивистских электронов и протонов, наблюдаемых в межпланетной среде, во вспышках, а не на ударном фронте коронального выброса массы. По всей видимости, во вспышках реализуется стохастический механизм ускорения, в котором протоны и электроны приобретают энергию во многих элементарных актах на всем протяжении вспышки, причем ее длительность много больше длительности элементарного акта. Для согласования стохастического процесса ускорения и существования двух фаз в солнечных вспышках, необходимо учитывать во второй фазе гиротронные потери электронов на излучение, которыми в первой фазе можно пренебречь. Энергия ускоренных протонов в первой фазе мала для их обнаружения по процессам, происходящим на Солнце, но во второй фазе она может достичь величин достаточных для возникновения гамма-линий - ядерных и от распада пионов.

Ключевые слова: *солнечные вспышки: рентгеновское и радиоизлучение: корональный выброс массы: ускорение солнечных протонов и электронов: солнечные электронные и протонные события*

1. **Введение.** Солнечные протонные события 4, 6 и 10 сентября 2017г. побудили нас вновь обратиться к гипотезе о реализации во вспышках двух фаз ускорения заряженных частиц [1-3], когда в первой фазе ускоряются преимущественно электроны с энергией <100 кэВ, а во второй - электроны >100 кэВ и протоны.

В этих событиях по данным детектора SOHO/EPHIN (релятивистские электроны) и Антисовпадатальной защиты спектрометра на КА ИНТЕГРАЛ (ACS SPI, >100 МэВ протоны) удалось разделить вблизи Земли электроны и протоны, ускоренные в первой и второй фазах вспышек [4-6]. При этом оказалось, что после вспышек X9.3 6 сентября и X8.2 10 сентября 2017г. в

межпланетном пространстве (МП) наблюдались как электроны, ускоренные в первой фазе, так и электроны и протоны от второй фазы. А после вспышки M5.5 4 сентября 2017г. наблюдались только электроны и протоны от второй фазы [4-6]. По всей вероятности, количество и энергия электронов, ускоренных в первой фазе вспышки M5.5 4 сентября 2017г., были недостаточными для их регистрации SOHO/EPHIN [5].

При дальнейшем исследовании этих событий [7] была высказана идея о том, что в связанных с ними вспышках реализовался стохастический механизм ускорения, в котором протоны и электроны приобретают энергию во многих элементарных актах, чья длительность много меньше длительности самой вспышки [8-10]. Для согласования стохастического процесса ускорения и наблюдения двух фаз в солнечных вспышках, по всей видимости, во второй фазе необходимо учитывать гиротронные потери электронов на излучение [11], которыми в первой фазе можно пренебречь. В этом случае первая и вторая фазы различаются только тем, что энергия ускоренных протонов мала для их обнаружения на Солнце в первой фазе, но она может достичь величин, достаточных для генерации ядерных гамма-линий и π -мезонов во второй фазе. Это предположение основано на том, что, если время ускорения электронов до 100 кэВ составляет порядка 400 мс [10], то для ускорения протонов до такой же скорости (200 МэВ) потребуется время ~ 12 мин (m_p/m_e раз больше). Откуда следует длительность первой фазы, равная нескольким минутам [7].

Мы считаем, что первая фаза вспышки реализуется всегда, если на Солнце зарегистрировано нетепловое электромагнитное излучение, а вторая фаза вспышки реализуется только в том случае, если на Солнце регистрировались ядерные гамма-линии или в межпланетном пространстве наблюдались ускоренные протоны [7]. Если нет данных по ядерным гамма-линиям, но протоны > 30 МэВ наблюдались в МП, то начало второй фазы можно оценить по времени их прихода на Землю.

Для реализации второй фазы необходим корональный выброс массы (КВМ). Его роль заключается: 1) в привлечении во вспышечный процесс все большего числа петель в диапазоне высот от хромосферы до короны; 2) в возвращении ускоренных частиц в область вспышки; 3) в дополнительном ускорении частиц на ударном фронте; и 4) в обеспечении им условий выхода в МП в широком пространственном угле.

Следующей очевидной задачей является проверка высказанных предположений на примере других протонных событий и их родительских вспышек. В данном исследовании выбраны солнечные вспышки M7.1 26 декабря 2001г. [12-14], X6.9 9 августа 2011г. [15] и X8.3 2 ноября 2003г. [16], которые по своим свойствам аналогичны, соответственно, вспышкам: M5.5 4 сентября 2017г. - слабой и длительной, X9.3 6 сентября 2017г. - мощной импульсной

и X8.2 10 сентября 2017г. – мощной длительной. Анализ свойств наблюдаемых потоков мягкого рентгеновского (soft X-ray – SXR) излучения в этих вспышках позволяет предположить, что и потоки электронов и протонов в межпланетной среде, наблюдавшиеся вблизи Земли, обладали сходными свойствами.

2. Инструменты и методы. Здесь для исследования свойств популяций частиц, ускоренных в первой и второй фазах солнечных вспышек, мы будем сравнивать потоки релятивистских электронов (SOHO/EPHIN) с данными по высокоэнергичным протонам (потоки протонов >100 МэВ, (GOES), темп счета нейтронных мониторов (НМ) и детектора ACS SPI). Так как фазы различаются наличием или отсутствием гиросинхротронного излучения, то за ноль времени мы принимаем начало первого видимого роста его потока на частоте 15.4 ГГц. Это время не всегда совпадает со временем начала излучения на 15.4 ГГц в файлах (YYYYMMDDevents.txt).

Введение нулевого времени позволяет сравнивать в одной временной шкале различные события. Выбранный ноль времени можно рассматривать как момент появления релятивистских электронов в атмосфере Солнца и как условную границу между первой и второй фазами. Отметим, что, согласно [17], время инжекции протонов с энергиями в несколько ГэВ соответствует времени первого значимого максимума микроволнового излучения.

Данные интегральных протонных каналов GOES доступны на сайте (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/particle/). Данные по потокам релятивистских электронов в каналах 0.27-0.7, 0.67-3.0 и 2.64-10.4 МэВ дает детектор EPHIN на SOHO (www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phperph/EPHIN.htm). Отношение скорости электронов к скорости света V/c соответственно находится в пределах 0.78-0.91, 0.91-0.99, 0.99. Если длина силовой линии, по которой распространяются частицы, минимальная (т.е. ~ 1.2 а.е.), то время запаздывания электронов в дифференциальных каналах относительно электромагнитного излучения будет ~ 4 , 3 и 2 мин. Для протонов с энергиями 30, 100 и 500 МэВ ($V/c = 0.25$, 0.43 и 0.76) время запаздывания будет ~ 30 , 15 и 5 мин.

Для выбора НМ, показавшего самое быстрое начало наземного возрастания GLE (Ground Level Enhancement) интенсивности космических лучей, мы использовали последовательно две базы данных. База данных по GLE событиям Университета Оулу (<http://cosmicrays.oulu.fi/GLE.html>) позволяет выбирать семь НМ, показавших лучшие временные профили по 5-мин данным. Далее мы сравнивали 1-мин данные семи выбранных НМ, которые выложены на сайте (<http://www.nmdb.eu/nest/search.php>), и отбирали из них НМ, показавший самое быстрое начало GLE. В обоих случаях им оказался НМ SOPO (South Pole) с нулевым порогом геомагнитного обрезания, т.е. регистрирующий протоны с энергиями >500 МэВ.

Данные ACS SPI доступны для двух исследуемых нами событий, так как КА INTEGRAL был выведен на орбиту только в конце 2002г. Детектор ACS SPI регистрирует фотоны с энергией >150 кэВ ([http://isdc.unige.ch/\\$/sim\\$savchenk/spiacs-online/spiacs.pl](http://isdc.unige.ch/$/sim$savchenk/spiacs-online/spiacs.pl)). В момент солнечных вспышек с жестким рентгеновским (HXR) излучением ACS SPI в основном регистрирует первичные солнечные фотоны. Детектор ACS SPI регистрирует также и вторичные фотоны, рожденные протонами с энергией >100 МэВ. В некоторых солнечных протонных событиях ACS SPI оказывается более чувствительным детектором протонов, чем НМ [18]. Этого не произошло 2 ноября 2003г. на фоне мощной солнечной гамма-вспышки [15]. Мы используем ACS SPI, как некалиброванный детектор высокоэнергичных протонов в событии 9 августа 2011г., которое не сопровождалось потоками протонов высоких энергий, регистрируемых НМ.

Для рассмотренных событий, времена регистрации радио и SXR излучения взяты из открытого доступа (Radio Solar Telescope Network (RSTN): <ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/> и GOES: <satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/> соответственно). Для того, чтобы представить себе развитие вспышки на разных уровнях атмосферы Солнца, мы выбрали три характерных частоты RSTN - 15.4 ГГц (хромосфера и выше), 2695 МГц (верхняя хромосфера и выше) и 245 МГц (корона и выше). Плазменный и гиросинхротронный механизмы радиоизлучения дают различный вклад на этих частотах.

Информация по KBM взята из каталога SOHO LASCO CME CATALOG (cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Также мы использовали сводные отчеты о солнечной активности, составленные американским Центром предсказания космической погоды (the Space Weather Prediction Center - SWPC, <ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>).

3. *Наблюдения и оценки.* Некоторые характеристики рассматриваемых событий представлены в табл.1. Времена в минутах приведены относительно выбранного в каждом событии нулевого времени (кроме интервала между максимумами температуры и меры эмиссии). В таблице приведены следующие величины: А - дата, нулевое время, координаты и балл вспышки, В - начало и максимум вспышки мягкого рентгеновского излучения (SXR) по GOES; С - время максимума температуры, время запаздывания максимума меры эмиссии (относительно максимума температуры); D - время первого появления KBM (LASCO_C2) и его скорость в км/с; Е - наименьшая частота, регистрируемого RSTN излучения, времена его начала и максимума; F - время начала и максимума излучения на 15.4 ГГц, его величина (СЕП); G - время начала радио всплесков III, II и IV типов; H - время начала роста >100 МэВ GOES, НМ (GLE), электронов SOHO EPHIN 2.64-6.12 кэВ от первой и второй фаз вспышки.

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССМАТРИВАЕМЫХ СОБЫТИЙ

A	B	C	D	E	F	G	H
26.12.2001 05:04 M7.1 N08W54	-32/+36	+14/26	+26 1446	410 -9/+53	-11/+3 1800	нет/-2/+16	+41/+42/нет(+35)
02.11.2003 17:09 X8.3 S14W56	-6/+16	+10/7	+21 2598	245 +4/+6	-4/+7 30000	нет/+5/+5	+23/+25/+10(+33)
09.08.2011 0801 X6.9 N17W69	-5/+5	+2/2	+11 1610	245 -1/+1	0/+2 1600	+16/0/+19	+15/нет/+3(+15)

Обсудим событие 26 декабря 2001г., представленное на рис.1. Вспышка начинается с нагрева в хромосфере в 04:32 UT (-32 мин), возможно, в результате ускорения электронов с энергией десятки кэВ. Идет длительная предвспышечная фаза в хромосфере, которая медленно и постепенно развивается как вверх в корону, так и вниз к сильному магнитному полю. О движении вверх говорит появление радиоизлучения на все более низких частотах (4995 МГц в 04:35 UT (-31 мин), 2695 МГц в 04:38 UT (-26 мин) и 245 МГц в 04:49 UT (-15 мин) (см. 20011226 events.txt)). Превышение потоков радиоизлучения над фоном на 8.8 ГГц в 04:39 UT (-25 мин) и 15.4 ГГц в 04:53 UT (-11 мин) свидетельствует о постепенном ужесточении спектра ускоренных электронов и смещении области их взаимодействия к сильному магнитному полю.

Ускоренные электроны не достигали нижней границы хромосферы вплоть до 05:04 UT, так как по SXR данным GOES мера эмиссии практически не менялась. Этот момент выбран нами как ноль времени, который совпадает с началом "импульсной" фазы вспышки [12-14]. Она длится до начала пост-эруптивной фазы (образование KBM в 05:09 UT (+5 мин), "jet-like eruption", согласно [13-14]).

Наблюдения солнечных протонов и электронов вблизи Земли показаны на рис.1b, с. Для оценок мы предполагаем, что частицы в этом событии распространялись до Земли по минимальному пути (1.2 а.е.). Возрастания темпа счета НМ SOPO (протоны >500 МэВ) и потока протонов GOES >100 МэВ над фоном начались в +42 мин и +41 мин, т.е. они вышли в МП не ранее, чем на +37 мин и +26 мин. Поток электронов в канале 2.64-10.4 МэВ показал возрастание над фоновыми значениями на +35 мин, они вышли в МП на +33 мин, т.е. почти одновременно с протонами >500 МэВ. Временные профили, приведенные на рис.1b, подобны примерно с +40 по +80 мин.

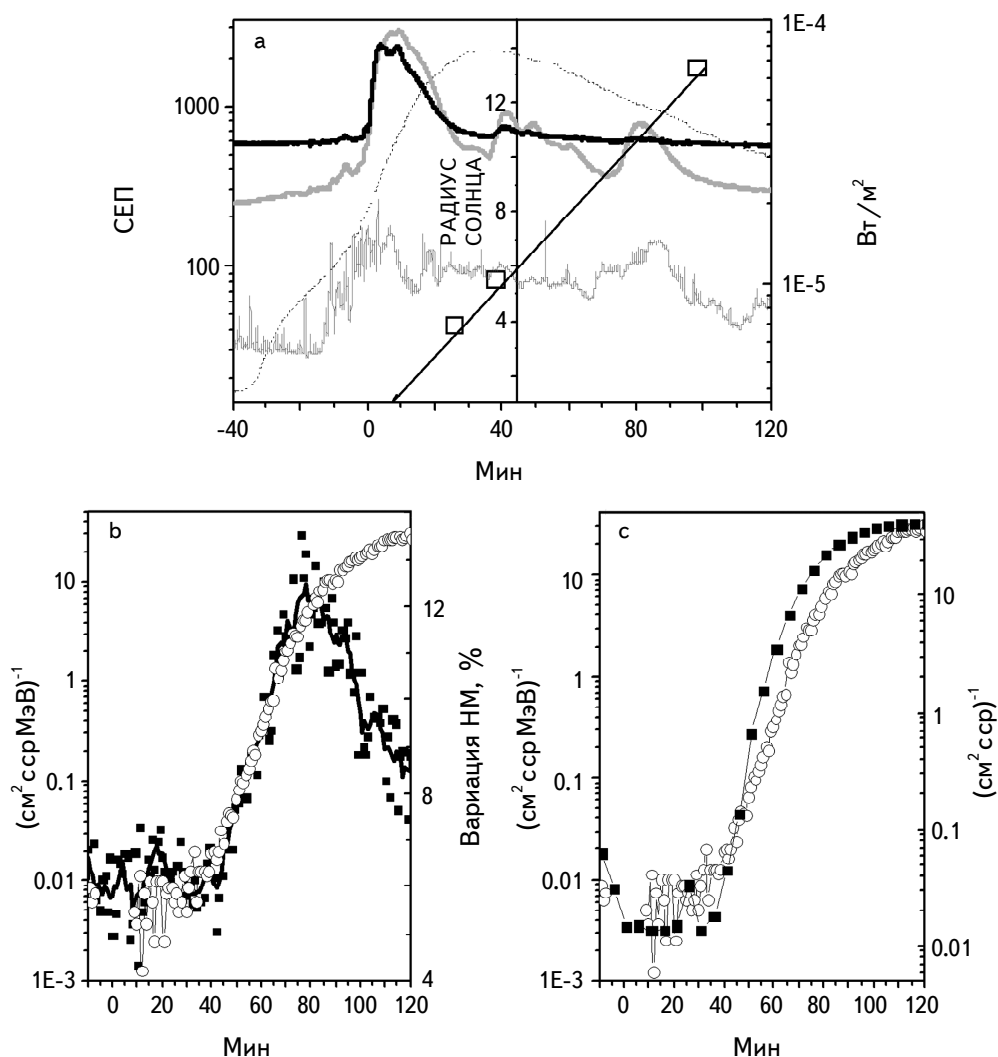


Рис.1. Событие 26 декабря 2001г. а - SXR GOES 1-8 Å (пунктир); поток радиоизлучения по данным RSTN на частотах 15.4 ГГц (черная кривая), 2695 МГц (светло-серая кривая) и 245 МГц (серая кривая); положение КВМ по данным LASCO/SOHO (открытые квадраты). б - вариация темпа счета НМ SOPO (черные квадраты) и поток электронов в канале 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (открытые кружки); с - поток протонов GOES >100 МэВ (черные квадраты) и поток электронов в канале 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (открытые кружки).

Ускорение и выход протонов >500 МэВ в МП длились около 40 мин (рис.1б), при этом протоны >100 МэВ и электроны ускорялись значительно дольше (рис.1с). Время появления энергичных протонов около Земли позволяет считать, что вторая - протонная фаза вспышки началась до +10 мин.

Настоящей энциклопедией по этому событию является цикл статей [12-14],

и наш анализ не противоречит их основным выводам. Отметим, что совпадение нашей оценки времени выхода протонов >100 МэВ 05:30 UT (+26 мин) с оценкой в работе [19] $05:29:00 \text{ UTC} \pm 3.7 \text{ мин}$ ($+25 \pm 3.7$) по методу анализа дисперсии скоростей является случайностью. Этот метод основан на предположении, что частицы выходят на благоприятную силовую линию межпланетного магнитного поля одновременно, которое не выполняется в этом событии.

Это иллюстрирует рис.2, где показаны потоки электронов в дифференциальных каналах SOHO/EPHIN за вычетом фона. Отлично видно, что потоки электронов меньших энергий превысили фоновый уровень детектора SOHO/EPHIN заведомо раньше, чем больших (на +15, +25 и +35 мин), т.е. они были инжектированы в МП раньше (на +11, +22 и +33 мин). Это возможно в том случае, если процесс ускорения был длительным, что приводило к постепенному росту потока электронов разных энергий.

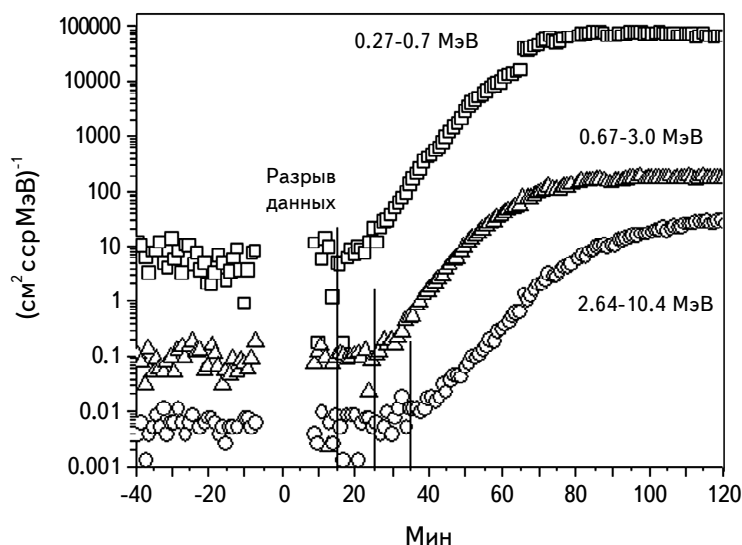


Рис.2. Поток электронов в каналах 0.27-0.7, 0.67-3.0 и 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (вычтен фон 65.5, 0.34 и 0.0012 ($\text{cm}^2 \text{ c sr MэВ}^{-1}$)).

В событиях 2 ноября 2003г. (рис.3b, c) и 9 августа 2011г. (рис.4b, c) в МП, по всей видимости, наблюдались электроны от первой фазы. Качество данных SOHO/EPHIN не позволяет провести анализ времени первого прихода электронов разных энергий. Однако в этих событиях доступны отличные данные RHESSI и ACS SPI по солнечному HXR излучению [15-16], которые показывают взаимодействие высокоэнергичных электронов в атмосфере Солнца и дают возможность оценить длину их пути до детектора EPHIN.

Обсудим вспышку 2 ноября 2003г. по данным наблюдений SXR и

радиоизлучения (рис.3а). Нетепловое НХР [15] и радиоизлучение наблюдались до нулевого времени, хромосферное испарение началось вблизи нулевого времени (рост SXR), а вспышка достигла короны только к +5 мин (начало на 245 МГц). Эти излучения обязаны электронам, ускоренным до $E_e < 100 - 300$ кэВ. Отметим, что именно на +5 мин начались радиоизлучения II и IV типов, а время зарождения KBM на 1 радиусе Солнца по аппроксимации LASCO

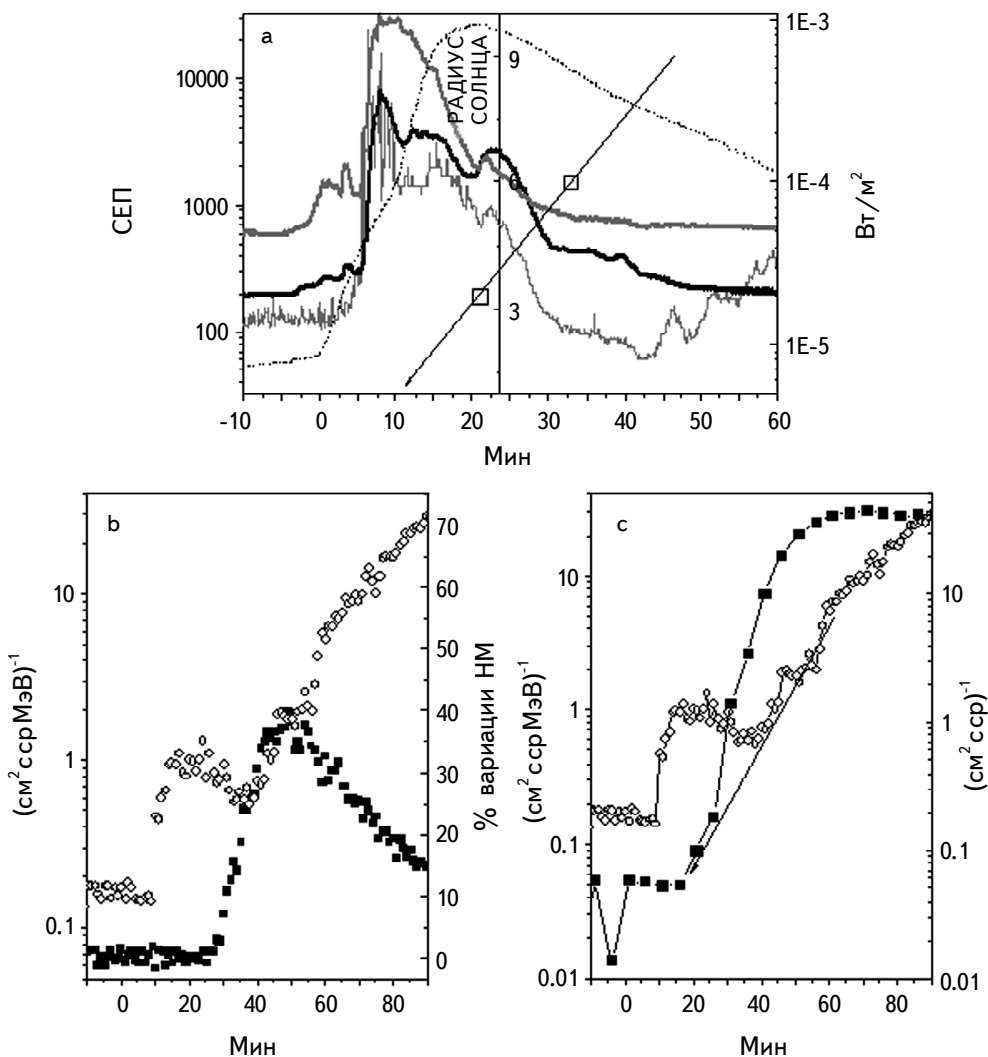


Рис.3. Событие 2 ноября 2003г. а - SXR GOES 1-8 Å (пунктир); поток радиоизлучения по данным RSTN на частотах 15.4 ГГц (черная кривая), 2695 МГц (светло-серая кривая) и 245 МГц (серая кривая); положение KBM по данным LASCO/SOHO. б - вариация темпа счета НМ SOHO (черные квадраты) и поток электронов в канале 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (открытые кружки); с - потоки протонов GOES >100 МэВ (черные квадраты) и электронов в канале 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (открытые кружки).

соответствует примерно +10 мин (без учета возможного ускорения КВМ).

Согласно интерпретации [15], генерация π_0 -мезонов началась после +5 мин. Релятивистских электронов в количестве (аналогия с первой фазой вспышки M7.1 26 декабря 2001г.), достаточном для их последующей регистрации EPHIN, не было на Солнце до +5 мин. Электроны первой фазы пришли не позднее

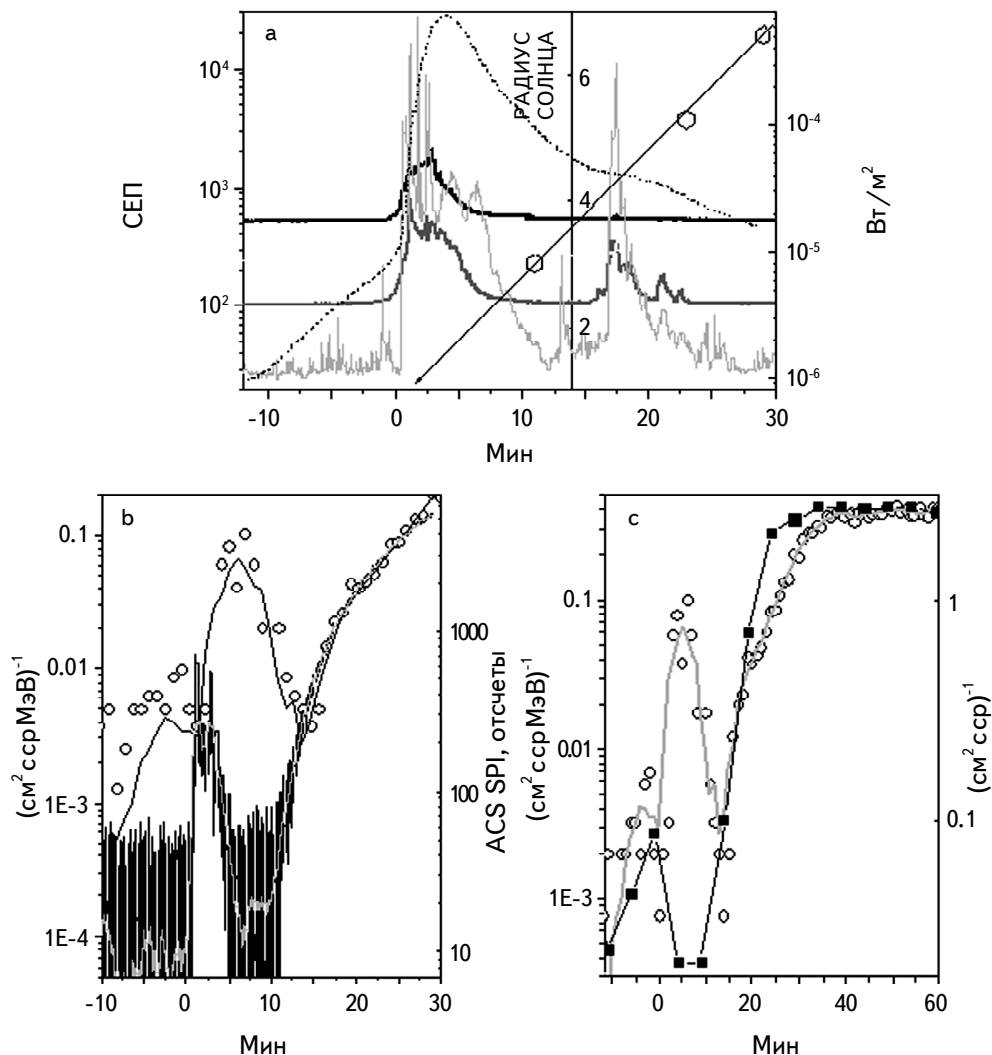


Рис.4. Событие 9 августа 2011г. а - SXR GOES 1-8 Å (пунктир); поток радиоизлучения по данным RSTN на частотах 15.4 ГГц (черная кривая), 2695 МГц (светло-серая кривая) и 245 МГц (серая кривая); положение КВМ по данным LASCO SOHO (открытые шестиугольники). б - темп счета ACS SPI (сглаженные средние за 1 с (20 точек) - черная кривая и за 1 мин (1200 точек) - светло-серая кривая) и поток электронов в канале 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (открытые кружки); с - потоки протонов GOES >100 МэВ (черные квадраты) и электронов в канале 2.64-10.4 МэВ EPHIN/SOHO (открытые кружки).

+10 мин (рис.3b, c), т.е время распространения от Солнца $8+5=13$ мин, а длина пройденного пути была 1.6 а.е.

Время распространения до Земли протонов 30, 100 и 500 МэВ будет соответственно 52, 30 и 17 мин. Таким образом, ожидаемое время начала GLE +22 мин, а наблюдалось оно на +25 мин (рис.3b), Временные профили потоков электронов и протонов были подобными примерно с +35 мин до +55 мин (рис.3b). Если протоны 30 и 100 МэВ были ускорены к моменту начала радиоизлучения на 15.4 ГГц, то их ожидаемое время прихода не ранее +48 и +26 мин. Более раннее возрастание в интегральном канале >100 МэВ (рис.3c), скорее всего, вызвано протонами больших энергий.

Обсудим вспышку 9 августа 2011г. по SXR и радионаблюдениям (рис.4а). Вспышка началась с SXR излучения на -5 мин и, возможно, была связана с ускорением электронов с энергией <100 кэВ в верхней хромосфере. К нулевому моменту времени величины энергии и количества ускоренных электронов стали достаточными для генерации радиоизлучения на 15.4 ГГц и HXR >150 кэВ (ACS SPI), начала хромосферного испарения (рост SXR). Вспышка охватывала высоты от хромосферы (HXR) до короны (начало 245 МГц на -1 мин). Судя по радиоизлучению II типа (начало на 0 мин) и аппроксимации данных LASCO, KBM произошел в промежутке между 0 и +3 мин.

Наблюдения электронов и протонов вблизи Земли показаны на рис.4b, c. Электроны первой фазы пришли не позднее +3 мин (рис.4b, c), т.е. время их распространения от Солнца было 11 мин, а длина пройденного пути до Земли составляет 1.4 а.е. Время запаздывания протонов 30, 100 и 500 МэВ ($V/c = 0.25, 0.43$ и 0.76) относительно ЭМИ при пройденном пути 1.4 а.е. будет соответственно 36, 18 и 6 мин. Наблюдаемое начало протонного возрастания ACS SPI +10 мин, т.е. время выхода первых протонов, зарегистрированных на Земле, +4 мин на рис.4а. Временные профили потока электронов и темпа счета ACS SPI подобны с +13 мин до +30 мин (рис.4b). Ожидаемое время прихода протонов 30 и 100 МэВ при условии их появления на Солнце вместе с 15.4 ГГц - не ранее 36 и 18 мин. Более раннее возрастание в интегральном канале >100 МэВ (рис.4c), скорее всего, вызвано протонами больших энергий. Первая фаза вспышки продолжалась до нулевого времени.

4. *Обсуждение и выводы.* Во вспышках 26 декабря 2001г. (M7.1), 2 ноября 2003г. (X8.3) и 9 августа 2011г. (X6.9) выделены первая и вторая фазы вспышки, причем в межпланетной среде наблюдались электроны и протоны от второй фазы всех вспышек, а электроны от первой фазы - только в двух последних.

К началу импульсной фазы релятивистские электроны и протоны с энергиями ~30 МэВ, доступными для наблюдения, уже были ускорены в

атмосфере Солнца. Релятивистские электроны и протоны инжектировались в МП на постэруптивной фазе этих событий более 25 мин, причем длительность инжекции увеличивалась с уменьшением энергии.

Временные профили электронов и протонов от второй фазы подобны, что свидетельствует об одинаковом механизме их ускорения и распространения. Задержка времени между приходом электронов первой фазы и приходом протонов второй является характерным временем ускорения релятивистских протонов.

Длительная инжекция может быть результатом либо длительного ускорения, либо захвата. Так как временные профили потоков протонов подобны временным профилям электронов, а их длительный захват невозможен [20], то имело место их длительное ускорение [21,22].

Длительное ускорение протонов возможно или на постэруптивной фазе вспышки, или на ударной волне КВМ [23]. Поскольку релятивистские электроны вряд ли могли быть ускорены на ударной волне [10], то было реализовано длительное ускорение на постэруптивной фазе. В работе [21] предложено, что именно стохастическое ускорение естественным образом описывает явления на постэруптивной фазе. Отметим, что автор [24], уверенный в ускорении протонов ударными волнами, пользуясь той же логикой, делает вывод о возможности ускорения электронов до релятивистских энергий на ударной волне в постепенных событиях.

Таким образом, рассмотренные наблюдения вспышек 26 декабря 2001г., 2 ноября 2003г. и 9 августа 2011г. на разных длинах волн и полученные соотношения между временами инжекции протонов и электронов в МП согласуются со сценарием стохастического механизма ускорения, предложенного в [7].

Авторы благодарят участников наземных и космических экспериментов, данные которых находятся в открытом доступе и были использованы в работе (GOES, RSTN, ACS SPI, RHESSI, SOHO/EPHIN, NMDB) и признательны анонимному рецензенту за конструктивную критику.

Работа А.Б.Струминского и А.М.Садовского (ИКИ РАН) осуществлялась за счет субсидии программы "Плазма"; И.Ю.Григорьевой (ГАО РАН) выполнена по программе "Энерговыделение".

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, e-mail: astrum@iki.rssi.ru

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, СПб

³ МГУ им. М.В.Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелевца, Москва, Россия

TWO PHASES OF SOLAR FLARES AND STOCHASTIC ACCELERATION MECHANISM OF ELECTRONS AND PROTONS

A.B.STRUMINSKY¹, I.Yu.GRIGORIEVA², Yu.I.LOGACHEV³,
A.M.SADOVSKI¹

The hypothesis of the realization of two phases of charged particle acceleration in solar flares is well known, when subrelativistic electrons are accelerated in the first phase and relativistic electrons and protons in the second phase. In the solar proton events and their parent flares on December 26, 2001 (M7.1), November 2, 2003 (X8.3) and August 9, 2011 (X6.9), the first and second phases of the flare were separated, moreover, in the interplanetary medium only electrons were observed from the first phase, and electrons and protons from the second one. The time profiles of electrons and protons from the second phase are similar. Hence the conclusion is drawn about the predominant acceleration of relativistic electrons and protons observed in the interplanetary medium, in flares, and not on the shock front of the coronal mass ejection. Most likely, a stochastic acceleration mechanism is realized in flares, in which protons and electrons acquire energy in many elementary events throughout the duration of the flare, and its duration is much longer than the duration of an elementary act. To coordinate the stochastic process of acceleration and the existence of two phases in solar flares, it is necessary to take into account the gyrosynchrotron radiation losses of electrons in the second phase, which can be neglected in the first phase. The energy of accelerated protons in the first phase is small for their detection by processes taking place on the Sun, but in the second phase it can reach values sufficient for the appearance of gamma lines - nuclear and from the decay of pions.

Keywords: *solar flares: X-ray and radio emission: coronal mass ejection: acceleration of solar protons and electrons: solar electronic and proton events*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б.Струминский, Изв. РАН. Сер. физич., **83**, 597, 2019, (Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, **83**, 538, 2019).
2. И.Ю.Григорьева, А.Б.Струминский, Труды XXII Всерос. конф. по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика-2018" Ред. А.В.Степанов и Ю.А.Наговицын. СПб: ГАО РАН, 123, 2018.

3. *И.Ю.Григорьева, А.Б.Струминский*, Труды XXII Всерос. конф. по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика-2018", Ред. А.В.Степанов и Ю.А.Наговицын, СПб., ГАО РАН, 127, 2018.
4. *J.P.Wild, S.F.Smerd, A.A.Weiss*, Ann. Rev., Astron. Astrophys., **1**, 291, 1963.
5. *R.Ramaty, S.A.Colgate, G.A.Dulk et al.*, Proc. of the 2nd SKYLAB Workshop on Solar Flares., 117, 1978.
6. *A.Y.Shih, R.P.Lin, D.M.Smith*, Astrophys. J., **698**, 152, 2009.
7. *А.Б.Струминский, И.Ю.Григорьева, Ю.И.Логачев и др.*, Физика Плазмы, **2**, 1, 2020, (Plasma Phys. Rep., **46**, 174, 2020).
8. *A.Benz*, Solar Phys., **96**, 357, 1985.
9. *L.Vlahos*, Solar Phys., **121**, 431, 1989.
10. *J.A.Miller, P.J.Cargill, A.Emslie et al.*, J. Geophys. Res., **102**, 14631, 1997.
11. *Z.Svestka*, Solar Phys., **13**, 471, 1970.
12. *V.V.Grechnev, A.A.Kochanov*, Solar Phys., **291**, 3705, 2016.
13. *V.V.Grechnev, A.M.Uralov, V.I.Kiselev et al.*, Solar Phys., **292**, 3, 2017.
14. *V.V.Grechnev, V.I.Kiselev, A.M.Uralov et al.*, Solar Phys., **292**, 102, 2017.
15. *A.B.Struminsky*, Geomagnetism Aeronomy, **53**, 843, 2013.
16. *И.Н.Шарыкин, А.Б.Струминский, И.В.Зимовец*, Письма в Астрон. ж., **41**, 57, 2015, (Astron. Lett., **41**, 53, 2015).
17. *E.W.Cliver, S.W.Kahler, M.A.Shea et al.*, Astrophys. J., **260**, 362, 1982.
18. *A.B.Struminsky, I.V.Zimovets*, 21st ECRS, Kosice, Slovakia, Slovak Academy of Sciences, 237, 2009.
19. *D.V.Reames*, Astrophys. J., **706**, 844, 2009.
20. *Е.И.Дайбог, В.Г.Столповский, В.Ф.Мельников и др.*, Письма в Астрон. ж., **15**, 991, 1989, (Soviet Astron. Lett., **15**, 432, 1989).
21. *L.G.Kocharov, G.A.Kovaltsov, G.E.Kocharov et al.*, Solar Phys., **150**, 267, 1994.
22. *V.V.Akimov, P.Ambroz, A.V.Belov*, Solar Phys., **166**, 107, 1996.
23. *M.J.Aschwanden*, Space Sci. Rev., **171**, 3, 2012.
24. *S.W.Kahler*, Space Sci. Rev., **129**, 359, 2007.

О СВЯЗИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР СРЕДНИХ И НИЗКИХ ШИРОТ С ОБЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СОЛНЦА

З.С.АХТЕМОВ, Ю.Т.ЦАП, В.И.ХАНЕЙЧУК

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 24 июня 2020

На основе ультрафиолетовых изображений и магнитограмм, полученных на спутнике Solar Dynamics Observatory, исследована связь между магнитными потоками и площадями корональных дыр (КД) средних и низких широт $|\varphi| < 60^\circ$ с общим магнитным полем (ОМП) Солнца за период с 19.01.2012 по 07.12.2012гг. Показано, что границы КД, определенные с помощью алгоритмов CHIMERA (<https://solarmonitor.org>) и SPOCA (<https://helioviewer.org>), существенно различаются. Коэффициент корреляции между взвешенной суммарной площадью КД, учитывающей знак их магнитного поля, и ОМП лежит в пределах от 0.82 до 0.88. КД могут вносить существенный вклад в ОМП, поскольку их поля имеют открытую конфигурацию и не сбалансированы на солнечном диске. В свете теории солнечного динамо и полученных результатов обсуждаются годовые временные задержки между максимумами чисел Вольфа и значений ОМП.

Ключевые слова: *Солнце: корональные дыры: общее магнитное поле*

1. Введение. В настоящее время не вызывает сомнений, что быстрый (500-800 км/с) солнечный ветер, оказывающий существенное влияние на окружающее космическое пространство и магнитосферу Земли, формируется в корональных дырах (КД), т.е. в крупномасштабных униполярных магнитных областях с пониженной корональной плотностью и температурой [1-4]. Магнитные поля КД имеют обычно открытую конфигурацию и занимают иногда значительные площади на средних и низких широтах. Наряду с полями других образований, они вносят вклад в общее магнитное поле (ОМП), которое является, по сути, мерой разбаланса магнитных потоков на диске Солнца [3].

Согласно некоторым моделям солнечного динамо, трансформация торoidalной компоненты магнитного поля Солнца в полоидальную может происходить не только вблизи тахоклина или в конвективной зоне, но и на поверхности Солнца [3]. Как следует из модели Бэбкока-Лейтона [5,6], магнитные поля активных областей должны определять основные характеристики солнечного цикла и, таким образом, влиять на многие процессы на Солнце, в том числе и на ОМП. Это предполагает наличие тесной связи между ОМП и активными областями. Откуда следует необходимость детального изучения

вклада различных магнитных образований в ОМП. Отметим, что здесь и в дальнейшем, если это специально не оговаривается, под ОМП мы будем понимать как усредненное по диску фотосферное поле B_{mean} , так и магнитное поле Солнца как звезды B_{star} , считая данные величины эквивалентными.

Если в минимуме солнечной активности КД концентрируются в области полюсов, то ближе к максимуму они могут появляться на средних и низких широтах [7,8], зачастую занимая значительную часть солнечного диска на протяжении многих оборотов Солнца [9]. Корональные дыры создают открытый магнитный поток, который, в свою очередь, формирует межпланетное магнитное поле [10]. Хотя к настоящему времени существование связи между ОМП, эволюцией и характеристиками КД сомнений не вызывает [3,11,12], тем не менее все еще остается много невыясненных вопросов. Так, на основе данных Wilcox Solar Observatory (WSO, <http://wso.stanford.edu/>) за период с 1975 по 1990гг. были получены указания в пользу существования достаточно слабой корреляции между ОМП и числами Вольфа (максимум ОМП отстает почти на 2 года от максимума чисел Вольфа) [13], хотя в 22-м цикле эти максимумы почти совпадают [14].

На наш взгляд, за наблюдаемые задержки могут быть ответственны магнитные поля КД, в первую очередь, средних и низких широт. Косвенным свидетельством такого предположения может служить тот факт, что знак полярности ОМП довольно часто совпадает со знаком усредненных магнитных полей КД. Это можно видеть, в частности, на рис.1, построенном по результатам измерений ОМП WSO и Крымской астрофизической обсерватории (КрАО РАН, <http://solar.crao.crimea.ru/eng/mmfm.htm>), а также данным, полученным с помощью алгоритма Coronal Hole Identification via Multi-thermal Emission Recognition Algorithm (CHIMERA) в апреле-мае 2012г.

Цель настоящей работы - детально исследовать связь между магнитным полем КД средних и низких широт и ОМП на фазе роста 24-го цикла солнечной активности. Затем, исходя из полученных результатов и современных представлений о механизмах солнечного гидромагнитного динамо, попытаться выяснить природу найденной нами зависимости, ограничившись качественными соображениями.

2. Выборка и анализ данных. При проведении исследований мы ограничились периодом с 19.01.2012 по 07.12.2012гг. (CR2119-CR2131), что соответствует второй фазе роста солнечной активности 24-го цикла, сопровождаемой появлением вблизи экватора КД различной полярности (рис.2). Для определения границ КД средних и низких широт $|\phi| < 60^\circ$, мы воспользовались результатами численных расчетов, полученными с помощью алгоритмов Spatial Possibilistic Clustering Algorithm (SPoCA) [15] и CHIMERA [16], которые

представлены на сайтах <https://helioviewer.org> и <https://solarmonitor.org> соответственно. Отметим, что границы КД, *могут существенно отличаться*, для разных алгоритмов (рис.2), хотя они следуют из результатов наблюдений на одних и тех же инструментах - Atmospheric Imaging Assembly и Helioseismic and Magnetic Imager (HMI), размещенных на спутнике Solar Dynamics Observatory (SDO). Напряженность ОМП Солнца определялась из магнитограмм продольного магнитного поля SDO/HMI, а также данных WSO и Башенного солнечного телескопа КрАО РАН БСТ-1. Для оценки знака магнитного поля КД нами привлекались и модельные расчеты магнитного поля (http://www.lmsal.com/solarsoft/ssw_packages_info.html) в потенциальном приближении,

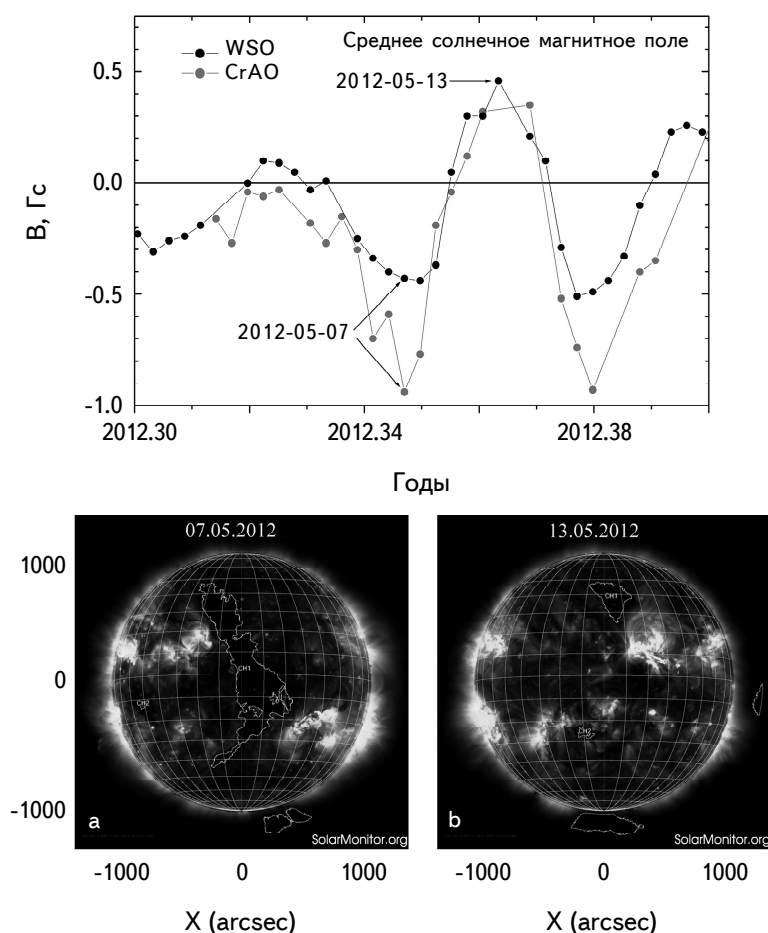


Рис.1. Верхняя панель: вариации ОМП Солнца как звезды по данным измерений WSO (черный цвет) и КрАО (серый цвет) в апреле-мае 2012г. Нижняя панель: изображения КД (https://solarmonitor.org), идентифицированные с помощью алгоритма CHIMERA 07.05.2012г. (слева) и 13.05.2012г. (справа). Усредненные значения магнитных полей КД (CHIMERA) соответственно равны -3.8 Гс и +3.2 Гс.

выполненные с помощью программы Potential Field Source Surface (PFSS, рис.3). Из рис.2 и 3 следует, что в соответствующие моменты времени на низких и средних широтах доминировали КД с полями отрицательной магнитной полярности. Мы также использовали табличные значения, доступные на сайте <https://solarmonitor.org/>, где кроме относительной площади проекций выделенных КД на картинную плоскость $A_{CH,k}$, где k - номер корональной дыры, приведены усредненные напряженности продольной (вдоль луча зрения) компоненты магнитного поля $\langle B_{los,k} \rangle$ и магнитные потоки $\Phi_{CH,k}$ в них, полученные с

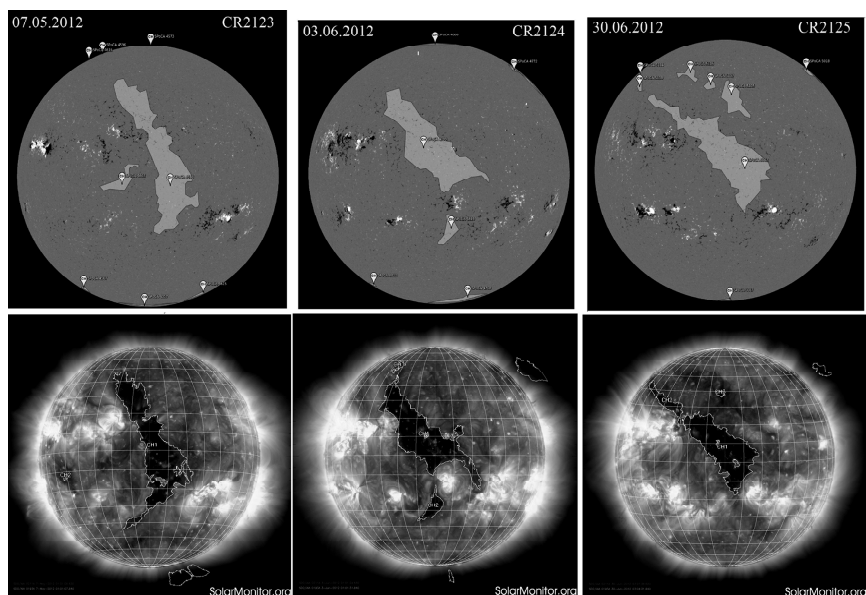


Рис.2. Примеры изображения КД на диске Солнца за период с 7.05.2012г. по 30.06.2012г. Верхний ряд: КД идентифицированы алгоритмом SPoCA, нижний - алгоритмом CHIMERA.

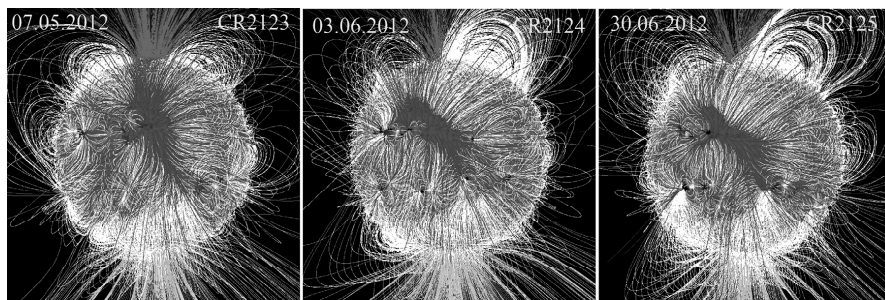


Рис.3. Силовые линии магнитного поля Солнца, полученные с помощью программы PFSS из магнитограмм SDO/HMI за период с 7.05.2012 по 30.06.2012.

помощью алгоритма CHIMERA. Подчеркнем, что на сайте <https://helioviewer.org/> представлены два варианта площади КД (SPoCA): AREA RAW (area of event in sky plane) и AREA AT DISK CENTER. Поскольку на магнитограммах SDO/HMI приведены значения лишь для продольной компоненты магнитного поля, то в рассматриваемом случае мы брали площади AREA RAW $A_{SP,k}$.

Хотелось бы также обратить внимание на следующее важное обстоятельство. Согласно описанию алгоритма CHIMERA [16], значение магнитных потоков КД $\Phi_{CH,k}$ определяется как произведение усредненной продольной компоненты магнитного поля $\langle B_{los,k} \rangle$ и площади КД $A_{tot,k} = \sum_{pix} A_{cos,N}$ (true coronal hole area), где $A_{cos,N} = A_N / \cos \alpha_N$, A_N - площадь проекции на картинную плоскость N -го пиксела и α_N - угол относительно центра солнечного диска (см. табл. I в [16]). Такой подход может приводить к погрешностям, поскольку в действительности полный магнитный поток выделенной КД $\Phi_k = \sum_{pix} B_{cos,N} A_{cos,N}$, где $B_{cos,N} = B_{los,N} / \cos \alpha_N$ [17]. Более того, в рассматриваемом случае вклад магнитного поля КД в сигнал ОМП определяется продольными магнитными потоками $\Phi_{los,k} = \sum_{pix} B_{los,N} A_N$. Вследствие этого использование данных, полученных с помощью CHIMERA, будет приводить к завышенным значениям $\Phi_{los,k}$ из-за эффекта проекции (значения Φ_k , наоборот, будут занижены).

Принимая во внимание вышесказанное, для грубой оценки относительного вклада суммарного продольного магнитного потока Φ_{los} в ОМП мы вычисляли суммарные взвешенные площади A_{CH} и A_{SP} , равные сумме площадей средне- и низкоширотных КД с весовой функцией, соответствующей знаку полярности КД, т.е.

$$A_{X,k} = \begin{cases} + A_{X,k}, & \langle B_{los,k} \rangle > 0, \\ - A_{X,k}, & \langle B_{los,k} \rangle < 0, \end{cases} \quad (1)$$

$$A_X = \sum_{k=1}^m A_{X,k},$$

где нижний индекс X описывает площади, полученные согласно алгоритмам CHIMERA (CH) и SPoCA (SP), а m - число КД на диске Солнца в заданный момент времени. Такой подход можно считать оправданным, если относительные изменения для усредненных значений магнитных полей КД меньше, чем для соответствующих площадей. В пользу правомерности такого приближения свидетельствует, в частности, отсутствие выраженной зависимости между площадями и усредненными значениями магнитного поля КД [12]. Следует также отметить, что согласно [18,19], сигнал ОМП скорее определяется полями малой напряженности, которые могут занимать значительные площади на диске Солнца (см. также [10]). Используя выражение (1), мы находили сумму площадей КД с учетом знака магнитного поля (A_{CH} и A_{SP}) и сопоставляли ее со значениями ОМП Солнца, согласно данным SDO/HMI и WSO

при прохождении центра тяжести низкоширотных КД через центральный меридиан в каждом кэррингтоновском обороте.

3. Результаты статистического анализа. На фазе роста 24-го цикла солнечной активности с 19.01.2012 по 15.10.2012гг. (CR2119 - CR2129) низкоширотные КД Солнца занимали сравнительно небольшую площадь диска, которая суммарно не превышала 10% (<https://solarmonitor.org/>). Причем в соответствующие моменты времени для всех событий знаки A_{CH} , A_{SP} и ОМП, абсолютная величина которого не превосходила 1 Гс, с точностью до ошибок измерений совпадали - полярность была отрицательной.

На рис.4а представлены изменения во времени величины ОМП (SDO/HMI), магнитного потока $\Phi_{CH} = \sum_k^m \Phi_{CH,k}$ и величины A_{CH} для этого же алгоритма. Видно, что кривые достаточно хорошо согласуются между собой. Коэффициенты корреляции R между ОМП и потоком Φ_{CH} , а также между ОМП и A_{CH} оказались равными 0.82 ± 0.19 . В этом нет ничего удивительного, поскольку для Φ_{CH} и A_{CH} значение R , как показывает анализ, достигает 0.95 ± 0.10 , что свидетельствует в пользу более сильной зависимости магнитного потока от площадей КД и их полярности, чем от напряженности магнитного поля.

На рис.4б представлены результаты сопоставления суммарных взвешенных площадей A_{SP} и ОМП (SDO/HMI) (значения магнитного потока КД на сайте <https://helioviewer.org> не приводятся).

Видно, что и здесь соответствующие кривые достаточно хорошо согласуются между собой, а коэффициент корреляции между A_{SP} и ОМП равен 0.88 ± 0.16 . В свою очередь, для величин A_{SP} и значений ОМП, полученных в WSO, $R = 0.90 \pm 0.13$ (рис.4с).

Сравнение данных между значениями средней напряженности магнитного поля (рис.5), полученными из магнитограмм B_{mean} (SDO/HMI) и B_{star} (WSO), также показало достаточно хорошую корреляцию ($R = 0.92 \pm 0.10$). Отметим, что более полный анализ этих данных для $N = 1507$ измерений дает $R = 0.86$ [20]. Обращают также на себя внимание возможные значительные отклонения между измерениями на SDO/HMI и WSO, вплоть до знака полярности (рис.5, светлый кружок).

4. Обсуждение результатов. Наличие высокой корреляции между суммарными взвешенными площадями КД и значениями ОМП свидетельствует о том, что КД средних и низких широт могут вносить существенный, если не определяющий вклад в ОМП Солнца (см. также [10]). Даже с учетом заметных разногласий при определении границ КД с помощью алгоритмов CHIMERA и SPoCA, коэффициенты корреляции между данными величинами и ОМП оказываются довольно высокими ($R > 0.8$) и достигают 0.88 ± 0.16 . Обнаруженная связь может быть объяснена тем, что поля КД имеют открытую

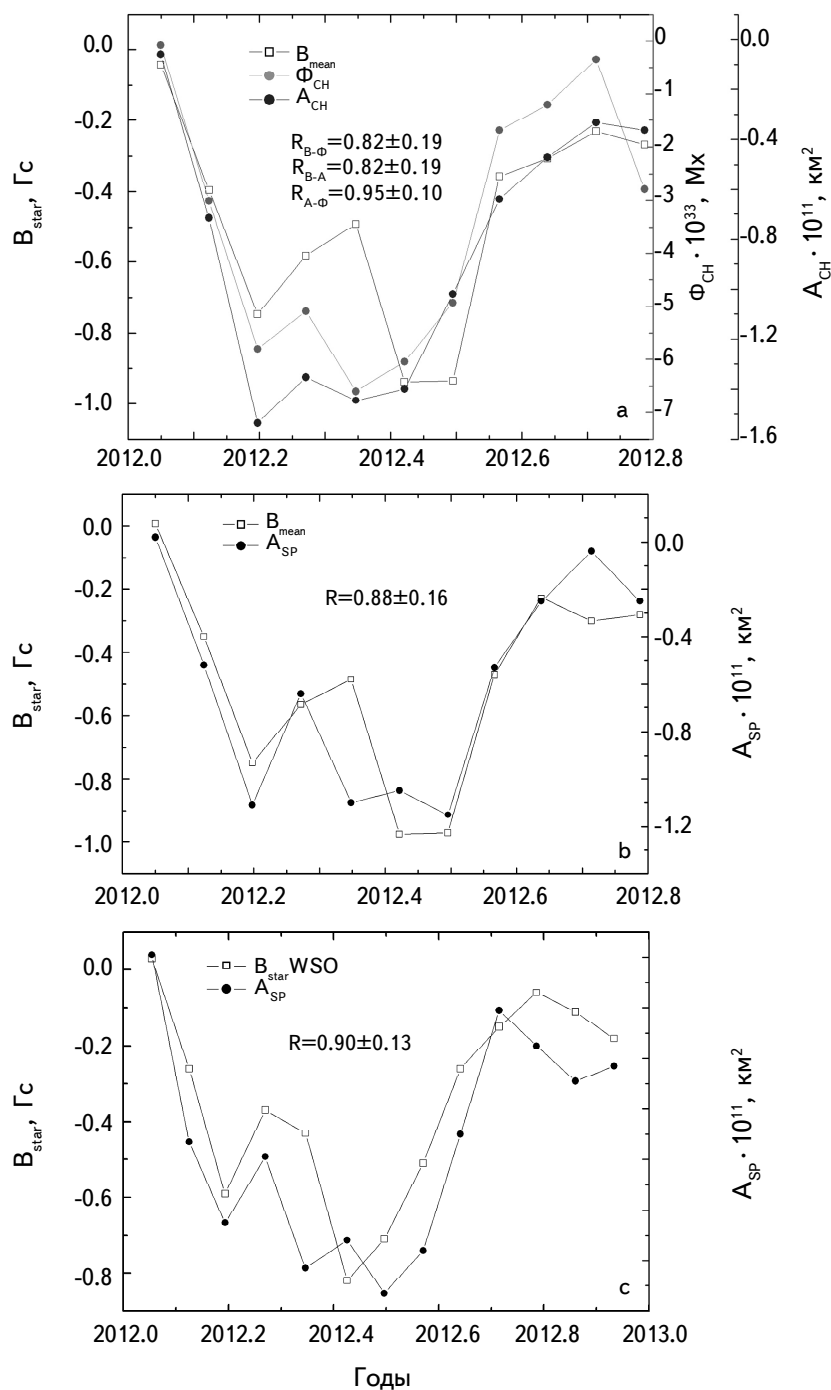


Рис.4. Зависимости ОМП Солнца, взвешенных площадей A_{Φ} (см. выражение 1) и магнитного потока Φ_{CH} от времени по данным: а) CHIMERA - SDO/HMI; б) SpOCA - SDO/HMI; в) SpOCA - WSO.

конфигурацию и не являются сбалансированными какими-либо другими магнитными образованиями на диске Солнца, что подтверждается также расчетами PFSS (рис.3). Следует также принять во внимание, что их вклад в ОМП достигает максимальных значений при прохождении КД через центральный меридиан.

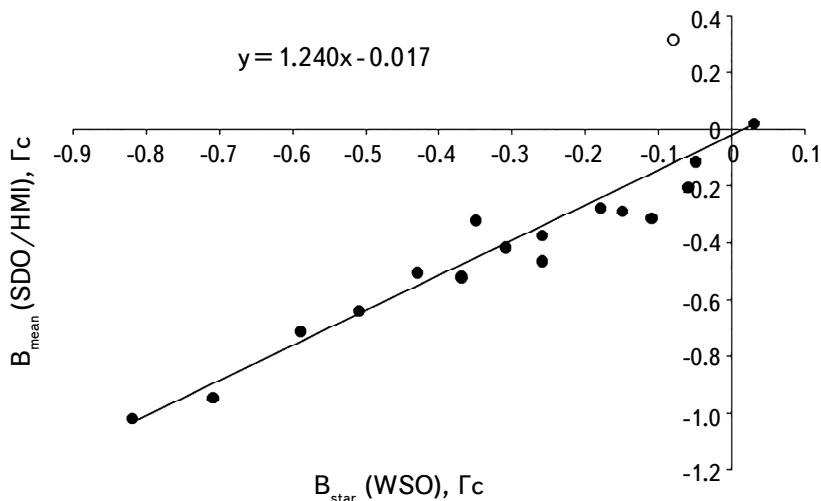


Рис.5. Сравнение значений среднего магнитного поля B_{mean} и ОМП как звезды B_{star} , полученных по данным SDO/HMI и обсерватории WSO.

Поскольку поля КД средних и низких широт связаны с ОМП (рис.4), то они, наряду с фоновыми полями, могут быть ответственными за обнаруженную временную задержку около 2 лет между значениями ОМП и числами Вольфа в 23 и 24-х циклах солнечной активности (В.И.Ханейчук, устное сообщение). Отметим, что подобные задержки достаточно трудно объяснить в рамках модели солнечного динамо Бэбкока-Лейтона. Это свидетельствует о том, что хотя крупномасштабные магнитные структуры тесно связаны с активными областями, тем не менее они способны эволюционировать независимо от них образом, например, вследствие генерации магнитного поля в более глубоких слоях солнечной конвективной зоны.

Как показывает проведенный анализ, расчет полных магнитных потоков КД Φ_k , полученных с помощью алгоритма CHIMERA, нельзя считать безупречным, а значит, использование соответствующих данных может приводить к некорректным выводам. Это связано с тем, что в [16] вместо радиальной компоненты магнитного поля была использована его продольная составляющая. Однако для рассмотренных нами КД, которые находились преимущественно в центре диска Солнца, значения Φ_{CH} дают приемлемую

оценку, поскольку изменения магнитного потока КД определяются в основном их площадью.

5. *Выводы.* В результате анализа данных площадей и магнитных потоков КД на фазе роста 24-го цикла солнечной активности:

1) найдена высокая корреляция ($R > 0.82$) между ОМП и суммарными взвешенными площадями средне- и низкоширотных КД, включая магнитные потоки по данным CHIMERA, свидетельствующая о значительном вкладе магнитных полей с открытой конфигурацией в сигнал ОМП;

2) получены указания в пользу определяющей роли площадей в формировании магнитного потока КД (коэффициент корреляция между A_{CH} и Φ_{CH} равен 0.95);

3) подтверждены результаты предыдущих исследований [18,19], предполагающие основной вклад фоновых полей небольшой напряженности в ОМП;

4) использование алгоритма CHIMERA приводит к заниженным/завышенным значениям продольных/полных магнитных потоков КД.

В заключение подчеркнем, что, на наш взгляд, полученная нами связь между ОМП Солнца и средне- и низкоширотными КД не является универсальной. На разных фазах солнечного цикла и в разных циклах некоторые из приведенных выше результатов могут претерпеть существенные изменения. Мы лишь попытались детально исследовать вклад магнитных полей КД в ОМП на сравнительно малом промежутке времени в определенной фазе солнечного цикла. Необходимость использования более общих подходов сомнений не вызывает.

Авторы очень признательны рецензенту за полезные замечания, которые заметно улучшили статью. SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/HMI были предоставлены центром Joint Science Operation Center (JSOC). Данные Wilcox Solar Observatory, используемые в данном исследовании, были получены с вебсайта <http://wso.stanford.edu>, любезно предоставленные Дж.Т.Хоексема. Для расчета силовых линий магнитного поля использован пакет PFSS, разработанный M.L.Derosa, S.L.Freeland, C.J.Schryver и доступной на сайте <https://hesperia.gsfc.nasa.gov/ssw/packages/pfss/idl/pfss/>.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006).

¹ ФГБУН "КрАО РАН", АР Крым, Научный, e-mail: yur_crao@mail.ru

ON THE RELATIONSHIP OF CORONAL HOLES OF MIDDLE AND LOW LATITUDES WITH THE MEAN MAGNETIC FIELD OF THE SUN

Z.S.AKHEMOV, Y.T.TSAP, V.I.HANEYCHUK

Based on EUV images and magnetograms obtained with Solar Dynamics Observatory the relationship between the magnetic fluxes and total area of coronal holes (CH) of middle and low latitudes $|\phi| < 60^\circ$ with the Sun's mean magnetic field (MMF) for the period from 19 January to 07 December 2012 is investigated. It has been shown that CH boundaries determined with CHIMERA (<https://solarmonitor.org>) and SPoCA (<https://helioviewer.org>) algorithms can differ significantly. The correlation coefficient between the weighted total area of CHs taking into account the magnetic field polarity and MMF are in the range from 0.82 to 0.88. CHs can make a significant contribution to the MMF since their magnetic fields have open configuration and are not balanced on the solar disk. In the light of the solar dynamo model and obtained results the annual time delays between the peaks of Wolf numbers and MMF are discussed.

Keywords: *sun: coronal holes: mean magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Waldmeier*, Die Sonnenkorona 2. Basel, Verlag Birkhuser, 1957.
2. *A.S.Krieger, A.F.Timothy, E.C.Roelof*, Solar Phys., **29**, 505, 1973.
3. *В.Н.Обридко, Ю.А.Наговицын*, Солнечная активность, цикличность и методы прогноза, Санкт-Петербург, Изд-во ВВМ, 2018.
4. *S.R.Cranmer*, Living Rev. Solar Phys., **6**, 3, 2009.
5. *H.W.Babcock*, Astrophys. J., **133**, 572, 1961.
6. *R.B.Leighton*, Astrophys. J., **156**, 1, 1969.
7. *P.S.McIntosh, R.J.Thompson, E.C.Willock*, Nature, **360**, 322, 1992.
8. *A.Tlatov, K.Tavastsherna, V.Vasil'eva*, Solar Phys., **289**, 1349, 2014.
9. *Z.S.Akhtemov, Yu.T.Tsap*, Geomagnetism & Aeronomy, **58**, 1187, 2018.
10. *Y.-M.Wang, N.R.Sheeley, J.Lean*, Geophys. Res. Lett., **27**, 505, 2000.
11. *I.A.Bilenko, K.S.Tavastsherna*, Solar Phys., **291**, 2329, 2016.
12. *I.A.Bilenko, K.S.Tavastsherna*, Geomagnetism & Aeronomy, **57**, 803, 2018.
13. *Ю.П.Ривин, В.Н.Обридко*, Астрон. ж., **69**, 1083, 1992.
14. *I.A.Bilenko*, Geomagnetism & Aeronomy, **56**, 978, 2016.

15. *C.Verbeeck, V.Delouille, B.Mampaey et al.*, *Astron. Astrophys.*, **561**, A29, 2014.
16. *T.M.Garton, P.T.Gallagher, S.A.Murray*, *J. Space Weather & Space Climate*, **8**, A02, 2018.
17. *S.G.Heinemann, S.J.Hofmeister, A.M.Veronig et al.*, *Astrophys. J.*, **863**, 29, 2018.
18. *A.B.Severny*, *Quart. J. R. Astron. Soc.*, **12**, 363, 1971.
19. *В.А.Котов, Н.Н.Степанян, З.А.Щербакова*, *Изв. Крымс. астрофиз. обс.*, **56**, 75, 1977.
20. *A.S.Kutsenko, V.I.Abramenko*, *Solar Phys.*, **291**, 1613, 2016.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ФОТОСФЕРНЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ ВО ВСПЫШЕЧНО-АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

И.В.ЗИМОВЕЦ¹, А.Б.НЕЧАЕВА^{1,2}, И.Н.ШАРЫКИН¹, В.К.ГАН³

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 24 июня 2020

В активных областях Солнца текут электрические токи. Информация о распределении токов важна для понимания процессов энерговыделения на поверхности Солнца и в вышележащих слоях. В работе представлен анализ функции плотности вероятности (PDF) абсолютного значения плотности фотосферных вертикальных электрических токов $|j_z|$ в 48 активных областях с 2010 по 2015гг. в моменты времени до и после вспышки. Вычисление $|j_z|$ выполнено посредством применения дифференциальной формы теоремы о циркуляции магнитного поля (закона Ампера) к фотосферным векторным магнитограммам инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO). Показано, что для исследованных активных областей PDF ($|j_z|$), в первом приближении, может быть аппроксимирована моделью, состоящей из сложного нормального распределения в области низких значений ($|j_z| \lesssim 9 \cdot 10^3$ статампер/см²) и спадающей степенной функции при более высоких значениях. Методом наименьших квадратов для всех областей получены параметры модели, построены гистограммы их распределения, посчитаны математические ожидания и среднеквадратические отклонения. Систематических изменений параметров модели за время вспышки не обнаружено. Явной связи параметров с классом вспышки, а также с магнитным классом Хэйла не найдено в рамках использованного подхода для рассмотренной ограниченной выборки вспышек и активных областей. Приведены аргументы в пользу предположения, что сложное нормальное распределение в области низких значений представляет шум в данных, тогда как степенной "хвост" может отражать характер процессов генерации токов в активных областях Солнца.

Ключевые слова: *активные области Солнца: электрические токи*

1. **Введение.** Магнитные поля определяют процессы солнечной активности, нагрева короны и ускорения солнечного ветра. В настоящее время магнитные поля рутинно измеряются на уровне фотосферы. Выяснено, что активные области пронизаны полями, сконцентрированными в магнитные потоковые трубки [1,2]. Опираясь на теорему о циркуляции магнитного поля (закон Ампера), установлено, что по этим трубкам могут протекать электрические токи [3,4]. Поскольку векторные магнитограммы обычно доступны только для одного узкого слоя, то в основном имеется информация о вертикальной компоненте электрического тока на фотосфере j_z . Стоит отметить, что предпринимались попытки оценить и горизонтальную составляющую электрических токов [3,5-7].

Исследование электрических токов в активных областях имеет важное значение по ряду причин [3,4,8,9]. Во-первых, свободная магнитная энергия, выделяемая в таких явлениях солнечной активности, как корональные джеты, вспышки и корональные выбросы массы (КВМ), связана с электрическими токами. Диссипация электрических токов, как продольных магнитному полю, так и в виде токовых слоев, приводит к трансформации свободной магнитной энергии в кинетическую энергию плазмы и популяций ускоренных частиц, энергию электромагнитного излучения в широком диапазоне спектра, в энергию волн. Во-вторых, джоулева диссипация токов может вносить вклад в тепловой баланс в различных слоях солнечной атмосферы. В-третьих, наличие токов может влиять на характер распространения и диссипации альфвеновских волн в активных областях, что может быть важно для проблемы нагрева короны и ускорения солнечного ветра.

В целом установлено, что есть связь между j_z и вспышечной продуктивностью активных областей [3,5,10-12]. Для дальнейшего выяснения, каким конкретно образом j_z связаны со вспышками, необходимы детальные исследования. Традиционный подход в исследовании электрических токов в активных областях состоит в построении карт плотности j_z на фотосфере на основе векторных магнитограмм и анализе связи пространственной структуры j_z с источниками электромагнитного излучения процессов солнечной активности. Выполнен ряд исследований связи источников излучения (микроволнового, $H\alpha$, ультрафиолетового, рентгеновского) вспышек с фотосферными j_z [5,13-22]. Установлено, что большой процент ($>70\%$) вспышечных узлов, наблюдаемых в $H\alpha$, совпадает с максимумами j_z [5,13]. Однако источники жесткого рентгеновского излучения вспышек, непосредственно связанные с местами инжекции ускоренных электронов в плотные слои солнечной атмосферы, имеют тенденцию появляться на краях областей сильных j_z и избегать их локальных максимумов [17,22]. Более того, не обнаружено количественной связи между потоком жесткого рентгеновского излучения источников и величиной j_z под источниками [22]. Таким образом, поскольку связь между фотосферными j_z и вспышечными источниками жесткого рентгеновского излучения еще не до конца понятна, имеет смысл продолжать исследования и пытаться находить дополнительные закономерности, привлекая методы статистического анализа.

Несмотря на достаточно большое количество статей по исследованию j_z , нам не известны работы, в которых бы систематически исследовалась функция плотности вероятности (PDF) плотности j_z на фотосфере и связь ее характеристик с процессами энерговыделения в активных областях. Это делалось, например, для плотности электрических токов в короне на основе моделирования и экстраполяции магнитного поля из фотосферы для единичных

активных областей [23,24]. Было найдено, что PDF плотности электрических токов в короне может быть представлена степенной функцией или двойной степенной функцией (с изломом). Однако необходимо отметить, что результаты экстраполяции магнитных полей неоднозначны. Они зависят от метода экстраполяции и качества используемых граничных данных. В работе [23] также представлен пример $\text{PDF}(j_z)$ для одной вспышечно-активной области (AR12158; SOL2014-09-10) и показано визуальное отличие от PDF для корональных токов. При этом, количественного анализа $\text{PDF}(j_z)$ не выполнено, и ее форма не исследовалась.

Цель данной работы - в первом приближении исследовать форму $\text{PDF}(j_z)$ для ряда вспышечно-активных областей. Мы считаем интересным и естественным шагом проверить, имеются ли систематические отличия между $\text{PDF}(j_z)$ до и после вспышки и есть ли корреляция между параметрами $\text{PDF}(j_z)$ и рентгеновским классом вспышки, а также хэйловским магнитным классом активной области по классификации Mount Wilson [25].

2. Данные и методы. Прежде всего отметим, что идея данной работы возникла при статистическом исследовании связи вспышечных источников жесткого рентгеновского излучения и фотосферных вертикальных электрических токов j_z [22], когда было необходимо рассчитать $\text{PDF}(j_z)$ для оценки ошибки определения j_z с помощью данных инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [26] на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO). Этим фактором обусловлен выбор активных областей для анализа. Были отобраны 48 активных областей за период времени с мая 2010г. по октябрь 2017г., в которых произошли вспышки различного рентгеновского класса вблизи центра солнечного диска (гелиопроекции координаты $-600'' < (x, y) < +600''$, т.е. гелиодолгота и гелиоширота вспышек в пределах $\pm 40^\circ$), и для которых можно было определить координаты источников жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 50-100кэВ по данным наблюдений космического аппарата Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [27]. Рассмотренный интервал времени определялся одновременным наблюдением Солнца при помощи SDO и RHESSI. Информация об исследованных активных областях и вспышках представлена в [22].

В данной работе использованы подготовленные векторные фотосферные магнитограммы инструмента HMI/SDO, предоставленные в свободном доступе (<http://jsoc.stanford.edu/>) в виде продукта Spaceweather HMI Active Region Patch (SHARP) [28,29]. Использованы стандартные файлы данных вида "hmi.sharp_cea_720s.fits" с шагом по времени 12мин. С помощью специального алгоритма для каждого интервала времени из всего поля зрения HMI выделяется ограниченный участок (патч), соответствующий активной области и ее

окрестности. Каждому патчу присвоен свой номер HARNUM. В этих файлах вектор магнитного поля B (B_r , B_ϕ , B_θ) в сферической системе координат спроецирован на цилиндрическую сетку Ламберта ($x = \phi$, $y = (180^\circ/\pi)\sin\theta$) с одинаковой площадью ячеек $1.33 \cdot 10^5 \text{ км}^2$ на фотосфере (Lambert Cylindrical Equal-Area projection) [30,31]. 180° -ая неопределенность поперечной лучу зрения компоненты магнитного поля $B_\perp$ устранена в этих данных. С помощью пакета программ "WCS" в составе "SolarSoftWare" координаты CEA трансформированы в гелиографическую систему Stonyhurst, а затем, для удобства расчетов, в сферическую систему координат с началом в центре Солнца.

Плотность фотосферных вертикальных электрических токов рассчитана численно в сферической системе координат, используя теорему о циркуляции магнитного поля (закон Ампера) в дифференциальной форме:

$$j_z = j_r = \frac{c}{4\pi\mu} (\nabla \times \mathbf{B})_r \approx \frac{c}{4\pi} \frac{1}{R_s \sin\theta} \left(\frac{\Delta B_\phi}{\Delta\theta} \sin\theta + B_\phi \cos\theta - \frac{\Delta B_\theta}{\Delta\phi} \right), \quad (1)$$

где c - скорость света в вакууме, R_s - радиус Солнца на уровне фотосферы и коэффициент магнитной проницаемости $\mu = 1$. Для каждой рассмотренной активной области карты j_z построены для двух моментов времени: непосредственно до начала вспышки в мягком рентгеновском излучении и после окончания импульсной фазы вспышки, когда жесткое рентгеновское излучение ($>25 \text{ кэВ}$) опускается до предвспышечного уровня. Это позволяет исследовать возможные изменения PDF j_z за время вспышки, избегая вариаций j_z , которые могут возникать в результате возмущения фотосферы пучками ускоренных частиц, гидродинамическими течениями, ударными волнами и потоками электромагнитного излучения в импульсной фазе вспышки [32].

На основе полученных массивов данных, были построены гистограммы j_z с шириной бина $2.5 \cdot 10^3$ статампер/см² ($1 \text{ статампер/см}^2 = 1/3 \cdot 10^{-5} \text{ А/м}^2$). Такая фиксированная ширина бина выбрана, чтобы, во-первых, для анализа всех событий соблюсти единообразие подхода, и, во-вторых, для каждого события имелось бы более 15 бинов, но при этом число бинов с малыми значениями j_z было бы не очень велико, а число пустых бинов с высокими значениями j_z было бы мало. Исключены пустые бины, в которые попали ноль значений j_z . Далее, от полученных значений центров бинов (ось x) берутся абсолютные значения, а от абсолютных значений бинов и количества точек данных в каждом бине берется натуральный логарифм. Для двух векторов данных - значений положительных и отрицательных j_z - проведен тест Колмогорова-Смирнова, который по результатам не отвергает нулевую гипотезу о том, что эти два вектора принадлежат одному распределению, на уровне значимости 1%. Это свидетельствует о том, что мы можем рассматривать абсолютное значение $|j_z|$, вместо того, чтобы отдельно рассматривать

положительные и отрицательные значения. Такой подход увеличивает количество точек данных гистограммы вдвое, что важно для адекватного фиттирования области высоких значений $|j_z|$. В итоге, для каждого события гистограммы содержат от 30 до 40 ненулевых бинов, что значительно выше количества свободных параметров функций, используемых для фиттирования (см. ниже). Перед фиттированием гистограммы нормированы на максимальное значение. Такие гистограммы можно рассматривать в качестве приближения PDF абсолютного значения плотности фотосферных вертикальных электрических токов $|j_z|$. Отметим, что для получения приближения PDF надо нормировать на общее количество точек используемого массива $|j_z|$. Однако мы решили нормировать на максимум, чтобы значения гистограммы варьировались от 0 до 1. Это не сказывается на результатах данной работы.

На рис.1 приведены примеры полученных гистограмм (распределений) $|j_z|$ в лог-лог масштабе для двух активных областей для моментов времени до и после вспышки. Для всех остальных событий гистограммы аналогичны. При низких значениях $|j_z|$ распределение имеет форму гауссова "колокола", а при более высоких - наклонного спадающего "хвоста". Исходя из формы распределения $|j_z|$, мы выполнили аппроксимацию моделью, представляющей из себя сложное нормальное распределение в области низких значений $|j_z|$ и спадающую степенную функцию в области более высоких значений. Данные делятся на два набора: в первом $n > 5$ первых точек (бинов) по возрастанию значения $x (|j_z|)$,

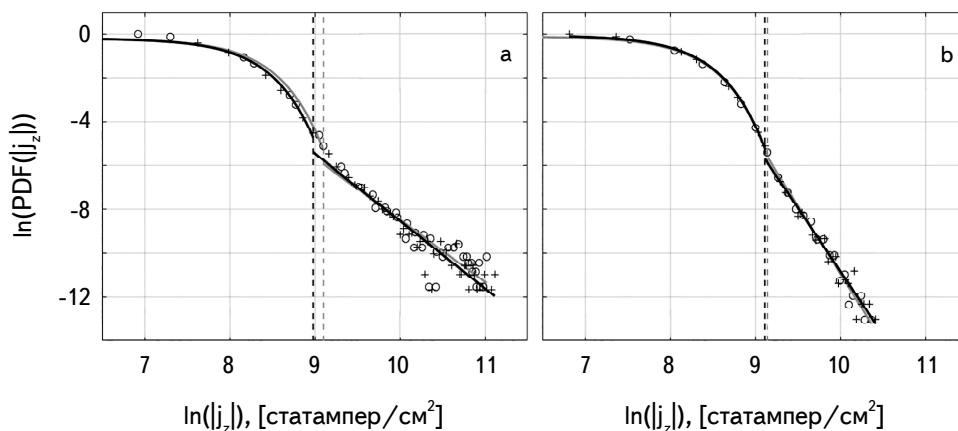


Рис.1. Примеры распределений $|j_z|$ в лог-лог масштабе для двух активных областей: NOAA 12172 до и после вспышки SOL2014-09-24T17:45 (слева) и NOAA 11263 до и после вспышки SOL2011-08-03T04:29 (справа). Распределения $|j_z|$ до и после вспышки показаны кружками и крестиками, соответственно. Аппроксимации моделью распределений до и после вспышки методом наименьших квадратов показаны серой и черной сплошными кривыми, соответственно. Черные и серые кривые близки друг к другу и почти перекрываются, поэтому их сложно различить. Вертикальные пунктирные линии показывают положения точки перехода между сложным нормальным распределением и степенной функцией.

во втором $(N - n) > 5$ последних, где N - полное количество точек. При этом оба набора данных имеют одну общую точку, которую в дальнейшем мы называем точкой перехода (transition point, tp). Первый набор данных аппроксимируется (в лог-лог масштабе) сложным нормальным распределением для модуля случайной величины [33,34], второй - степенной функцией:

$$f(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ ae^{-([x-b]/c)^2} + ae^{-([x+b]/c)^2}, & 0 \leq x \leq x_{tp} \\ dx^p, & x \geq x_{tp}. \end{cases} \quad (2)$$

Значение точки перехода, x_{tp} , выбирается на основе минимизации абсолютного значения линейного отклонения модели от данных $|y_{data} - y_{model}|$.

Все аппроксимации проводились с помощью функции "nlinfit" (MATLAB), использующей алгоритм Левенберга-Марквардта для решения задачи о наименьших квадратах. Для каждого случая качество аппроксимации определялось с помощью скорректированного коэффициента детерминации:

$$R_{adj}^2 = 1 - \frac{SS_{res}/(n-k)}{SS_{tot}/(n-1)}, \quad (3)$$

где SS_{res} - сумма квадратов остатков регрессии, SS_{tot} - общая сумма квадратов, n - количество наблюдений и k - количество параметров модели. Чем ближе R_{adj}^2 к 1, тем ближе модель к данным.

После того как параметры модели были получены для всех рассмотренных активных областей, мы проверили наличие их корреляции с рентгеновским классом вспышек (по данным космических аппаратов Geostationary Operational Environmental Satellite - GOES), перед началом которых посчитаны распределения $|j_z|$, а также с хэйловским магнитным классом родительских активных областей (классификация Mount Wilson). Эта вспомогательная информация взята с сайта <https://solarmonitor.org/>.

3. Результаты. Визуальный анализ показал, что используемая модель (2) вполне адекватно аппроксимирует построенные распределения $|j_z|$ для всех 48 рассмотренных областей. Из 96 распределений $|j_z|$ (по 48 до и после вспышки) только 34 (35%) оказались с $R_{adj}^2 < 0.95$. На рис.1 представлены характерные примеры применения модели для двух событий: 1) SOL2014-09-24T17:45 в активной области NOAA 12172 и 2) SOL2011-08-03T04:29 в активной области NOAA 11263. Для активной области NOAA 12172 использованы две векторные магнитограммы SHARP для моментов времени 17:36 UT до и 18:00 UT после вспышки, для NOAA 11263 - для моментов времени 04:24 UT и 04:36 UT. Можно отметить, что для NOAA 12172 (рис.1, левая панель) есть расхождение некоторых точек данных с моделью в области

высоких значений $\ln|j_z| > 10$. Это может быть связано как с малой статистикой точек данных на "хвосте" распределения, так и с реальным отклонением от степенного закона при больших значениях токов. Изучение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

На рис.2 в виде гистограмм построены распределения основных параметров модели: (a) математическое ожидание распределения Гаусса (численно равно параметру b из (2)), (b) среднеквадратичное (стандартное) отклонение распределения Гаусса (численно равно $c/\sqrt{2}$ из (2)), (c) точка перехода (x_{tp} из (2)), (d) абсолютное значение показателя степенной функции ($|p|$ из (2)). Получившиеся распределения аппроксимированы гауссианой и получены

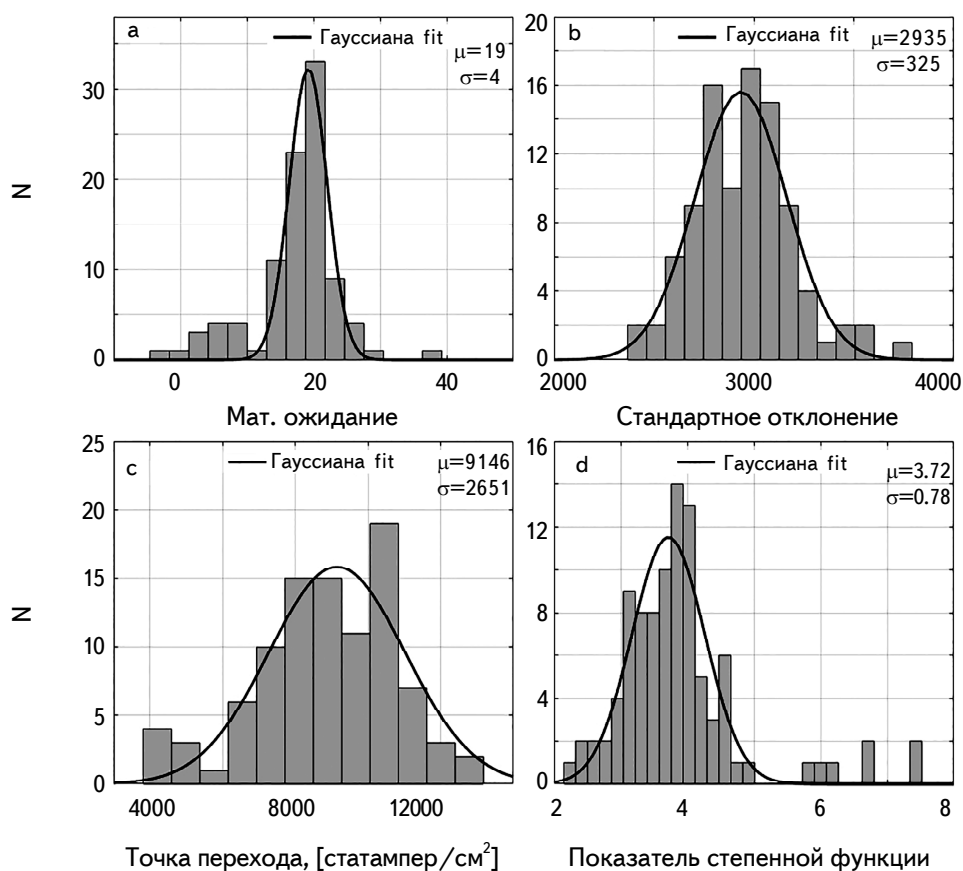


Рис.2. Гистограммы значений параметров модели, полученные для 96 распределений $|j_z|$ (по 48 до и после вспышки): а) математическое ожидание сложного нормального распределения, б) стандартное отклонение сложного нормального распределения, в) точка перехода между сложным нормальным распределением и степенной функцией, г) абсолютное значение показателя степенной функции. Результаты аппроксимации гистограмм функцией Гаусса показаны черной жирной кривой. Значения математического ожидания μ и стандартного отклонения σ функции Гаусса приведены в верхнем правом углу соответствующих панелей.

математические ожидания, μ , и среднеквадратичные отклонения, σ , параметров. Полученные значения вынесены в легенды соответствующих графиков (рис.2): (а) математическое ожидание распределения Гаусса 19 ± 4 статампер/см², (b) среднеквадратичное отклонение распределения Гаусса $(2.9 \pm 0.3) \cdot 10^3$ статампер/см⁵, (с) точка перехода к степенной функции $(9.1 \pm 2.7) \cdot 10^3$ статампер/см², (d) абсолютное значение показателя степенной функции 3.72 ± 0.78 . Также мы посчитали μ и σ этих же параметров модели напрямую, без аппроксимации гауссианой: (а) 18 ± 6 статампер/см², (b) $(2.9 \pm 0.3) \cdot 10^3$ статампер/см², (с) $(8.9 \pm 1.9) \cdot 10^3$ статампер/см², (d) 3.89 ± 0.96 , соответственно. Полученные в

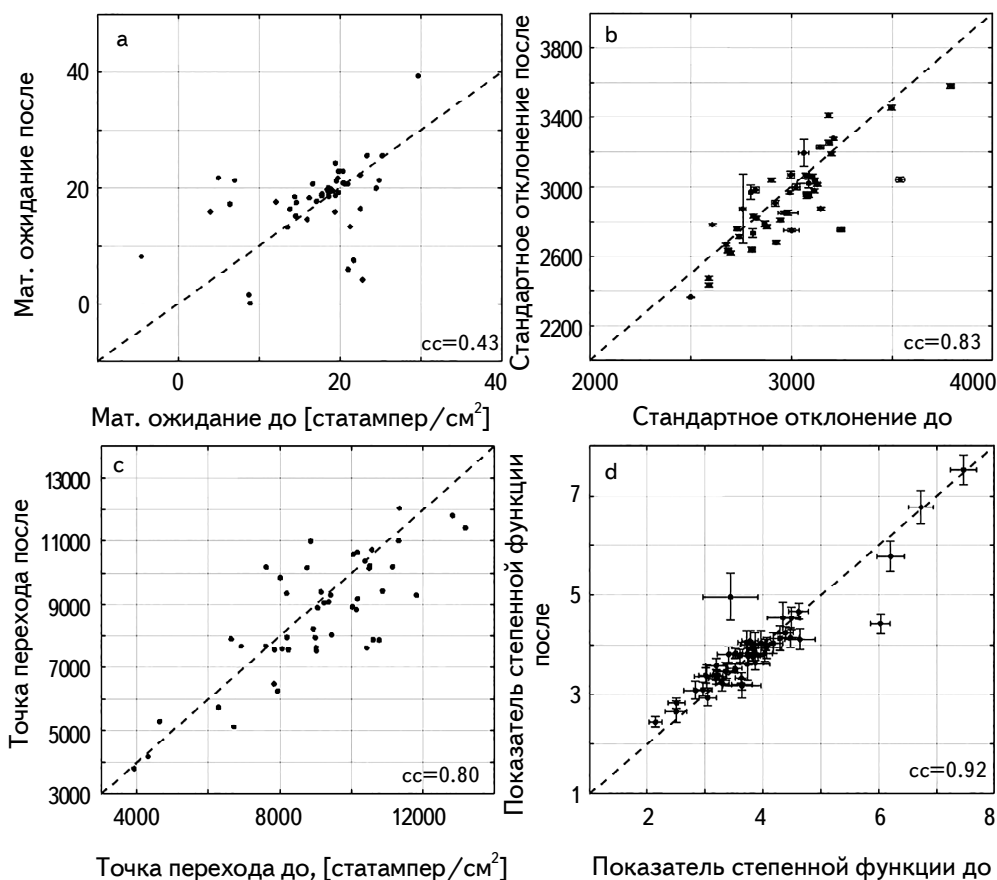


Рис.3. Параметры модели распределений $|j_z|$ 48 рассмотренных активных областей до (ось x) и после (ось y) вспышки: а) математическое ожидание сложного нормального распределения, б) стандартное отклонение сложного нормального распределения, с) точка перехода между сложным нормальным распределением и степенной функцией, d) абсолютное значение показателя степенной функции. Ошибки определения (кроме а) параметров показаны тонкими горизонтальными и вертикальными отрезками. Пунктирная линия - функция $y = x$. На всех рисунках в правом нижнем углу приведены коэффициенты корреляции cc .

результате аппроксимации гауссианой значения μ и σ параметров модели близки к средним значениям и среднеквадратичным отклонениям, посчитанным напрямую без аппроксимации.

Для всех 48 рассмотренных активных областей проведено сопоставление обозначенных выше параметров модели до и после вспышек (рис.3) и посчитаны линейные коэффициенты корреляции Пирсона: (а) для математического ожидания гауссианы 0.43 [0.17, 0.64]; (b) для среднеквадратичного отклонения гауссианы 0.83 [0.71, 0.90]; (с) для точки перехода 0.80 [0.67, 0.88]; (d) для модуля показателя степенной функции 0.92 [0.86, 0.95]. В квадратных скобках приведен доверительный интервал 95% оценки коэффициента корреляции параметров. Наиболее сильная корреляция - для показателя степенной функции модели. Систематического изменения параметров модели за время вспышки не наблюдается для рассмотренной выборки областей.

В качестве дополнения проверено, имеется ли явная связь между параметрами моделей и рентгеновским классом вспышек, а также хэйловским магнитным классом активных областей. Для этого построены графики зависимостей рентгеновских классов вспышек и хэйловских классов областей от параметров модели. В качестве примера на рис.4 приведены графики зависимостей абсолютного значения показателя степенной функции модели от класса вспышки (слева) и хэйловского класса (справа). Визуальный анализ графиков не выявил явной связи. Можно отметить, что большая часть (29

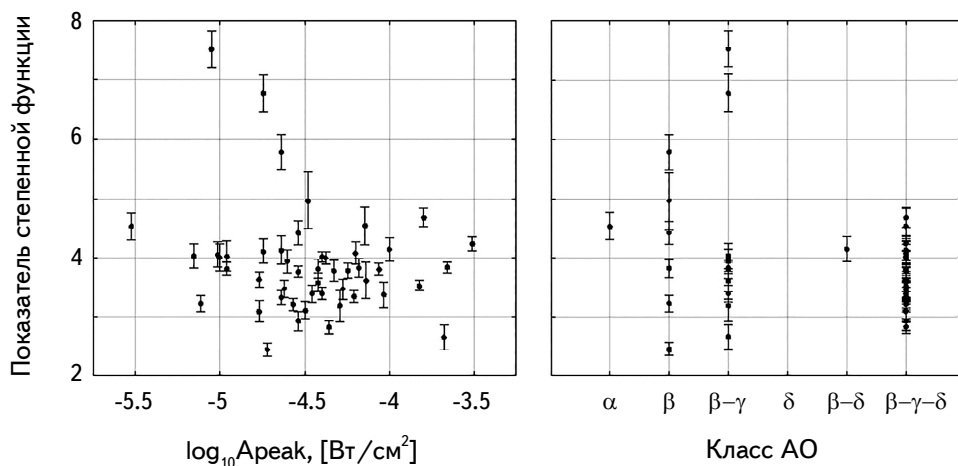


Рис.4. Графики зависимостей абсолютного значения показателя степенной функции модели, использованной для аппроксимации распределения $|j_z|$ в активных областях до вспышки, от десятичного логарифма пикового потока рентгеновского излучения Солнца в канале 1-8 Å GOES во время вспышки, т.е. класса вспышки со знаком минус (слева), и хэйловского магнитного класса активных областей (справа). Ошибки определения параметров показаны тонкими вертикальными отрезками.

или 60%) рассмотренных активных областей имела магнитный класс $\beta\gamma\delta$. Так как известно, что $\beta\gamma\delta$ -области имеют тенденцию производить больше вспышек, включая мощные [35], то это представляется вполне естественным, поскольку отобранные вспышки были довольно мощными и сопровождались жестким рентгеновским излучением >50 кэВ.

4. *Обсуждение.* На основе векторных магнитограмм SHARP_CEA, полученных по данным наблюдений HMI/SDO для выборки из 48 активных областей, в которых происходили вспышки различных рентгеновских классов (см. [22]), построены распределения абсолютного значения плотности фотосферных вертикальных электрических токов $\text{PDF}(|j_z|)$. Исходя из визуального анализа формы $\text{PDF}(|j_z|)$, выбрана аналитическая модель и проведена аппроксимация методом наименьших квадратов. В первом приближении форма $\text{PDF}(|j_z|)$ может быть аппроксимирована сложением нормальным распределением в области низких значений $|j_z|$ и спадающей степенной функцией в области более высоких значений. Точка перехода между двумя функциями имеет среднее значение $\langle |j_z|_{tp} \rangle \approx 9 \cdot 10^3$ статампер/см². Мы полагаем, что распределение в области низких значений определяется шумами используемых векторных магнитограмм, тогда как степенной "хвост" может быть близок к реальному распределению $|j_z|$ и может быть связан с физикой магнитных полей и электрических токов в активных областях Солнца.

Для обоснования предположения о приборном (шумовом) характере распределения при низких значениях распределение $|j_z|$ для площади всей области, определенной в SHARP, сравнено с распределением, посчитанным только для окраин этой области. На окраинах нет значительных магнитных полей (≤ 50 Гс), следовательно и $|j_z|$, и они могут представлять собой области спокойного Солнца, где показания HMI/SDO, по крайней мере частично, являются шумом. Для этого рассмотрены полоски шириной 50 пикселей по периметру области. Примеры распределений $|j_z|$ для двух областей NOAA 12172 и 11263 приведены на рис.5. Распределение $|j_z|$ для фоновой области можно представить сложением нормальным распределением и не имеет явного степенного "хвоста", тогда как для всей активной области распределение имеет вид сложного нормального распределения на низких значениях и ярко выраженного степенного "хвоста" в области более высоких значений. При этом сложное нормальное распределение для фоновой области близко к сложному нормальному распределению для полной области.

Для дополнительного подтверждения того, что сложное нормальное распределение представляет собой распределение шума $|j_z|$, оценим ошибку поперечной лучу зрения компоненты магнитного поля $\sigma(B_\perp)$ из полученного

среднеквадратичного отклонения гауссианы распределения $|j_z|$ ($\sigma(|j_z|) \approx (2.9 \pm 0.3) \cdot 10^3$ статампер/см²): $\sigma(B_\perp) \approx [4\pi\Delta l \sigma(|j_z|)]/[c\sqrt{2}] \approx 31 \pm 3$ Гс, где $\Delta l \approx 3.6 \cdot 10^7$ см - линейный размер пикселя HMI/SDO на фотосфере, c - скорость света в вакууме. Полученное значение $\sigma(B_\perp)$ лежит между пороговыми значениями 20 Гс (до 2014г.) и 50 Гс (после), определенными для поперечной компоненты магнитного поля на векторных магнитограммах HMI/SDO (параметр DOFFSET, [29]). Это является веским доводом в пользу сделанного предположения.

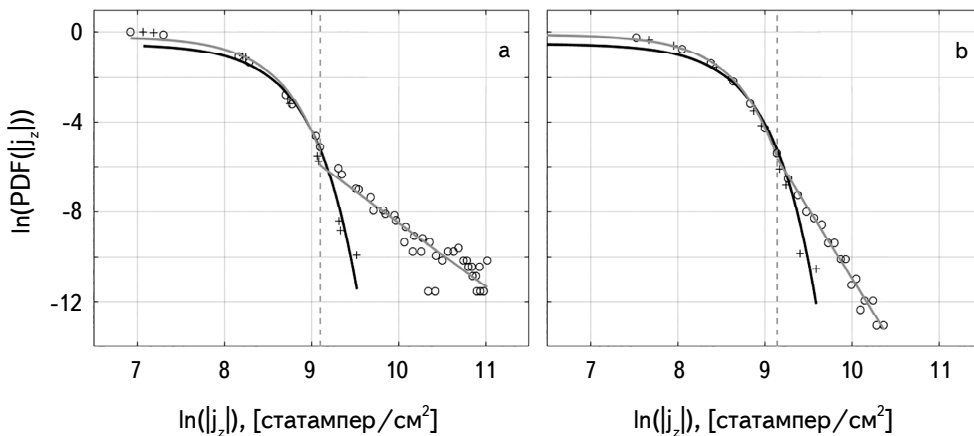


Рис.5. Распределения в лог-лог масштабе $|j_z|$ в двух активных областях NOAA 12172 до вспышки SOL2014-09-24T17:45 (слева) и NOAA 11263 до вспышки SOL2011-08-03T04:29 (справа). Кружками показаны данные, полученные для полной области SHARP, крестиками - для фонового участка спокойного Солнца. Аппроксимация для фонового участка сложным нормальным распределением показана черной кривой, для всей области - серой кривой, представляющей совокупность сложного нормального распределения ниже точки перехода (обозначена вертикальным пунктиром) и степенной функции выше точки перехода.

Аргументом в пользу того, что степенной "хвост" распределения $|j_z|$ не является шумом, может служить то обстоятельство, что точка перехода от гауссианы к степенному распределению наблюдается на значениях $(|j_z|_{tp} = (8.9 \pm 1.9) \cdot 10^3$ статампер/см²), близких к утроенному стандартному отклонению гауссианы $3\sigma_{stdev}(|j_z|) = (8.7 \pm 0.9) \cdot 10^3$ статампер/см². Это указывает на то, что при исследовании вертикальных токов на фотосфере по данным HMI/SDO следует использовать правило "трех сигм" и рассматривать только значения, превышающие $3\sigma_{stdev}(|j_z|)$, а к более низким значениям $|j_z|$ относиться с предельной осторожностью.

Наличие степенного "хвоста" в распределениях $|j_z|$ активных областей Солнца представляется интересным фактом. Это может указывать на специфический турбулентный характер процессов формирования электрических токов. По существу, это неудивительно, поскольку известно, что степенной

вид имеют распределения различных характеристик фотосферного магнитного поля, в частности, магнитного потока [36], производной от которого является j_z . Спектр мощности магнитного поля также имеет степенной вид [37,38]). Степенной характер присущ и пространственным характеристикам токовой спиральности активных областей [39]. Степенные распределения характерны для фрактально-кластерных систем, к которым можно отнести активные области Солнца (например, [40,41]). Мы установили, что для выборки рассмотренных 48 активных областей, модуль показателя степенной функции распределения $|j_z|$ имеет значения 3.89 ± 0.96 . Вопрос о том, какими конкретно процессами обусловлены эти значения, требует дальнейшего изучения.

В завершение, отметим, что в рамках использованного подхода не обнаружена явная корреляция между параметрами рассмотренных моделей $\text{PDF}(j_z)$ для исследованной ограниченной выборки активных областей и рентгеновским классом произошедших в них вспышек. Это можно интерпретировать тем, что параметры моделей определяются распределением $|j_z|$ целой активной области с масштабами в несколько сотен угловых секунд, тогда как вспышка является локальным процессом, занимающим обычно малую часть родительской активной области (несколько угловых секунд или десятков угловых секунд). В дальнейшем, представляется интересным исследовать статистическую связь характеристик вспышек и параметров локальных распределений $|j_z|$ во вспышечных областях, в частности, ограниченных вспышечными лентами в окрестности фотосферной линии инверсии магнитной полярности. Более того, вспышки обычно происходят в окрестности экстремумов j_z [5,13,14], значения которых вносят вклад в самый "хвост" распределения $|j_z|$, где могут наблюдаться отклонения от степенной зависимости (см. рис.1). Эти отклонения могут быть связаны как с флуктуациями из-за малой статистики точек с экстремальными значениями, так и с физикой формирования экстремальных токов в активных областях. Простой аппроксимации распределения $|j_z|$ степенной функцией может быть недостаточно для выявления вариаций распределения во время вспышек. Этот вопрос требует дальнейшего изучения. Наконец, отсутствие явной связи между параметрами распределений $|j_z|$ и магнитным классом активных областей можно объяснить недостаточностью разнообразия исследуемой выборки (более половины рассмотренных областей имели класс $\beta\gamma\delta$) или же чрезмерно описательным (неколичественным) характером хэйловской классификации активных областей, не умаляя ее достоинств.

Мы благодарны коллективу эксперимента Helioseismic and Magnetic Imager на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory за векторные фотосферные магнитограммы серии SHARP, предоставленные в свободном доступе в сети Интернет. Мы также благодарны анонимным рецензентам за ряд полезных замечаний, способствовавших улучшению качества статьи.

Начальная фаза данного исследования осуществлялась в рамках проекта CHINESE ACADEMY OF SCIENCES President's International Fellowship Initiative (GRANT No. 2018VMB0007). Основная часть работы (обработка и анализ данных, интерпретация результатов, подготовка статьи) выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-72-20134).

¹ Институт космических исследований РАН, Россия,
e-mail: ivanzim@iki.rssi.ru ivan.sharykin@phystech.edu

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Россия, e-mail: nechaeva.ab@phystech.edu

³ Обсерватория Пурпурной горы Китайской академии наук,
Китай, e-mail: wqgan@pmo.ac.cn

DENSITY DISTRIBUTION OF PHOTOSPHERIC VERTICAL ELECTRIC CURRENTS IN FLARE ACTIVE REGIONS OF THE SUN

I.V.ZIMOVETS¹, A.B.NECHAeva^{1,2}, I.N.SHARYKIN¹, W.Q.GAN³

Solar active regions contain electric currents. Information on the distribution of currents is important for understanding the processes of energy release on the surface of the Sun and in the overlying layers. The paper presents an analysis of the probability density function (PDF) of the absolute value of the photospheric vertical electric current density $|j_z|$ in 48 active regions from 2010 to 2015 at times before and after flares. Calculation of $|j_z|$ is performed by applying the differential form of Ampere's circuital law to photospheric vector magnetograms obtained from observations of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). It is shown that for the studied active regions PDF($|j_z|$) can be present, in the first approximation, by the model consisting of the folded normal distribution in the low- $|j_z|$ region ($|j_z| \lesssim 9 \cdot 10^3$ statampere/cm²) and the decaying power-law function in the region of higher $|j_z|$ values. We obtained the model parameters using the least squares method, constructed histograms of their distributions, and calculated mathematical expectations and standard deviations. No systematic changes in the model parameters during the flares are detected. We did not find an explicit connection between the model parameters and the flare X-ray class, as well as with the Hale magnetic class of the active regions, in the frames of the approach used on a selected sample of the flares and active regions. Arguments are presented in favor of the suggestion

that the folded normal distribution in the low-value region of PDF($|j_z|$) represents noise in the data, while the power-law "tail" can reflect the nature of electric currents in the solar active regions.

Keywords: *Solar active regions: electric currents*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.O.Stenflo*, Solar Magnetic Fields. Polarized Radiation Diagnostics. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1994.
2. *M.Ryutova*, Physics of Magnetic Flux Tubes. Berlin, Springer-Verlag, 2015.
3. *А.Б.Северный*, Некоторые проблемы физики Солнца, М., Наука, 1988.
4. *G.D.Fleishman, A.A.Pevtsov*, Geophys. Mon. Ser., **235**, 43, 2018.
5. *А.М.Зверева, А.Б.Северный*, Изв. КрАО, **41/42**, 97, 1970.
6. *K.G.Puschmann, B.R.Cobo, V.M.Pillet*, Astrophys. J., **721**, L58, 2010.
7. *Ю.А.Фурсяк, В.И.Абраменко*, Астрофизика, **60**, 593, 2017, (Astrophysics, **60**, 544, 2017).
8. *B.Schmieder, G.Aulanier*, Geophys. Mon. Ser., **235**, 391, 2018.
9. *А.В.Степанов, В.В.Зайцев*, Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М., Физматлит, 2019.
10. *В.И.Абраменко, С.И.Гонасюк, М.Б.Огирь*, Изв. КрАО, **81**, 8, 1990.
11. *I.Kontogiannis, M.K.Georgoulis, S.-H.Park et al.*, Solar Phys., **292**, 159, 2017.
12. *Yu.A.Fursyak*, Geomagn. Aeronom., **58**, 1129, 2018.
13. *G.E.Moreton, A.B.Severny*, Sol. Phys., **3**, 282, 1968.
14. *В.А.Романов, Т.Т.Цан*, Астрон. ж., **67**, 1300, 1990, (Sov. Astron., **34**, 656, 1990).
15. *В.И.Абраменко, С.И.Гонасюк, М.Б.Огирь*, Изв. КрАО, **83**, 3, 1991.
16. *R.C.Canfield, J.-F. de La Beaujardiere, K.D.Leka*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **336**, 381, 1991.
17. *J.Li, T.R.Metcalf, R.C.Canfield et al.*, Astrophys. J., **482**, 490, 1997.
18. *S.Musset, N.Vilmer, V.Bommier*, Astron. Astrophys., **580**, A106, 2015.
19. *I.N.Sharykin, A.G.Kosovichev*, Astrophys. J. Lett., **788**, L18, 2014.
20. *I.N.Sharykin, A.G.Kosovichev, I.V.Zimovets*, Astrophys. J., **807**, id.102, 2015.
21. *М.А.Лившиц, И.Ю.Григорьева, И.И.Мышьяков et al.*, Астрон. ж., **93**, 907, 2016, (Astron. Rep, **60**, 939, 2016).
22. *I.V.Zimovets, I.N.Sharykin, W.Q.Gan*, Astrophys. J., **891**, id.138, 2020.
23. *J.Kang, T.Magara, S.Inoue et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **68**, 101, 2016.
24. *K.Moraitis, A.Toutountzi, H.Isliker et al.*, Astron. Astrophys., **596**, A56, 2016.
25. *G.E.Hale, F.Ellerman, S.B.Nicholson et al.*, Astrophys. J., **49**, 153, 1919.
26. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, Sol. Phys., **275**, 207, 2012.

27. *R.P.Lin, B.R.Dennis, G.J.Hurford et al.*, Sol. Phys., **210**, 3, 2002.
28. *M.G.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, Sol. Phys., **289**, 3549, 2014.
29. *J.T.Hoeksema, Y.Liu, K.Hayashi et al.*, Sol. Phys., **289**, 3483, 2014.
30. *M.R.Calabretta, E.W.Greisen*, Astron. Astrophys., **395**, 1077, 2002.
31. *W.T.Thompson*, Astron. Astrophys., **449**, 791, 2006.
32. *V.M.Sadykov, A.G.Kosovichev, I.N.Kitiashvili et al.*, Astropys. J., **893**, id.24, 2020.
33. *F.C.Leone, L.S.Nelson, R.B.Nottingham*, Technometrics, **3**, 543, 1961.
34. *R.C.Elandt*, Technometrics, **3**, 551, 1961.
35. *S.Toriumi, H.Wang*, Liv. Rev. Sol. Phys., **16**, 128, 2019.
36. *V.I.Abramenko, D.W.Longcope*, Astrophys. J., **619**, 1160, 2005.
37. *V.I.Abramenko*, Astrophys. J., **629**, 1141, 2005.
38. *V.Abramenko, V.Yurchyshyn*, Astrophys. J., **720**, 717, 2010.
39. *A.S.Kutsenko, V.I.Abramenko, K.M.Kuzanyan et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **480**, 3780, 2018.
40. *Э.И.Мозилевский*, Фракталы на Солнце. М., ФИЗМАТЛИТ, 2001.
41. *M.Aschwanden*, Self-Organized Criticality in Astrophysics. The Statistics of Nonlinear Processes in the Universe, Berlin, Springer-Verlag, 2011.

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В КОРОНАЛЬНЫХ ДЫРАХ

О.С.ГОПАСЮК, Э.А.БАРАНОВСКИЙ, В.П.ТАРАЩУК, Н.И.ШТЕРЦЕР

Поступила 19 ноября 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Проведено исследование физических условий в хромосфере полярной и экваториальных корональных дыр на фазе спада 24 цикла солнечной активности. На основании наблюдаемых в корональных дырах интенсивностей в линиях $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ и $\text{H}\alpha$ с использованием не-ЛТР программы построены модели хромосферы. Расчеты показали, что температура в экваториальных корональных дырах аналогична температуре полярной корональной дыры. Температура в корональных дырах ниже температуры невозмущенной хромосферы и увеличивается в зависимости от высоты в хромосфере. Различие атмосфер корональных дыр и спокойного Солнца начинается на уровне верхней фотосферы - нижней хромосферы.

Ключевые слова: *Солнце:хромосфера:корональные дыры:физические условия*

1. *Введение.* Корональные дыры (КД) представляют собой крупномасштабные структуры в солнечной короне. Из-за их значительно более низкой плотности и температуры по сравнению с окружающей короной, КД на изображениях Солнца в рентгене и крайнем ультрафиолете видны как темные области. В основном, силовые линии магнитного поля являются замкнутыми, в спокойном Солнце они имеют вид петлевидных структур, в то время как в КД силовые линии магнитного поля обладают открытой конфигурацией. Открытый магнитный поток быстро расширяется над основанием КД. Плазма ускоряется вдоль открытых линий магнитного поля, образуя высокоскоростные потоки солнечного ветра ($>600 \text{ км с}^{-1}$) [1,2]. КД наблюдаются на всех широтах, от полюсов [3,4] до экватора [5-7]. Исходя из продолжительности жизни и расположения, можно выделить три основные категории КД [8,9]: полярные, неполярные (низкоширотные, изолированные) и транзиентные (корональные димминги), связанные с эруптивными событиями, такими как эрупция волокон, корональные выбросы массы (например, [8,10,11]). В этом исследовании мы уделили внимание первым двум категориям КД: полярным и экваториальным. Полярные КД располагаются на высоких широтах вблизи полюсов, занимают значительную часть солнечной поверхности и доминируют во время минимума солнечной активности. Время их жизни достигает семи - восьми лет [8,12]. Экваториальные КД обычно редко наблюдаются в минимуме солнечной активности. В это время глобальная магнитная структура Солнца приближенно

представляет собой поле магнитного диполя с открытыми полями противоположной полярности на обоих полюсах и искривленным токовым слоем, наименьшим образом, по сравнению с другими периодами солнечного цикла, удаленным от экватора. Однако имеются и исключения. Так, во время минимума между 22 и 23 циклами, в 1996г., наблюдалась большая КД на низких широтах, простирающаяся от северного полюса до большой активной области в южном полушарии [5]. В течение минимума солнечной активности между циклами 23 и 24, в 2007-2008гг., КД на низких широтах занимали большие площади [6,13]. Несмотря на то, что число солнечных пятен было на исторически низком уровне во время этого минимума, быстрый солнечный ветер из этих КД был настолько сильным, что повлиял на внешний радиационный пояс Земли, вызвал возмущения космической погоды и полярные сияния на высоких широтах [14].

Области спокойного Солнца и КД не различимы по интенсивности изображений, полученных в фотосфере и нижней хромосфере. Температура и плотность в основании КД отличается от значений в окружающей атмосфере незначительно. Наблюдения Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS; [15]) на борту Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) показывают, что какого-либо значительного контраста интенсивности между областями КД и окружающей их атмосферой не видно до тех пор, пока температура не превысит $6 \div 7 \cdot 10^5$ К [16]. В верхней хромосфере КД наблюдаются в линии поглощения HeI 10830 Å [9,17]. Поглощение в этой линии ослаблено, поэтому интенсивность КД повышена на 1-4% по сравнению с окружающей атмосферой. Начиная с высоты десятки тысяч километров над уровнем фотосферы, температура и плотность в КД становится заметно ниже соответствующих значений окружающей короны. Температура КД на этих высотах составляет примерно $1 \div 1.5 \cdot 10^6$ К. Однако существующие оценки расходятся [18].

Однородные эмпирические модели атмосфер спокойного Солнца и КД, построенные на основе данных в радио, оптическом и ультрафиолетовом диапазонах [19], отражают различие температур и плотностей в основании короны. Согласно этим моделям существенное отличие температуры в КД начинается на уровне слоя с температурой, превышающей 10^5 К. По сравнению со спокойным Солнцем на этих высотах в КД градиент температур ниже в 5-6 раз, плотность в основании короны в КД в 2 раза ниже и имеет величину $2.0 \cdot 10^8$ см⁻³. По данным прибора SOHO/CDS в период минимума активности 1996-1997гг. значения плотности в КД в основании короны составили $1.8 - 2.5 \cdot 10^8$ см⁻³ [20]. Температура и плотность плазмы в КД, полученные при расчете магнитогидростатической модели КД для нижней короны [21] на высотах в несколько десятков Мм, примерно вдвое меньше соответствующих значений на той же высоте в короне, если радиус сечения КД в 1.5 раза

превышает шкалу высот в короне. Температура плазмы КД равна корональной при шкале высот, равной радиусу сечения КД, а эффект потемнения КД обусловлен только понижением плотности плазмы в ней по сравнению с короной. Модели хромосферы полярной КД [22], построенные по данным наблюдений в хромосферных линиях, показывают отличие температуры и плотности КД от значений в невозмущенной атмосфере. Так, по сравнению с невозмущенной хромосферой в КД температура ниже на 500-1500 К, а плотность ниже в 2-3 раза.

В настоящей работе мы провели расчеты физических условий в хромосфере на двух разных широтах, которые могут помочь в объяснении наблюдаемой картины поведения вещества в основании полярных и экваториальных КД, наблюдавшихся на фазе спада 24 цикла солнечной активности.

2. *Данные наблюдений.* Также, как и в работе [22], использованы данные одновременных наблюдений КД в линиях FeXII 193 Å, HeI 10830 Å и H α . Изображения верхних слоев солнечной атмосферы в линии FeXII 193 Å, полученные на Atmospheric Imaging Assembly (AIA; [23]), установленного на борту Solar Dynamic Observatory (SDO), были использованы для отождествления КД. Из-за высокого контраста между КД и спокойными областями Солнца эти данные часто используются для идентификации КД в крайнем ультрафиолете с помощью различных методов сегментации (например, [24-26]). Наземные наблюдения хромосферы в линии нейтрального водорода H α (6563 Å) были получены в солнечных обсерваториях сети GONG¹. Изображения полного диска Солнца в инфракрасной линии HeI 10830 Å, которая образуется в хромосфере и переходной области, получены в Крымской астрофизической обсерватории РАН на Башенном солнечном телескопе БСТ-2 с универсальным спектрофотометром [27].

В данной работе мы анализировали наблюдения полярной и экваториальных КД (рис.1) во время прохождения ими центрального меридиана. Полярная КД существовала в северном полушарии в 2015-2017гг. в течение 24 кэррингтоновских оборотов. Подробное исследование вариаций таких ее характеристик, как площадь, интенсивность, напряженность магнитного поля и магнитный поток представлено в работе [28]. Расчет моделей хромосферы этой КД для трех моментов ее эволюции (стадии появления, максимальной фазы развития и стадии близкой к концу) показал, что по всей высоте хромосферы температура и плотность в КД ниже, чем в невозмущенной хромосфере [22]. В настоящем исследовании ряд наблюдательных данных полярной КД был расширен. Экваториальные КД представляли собой сравнительно небольшие изолированные КД, наблюдавшиеся на низких широтах в 2015-2017гг.

¹ <https://gong2.nso.edu>

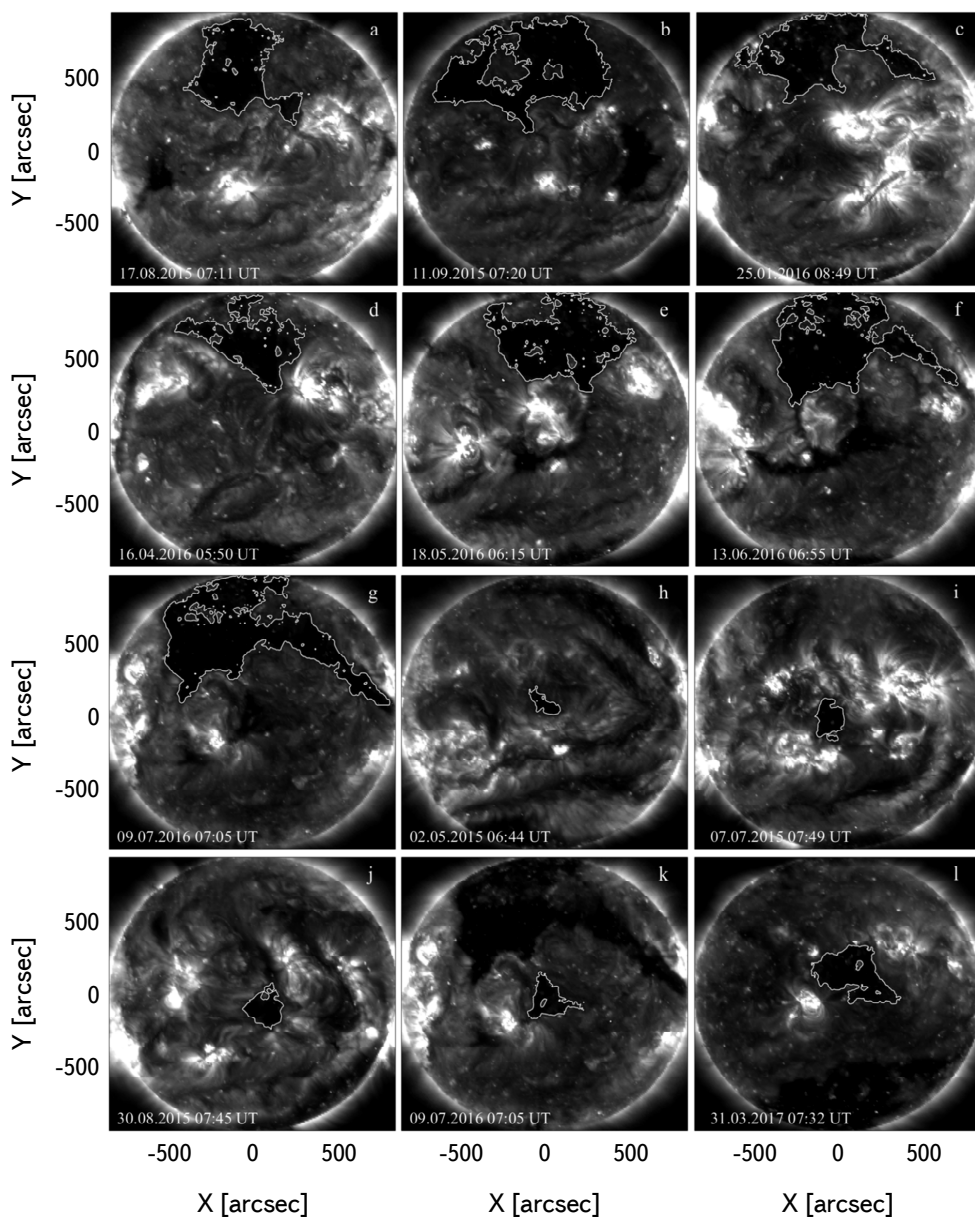


Рис.1. Изображения Солнца в линии FeXII 193 Å. Белыми линиями выделены полярная (a)-(g) и экваториальные (h)-(l) КД для которых проводились исследования.

Для изображений в линиях HeI 10830 Å и H α были проведены стандартные процедуры учета потемнения диска к краю. Границы КД определялись по изображениям в линии FeXII 193 Å с помощью алгоритма сегментации [25] и затем переносились на изображения в HeI 10830 Å и H α . Интенсивности

в каждой из линий были приведены к уровню невозмущенного Солнца. Участки невозмущенного Солнца выбирались за пределами КД. Площадь невозмущенных участков примерно соответствовала площади КД. Весь массив данных каждого изображения делился на соответствующее среднее значение интенсивности невозмущенного Солнца. Для полярной КД средние относительные интенсивности в каждой линии определялись для участка КД, находящегося на широте $40^\circ \div 43^\circ$ и $-10^\circ \div 10^\circ$ по долготе. Для экваториальных КД средняя интенсивность определялась для участка, расположенного на широте $-5^\circ \div 5^\circ$ и $-10^\circ \div 10^\circ$ по долготе. Средние интенсивности полярной (кружки) и экваториальных (треугольники) КД представлены на рис.2. Видно, что по сравнению с невозмущенной хромосферой во всех КД интенсивность в линии $H\alpha$ понижена на 2%-4%. В то же время на уровне образования $HeI\ 10830\ \text{\AA}$ интенсивность КД превышает интенсивность невозмущенной хромосферы на 1%-4%.

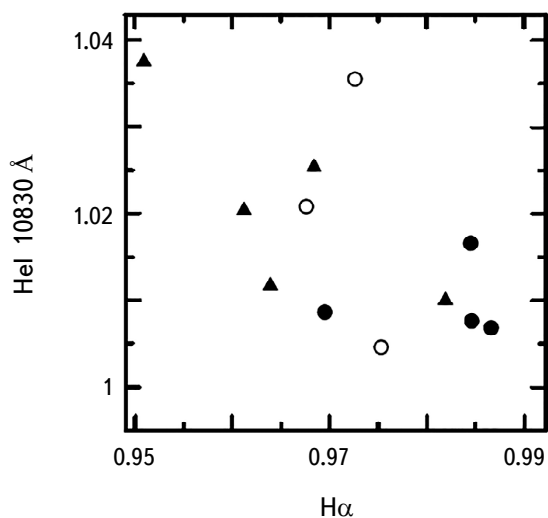


Рис.2. Интенсивности полярной (кружки) и экваториальных (треугольники) КД по измерениям в линиях $H\alpha$ (ось X) и $HeI\ 10830\ \text{\AA}$ (ось Y). Полые кружки представляют интенсивности полярной КД из работы [20].

3. *Моделирование физических условий КД.* Чтобы объяснить наблюдаемые интенсивности КД в линиях $H\alpha$ и $HeI\ 10830\ \text{\AA}$ были проведены вычисления профилей этих линий для разных моделей хромосферы. Модели задавались ходом температуры, плотности, турбулентной и лучевой скоростей с глубиной в хромосфере. Профили линий вычислялись для различных физических условий в атмосфере Солнца от области температурного минимума до уровня верхней хромосферы. С помощью вычисленных профилей опреде-

лялась интенсивность в центре линии, которая сравнивалась с наблюдаемым распределением интенсивности в КД. Таким образом, подбирались модели хромосферы, в которых вычисленные интенсивности соответствовали наблюдаемым. Полученные таким образом модели являются наиболее надежными.

Вычисление моделей проводилось по данным наблюдений в линиях Na и $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ с помощью не-ЛТР программы, алгоритм которой представлен в работе [29], и модели для фотосферы и хромосферы (VALC) [30]. В расчетах использовалась модель атома водорода с 9 уровнями и модель атома гелия с 11 уровнями. Для КД была использована обычная схема полубесконечной среды.

Восстановленные с помощью наблюдаемых интенсивностей профили линий позволили получить кинетическую температуру T в основании КД в хромосфере. На рис.3 представлен ход температуры T в хромосфере полярной (рис.3а) и экваториальных (рис.3б) КД в зависимости от изменения колонковой плотности m (количества вещества в столбце с основанием 1 см^2). Сначала рассчитывались модели для невозмущенной хромосферы. Их представляют верхние кривые 1. При вычислениях был задан начальный уровень температуры в невозмущенной хромосфере, от которого велся счет моделей с изменением значений T . Кривые 2 представляют уровень нижней границы значений кинетической температуры T , полученные для полярной (а) и экваториальной (б) КД. Таким образом, рассчитанные модели хромосферы

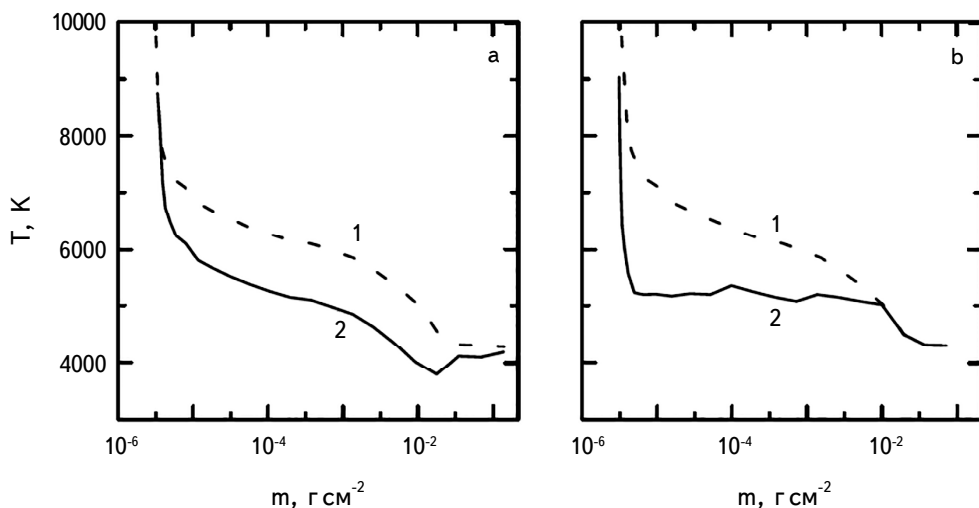


Рис.3. Изменение кинетической температуры T в полярной (а) и экваториальных (б) КД с высотой в хромосфере. Кривая 1 показывает ход T в невозмущенной хромосфере. Кривая 2 показывает полученную из моделей картину изменения T при наблюдаемых интенсивностях КД. Ось абсцисс выражена в единицах колонковой плотности m . Линия $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ образуется при $m = 1.58 \cdot 10^{-6} - 6.31 \cdot 10^{-6} \text{ г см}^{-2}$, линия Na образуется при $m = 1.58 \cdot 10^{-6} - 0.01 \text{ г см}^{-2}$. Значения колонковой плотности $m = 0.1 \text{ г см}^{-2}$ соответствуют уровню температурного минимума.

дают интенсивности линий, соответствующие наблюдаемым в КД интенсивностям в центре линий $\text{H}\alpha$ и $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$. Анализ моделей показал, что по всей протяженности хромосферы температура как в полярной, так и в экваториальных КД ниже по сравнению с невозмущенной хромосферой и увеличивается с уменьшением колонковой плотности (с увеличением высоты в хромосфере). Диапазон изменений температуры в полярной и экваториальных КД практически идентичен и составил 4000-9000 К. Различия между невозмущенной хромосферой и КД начинаются при температуре $\sim 4500\text{--}5000 \text{ К}$. Самые большие различия температуры приходятся на верхнюю хромосферу.

Колонковая плотность в хромосфере растет от уровня образования линии $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ к фотосфере (рис.4). Глубина $h=0 \text{ км}$ соответствует области образования линии $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$. Кривая 1 показывает ход колонковой плотности невозмущенной хромосферы. Кривая 2 соответствует модельным расчетам в хромосфере экваториальной КД. Линия $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ образуется при значениях колонковой плотности $m = 1.58 \cdot 10^{-6} - 6.31 \cdot 10^{-6} \text{ г см}^{-2}$, $\text{H}\alpha$ образуется при $m = 1.58 \cdot 10^{-6} - 0.01 \text{ г см}^{-2}$. Значения $m \approx 0.1 \text{ г см}^{-2}$ соответствуют уровню температурного минимума.

4. *Выводы.* При исследовании КД обычно используются данные о внеатмосферных коротковолновых излучениях, и это оставляет без внимания процессы в хромосфере, в основании КД. Наблюдения в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ позволили нам определить физические условия в КД на уровне

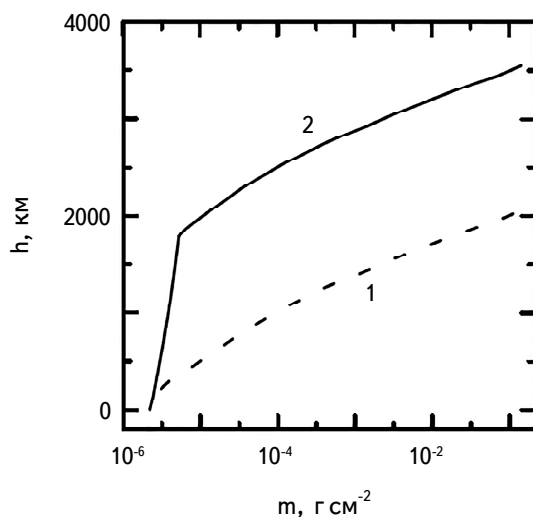


Рис.4. Изменение колонковой плотности m с глубиной h в хромосфере, выраженной в километрах. $h = 0 \text{ км}$ соответствует высоте образования линии $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$. Глубина h растет к фотосфере. Кривая 1 показывает изменения колонковой плотности в невозмущенной хромосфере. Кривая 2 показывает изменения колонковой плотности в экваториальной КД, полученной из серии модельных расчетов.

хромосферы. Полярная и экваториальные КД наблюдались в 2015-2017гг. на фазе спада 24 цикла солнечной активности. Полярная корональная дыра находилась в северном полушарии. За это время ее относительная интенсивность менялась в пределах 1.0046-1.0355 для линии HeI 10830 Å и 0.9676-0.9866 для линии H α . Интенсивность экваториальных КД менялась в пределах 1.0102-1.0377 для линии HeI 10830 Å и 0.9509-0.9819 для линии H α . Рассчитаны модели хромосферы, объясняющие наблюдаемые особенности исследуемых КД. Модели построены в результате расчетов профилей линий H α и HeI 10830 Å с помощью не-ЛТР программы. При расчетах физических условий в КД обоих типов наклон луча зрения к поверхности хромосферы учитывался при решении системы уравнений переноса. Таким образом, в конечном итоге, мы получали вычисляемую модель как функцию оптической глубины. Модели показали, что кинетическая температура в экваториальных КД аналогична кинетической температуре полярной КД и также увеличивается в зависимости от высоты в хромосфере. В обоих случаях различие атмосфер КД и спокойного Солнца отмечено уже на уровне верхней фотосферы - нижней хромосферы. Температура КД ниже на 1000-2000 К по сравнению с невозмущенной хромосферой. По данным радионаблюдений [31] и данным SOHO/CDS [32] получено, что корональная температура экваториальных КД аналогична температуре областей полярных КД, что соответствует нашим результатам для хромосферы. Однако, исследования [33] показали, что экваториальный и полярный быстрый солнечный ветер это две отдельные подкатегории быстрого ветра, и эти различия могут быть связаны с особенностями полярных и экваториальных КД, которые в действительности являются двумя отдельными типами регионов, а не одним и тем же типом региона, который наблюдается на разных широтах.

Выборка наблюдений, использованная в настоящей работе, далеко не исчерпывающая: мы выбрали лишь несколько примеров, чтобы определить основные особенности полярных и экваториальных КД на фазе спада солнечного цикла. Более полное и систематическое изучение характеристик и эволюции в течение солнечного цикла этих двух регионов будет дано в следующей работе.

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/AIA были предоставлены центром Joint Science Operation Center (JSOC). В этой работе используются данные GONG NSO под управлением AURA в соответствии с соглашением о сотрудничестве с NSF и при дополнительной финансовой поддержке NOAA, NASA и BBC США.

PHYSICAL CONDITIONS IN CORONAL HOLES

O.S.GOPASYUK, E.A.BARANOVSKII, V.P.TARASHCHUK, N.I.SHTERTSER

The investigation of physical conditions in the chromosphere of polar and equatorial coronal holes observed on the decay phase of the 24 cycle of solar activity was carried out. Based on the HeI 10830 Å and H α lines intensity observed in coronal holes models of the chromosphere with the use of the non-LTR program are constructed. Calculations have shown that the temperature in equatorial coronal holes is similar to the temperature of the polar coronal hole. The temperature in coronal holes is lower than the temperature of the undisturbed chromosphere and increases depending on the height in the chromosphere. The difference between the atmosphere of coronal holes and the quiet Sun begins at the level of upper photosphere - lower chromosphere.

Keywords: *Sun: chromosphere: coronal holes: physical conditions*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.B.Zirker, Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 257, 1977.
2. S.R.Cranmer, Space Sci. Rev., **101**, 229, 2002.
3. A.J.Hundhausen, in Coronal Holes and High Speed Wind Streams. Ed. J.Zirker, Boulder, CO: Colorado Univ. Press, 225, 1977.
4. R. von Steiger, T.H.Zurbuchen, J. Geophys. Res., **116**, A01105, 2011.
5. B.J.J.Bromage, D.Alexander, A.Breen et al., Solar Phys., **193**, 181, 2000.
6. G. de Toma, S.E.Gibson, B.A.Emery et al., in SOHO 23: Understanding a Peculiar Solar Minimum, ASP Conf. Ser., 428, Eds. S.R.Cranmer, J.T.Hoeksema, J.L.Kohl, San Francisco, CA: ASP, 217, 2010.
7. L.Zhao, L.A.Fisk, Solar Phys., **274**, 379, 2011.
8. K.L.Harvey, in Proc. 8th International Solar Wind Conference, AIP Conf. Ser., 382, Eds. D.Winterhalter et al., Melville, NY: AIP, 9, 1996.
9. K.L.Harvey, F.Recely, Solar Phys., **211**, 31, 2002.
10. L.K.Harra, A.C.Sterling, Astrophys. J., **561**, L215, 2001.
11. T.A.Howard, R.A.Harrison, Solar Phys., **219**, 315, 2004.
12. M.Waldmeier, Solar Phys., **70**, 251, 1981.
13. V.Abramenko, V.Yurchyshyn, J.Linker et al., Astrophys. J., **712**, 813, 2010.
14. S.E.Gibson, J.U.Kozyra, G. de Toma et al., J. Geophys. Res. (Space Physics), **114**, A09105, 2009.
15. R.A.Harrison, E.C.Sawyer, M.K.Carter et al., Solar Phys., **162**, 233, 1995.

16. *K.Stucki, S.K.Solanki, C.D.Pike et al.*, *Astron. Astrophys.*, **381**, 653, 2002.
17. *J.Harvey, A.S.Krieger, A.F.Timothy et al.*, *Osserv. Mem. Oss. Astrofis. Arcetri*, **104**, 50, 1975.
18. *S.R.Cranmer*, *Living Rev. Solar Phys.*, **6**, 3, 2009.
19. *V.N.Borovik, M.S.Kurbanov, M.A.Livshits et al.*, *Sov. Astron.*, **34**, 522, 1990.
20. *R.Esser, S.R.Habbal*, in *Cosmic wind and the heliosphere*, Eds. *J.R.Jokipii, C.P.Sonett, M.S.Giampapa*, Tucson: University of Arizona, 297, 1997.
21. *V.N.Obridko, A.A.Solov'ev*, *Astron. Rep.*, **55**, 1144, 2011.
22. *E.A.Baranovskii, O.S.Gopasyuk, N.I.Shtertser*, *Astrophysics*, **62**, 226, 2019.
23. *J.R.Lemen, A.M.Title, D.J.Akin et al.*, *Solar Phys.*, **275**, 17, 2012.
24. *T.Rotter, A.M.Veronig, M.Temmer et al.*, *Solar Phys.*, **281**, 793, 2012.
25. *M.A.Reiss, M.Temmer, A.M.Veronig et al.*, *Space Weather*, **14**, 495, 2016.
26. *E.A.Illarionov, A.G.Tlatov*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **481**, 5014, 2018.
27. *Н.Н.Степанян, Е.В.Долгополова, А.И.Елизаров и др.*, *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, **96**, 171, 2000.
28. *O.A.Andreeva, Z.S.Akhmetov, V.M.Malashchuk et al.*, *Geomagnetism and Aeronomy*, **58**, 916, 2018.
29. *E.H.Avrett, R.Loesser*, *SAO, Special Report*, 303, 1969.
30. *J.E.Vernazza, E.H.Avrett, R.Loesser*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 635, 1981.
31. *F.Chiuideri Drago, E.Landi, A.Fludra et al.*, *Astron. Astrophys.*, **348**, 261, 1999.
32. *G. Del Zanna, B.J.I.Bromage*, *J. Geophys. Res.*, **104**, A059753, 1999.
33. *L.Zhao, E.Landi*, *Astrophys. J.*, **781**, 110, 2014.

РЕГУЛЯРНЫЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЯРКИХ ТОЧЕК КОРОНЫ

Т.ЦИНАМДЗГВРИШВИЛИ¹, Б.ШЕРГЕЛАШВИЛИ^{1,2,3},
Б.ЧАРГЕИШВИЛИ¹, И.МГЕБРИШВИЛИ¹, Т.МДЗИНАРИШВИЛИ¹,
Д.ДЖАПАРИДЗЕ¹

Поступила 26 октября 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Долгосрочное автоматическое отслеживание ярких точек короны дало возможность изучить их собственные движения, используя данные SDO/AIA канала AIA 193 Å. Для обработки выбраны серии Fits файлов для 95 визуально долгоживущих ярких точек, которые равномерно распределены по широте. Специально разработанное программное обеспечение автоматически фиксирует гелиографические координаты центроида выбранной корональной яркой точки в серии Fits файлов. Получено, что в собственных движениях все изучаемые корональные яркие точки четко показывают колебательный характер. Периоды колебаний имеют диапазон от 5 до 60 ч со средним значением 20 ч. Выявлены некоторые тенденции широтной зависимости колебательных характеристик. Высказано возможное объяснение этих колебаний с помощью распространения спиральных волн вдоль магнитных петель, составляющих конструкцию ярких точек. С помощью линейных трендов широтных и долготных компонентов движения корональных точек получены скорости вращения и меридианной миграции корональных ярких точек. Анализ скоростей вращения подтверждает дифференциальный характер широтной зависимости. Обсуждается проблема определения направления и величины меридианной миграции.

Ключевые слова: *яркие корональные точки: собственные движения: колебания*

1. Введение. Корональные яркие точки (КЯТ) - это небольшие активные области, связанные с небольшими магнитными образованиями в солнечной короне. Они являются яркими динамическими образованиями, видимыми на спокойном Солнце и корональных отверстиях и состоят из петель, локально связанных с фотосферными биполярными магнитными полями [1,2]. КЯТ обычно живут от нескольких часов до нескольких дней и имеют размер менее 50". Около половины всех КЯТ имеют продолжительность жизни менее 20 мин, а средняя продолжительность жизни другой половины - 6 ч. Менее 5% КЯТ имеют продолжительность жизни более 20 ч [3,4].

Благодаря многочисленности и почти равномерному распределению, КЯТ являются удобным инструментом для изучения дифференциального вращения Солнца и меридиональных потоков на Солнце. Наиболее часто используемыми и самыми старыми трассерами для исследования дифференциального вращения Солнца являются солнечные пятна [5-8]. Обладая многими преимуществами,

использование солнечных пятен в качестве трассеров ограничено, поскольку их широтное распределение сильно неравномерно и не распространяется на более высокие солнечные широты. Количество солнечных пятен также сильно варьируется в течение солнечного цикла, что делает практически невозможным измерение профиля дифференциального вращения Солнца во время солнечного минимума [9].

КЯТ сравнительно одинаково распределены по широте и многочисленны в течение всех фаз солнечного цикла. Они также распространяются на все солнечные широты. КЯТ использовались в качестве трассеров солнечного вращения с начала космической эры [10]. В последние годы было проведено множество исследований, изучающих дифференциальное вращение Солнца с использованием КЯТ в качестве трассеров [11]. Изучение собственных горизонтальных движений КЯТ показывает, что около 90 % местоположений КЯТ соответствуют полосе границ супергрануляционных клеток [12]. Исследование азимутальных скоростей КЯТ показывает, что их скорости вращения имеют дифференциальный характер [9,11,13-16].

Что касается меридиональной миграции КЯТ, то результаты противоречивы. Отслеживание КЯТ на изображениях SOHO EIT показывает, что на низких ($B < 10^\circ$) и высоких ($B > 40^\circ$) широтах доминируют экваториальные потоки, тогда как на средних широтах ($B \sim 10^\circ \div 40^\circ$) - потоки к полюсам [17]. С другой стороны, исследование КЯТ с использованием изображений короны SDO/AIA показало, что меридиональная скорость почти всегда направлена к полюсам для всех широт [6,9,18,19].

В настоящей работе, используя большой набор данных SDO, изучены собственные движения КЯТ в течение всей видимой продолжительности их жизни. В разделе 2 описаны данные, используемые для исследования, и методы их анализа, а в разделе 3 представлены результаты изучения остаточных скоростей КЯТ после детрендизации. Раздел 4 посвящен резюме и выводам.

2. Наблюдения и методы обработки данных. Мы использовали данные SDO/AIA канала AIA $193 \text{ \AA}$, так как яркие точки и их морфология наиболее четко проявляются в этом канале. Были использованы данные 1.5 уровня, которые содержат удаление пиков, выравнивание по плоскости, коррекцию масштаба и удаление плохих пикселей. Данные калиброваны и анализированы с использованием стандартных процедур в пакете SolarSoft (SSW).

Выбранные данные принадлежат различным периодам 2012, 2015 и 2016 гг. Из наблюдаемых ярких точек выбраны 95 КЯТ с самыми длинными временами продолжительности жизни. Выбранные КЯТ, насколько это возможно, равномерно распределены по широте. Это дает возможность выявить, есть ли закономерность для всего диска и есть ли широтная зависимость характеристик

движения. Мы использовали 10 мин промежуток времени для создания временных серий изображений для каждого КЯТ. Меньший промежуток времени приведет к более ступенчатым изменениям остатков скоростей.

Специально разработанный код в редакторе MATLAB с интерактивным графическим интерфейсом автоматически идентифицирует выбранный КЯТ в последовательных изображениях и определяет его границы, находит центр масс и приспособливает эллипс к ее форме. Код определяет гелиографические координаты центроида КЯТ в соответствии с датой наблюдения. Впоследствии получаем серию данных с гелиографическими координатами центроида КЯТ и пиксельные размеры большого и малого полуосей подогнанного к КЯТ эллипса. Сравнение вариаций этих размеров с временными вариациями движения КЯТ убеждает, что колебания, выявленные в движениях, являются действительно следствием перемещения КЯТ, а не отражением колебаний центроида из-за осцилляции интенсивности КЯТ, вызывающей неравномерные изменения размеров КЯТ.

3. *Результаты.* Основными факторами, определяющими характер движения КЯТ, являются солнечное вращение и широтная миграция. Именно эти движения определяют линейные тренды составляющих компонент траекторий

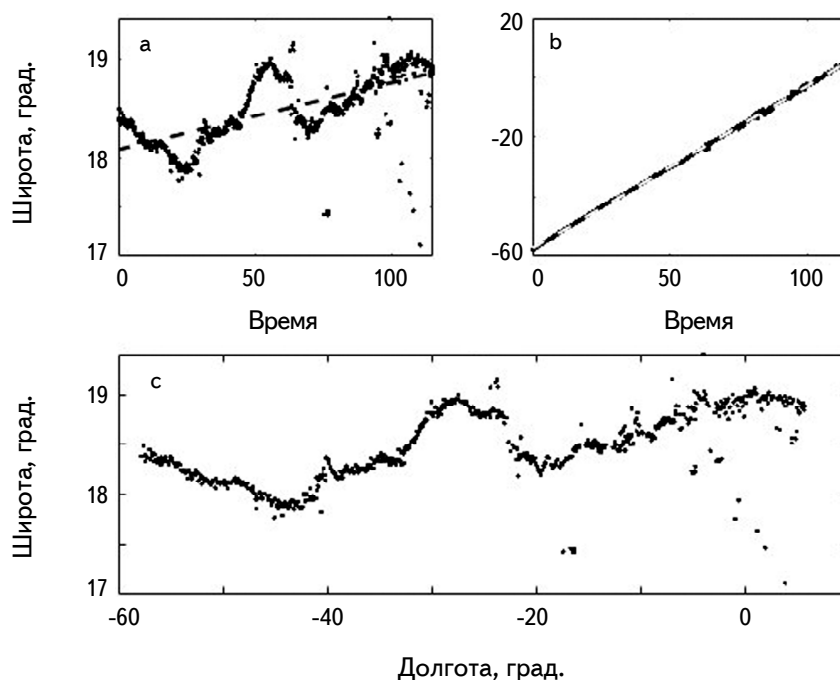


Рис.1. а) Временная вариация широты центроида КЯТ. Черная пунктирная прямая показывает линейный тренд. б) Временная вариация долготы центроида КЯТ. Белая пунктирная прямая показывает линейный тренд. в) Траектория КЯТ в гелиографических координатах.

движения КЯТ. Траектории всех изученных 95 КЯТ показывают колебательный характер движения даже без снятия линейного тренда в меридианном направлении, а некоторые из них имеют явно выраженные длинные периоды. Для наглядного примера на рис.1 приведен случай наиболее долгоживущей КЯТ (2012-02-23 UT18: 00: 07 L57.8: B18.4).

На рис.1а, b пунктирные линии показывают линейные тренды изменения соответствующих координат центроида КЯТ. Этими трендами как раз и определяются вращательная и меридианная скорости КЯТ. Как видно из рис.1b тренд с большой точностью совпадает с самой кривой и тем самым является хорошим и точным индикатором направления и величины скорости вращения КЯТ независимо от длины серий данных (подразумевается некоторая статистически разумная длина) и нахождения стартовой и конечной точек. То же самое нельзя сказать в случае определения меридианной скорости. Из рис.1а видно, что тренд кривой сильно зависит и от длины серий данных и от местоположения стартовой и конечной точек. Таким образом, из-за того, что движение КЯТ имеет выраженный колебательный характер в меридианном направлении, для определения направления и величины средней меридианной скорости применение нескольких измерений недостаточно. Нужно, чтобы серия была бы длиннее, чем возможный период изменения меридианной скорости КЯТ. В приведенном случае самой долгоживущей КЯТ (рис.1) это условие удовлетворяется, но далеко не во всех остальных случаях это так.

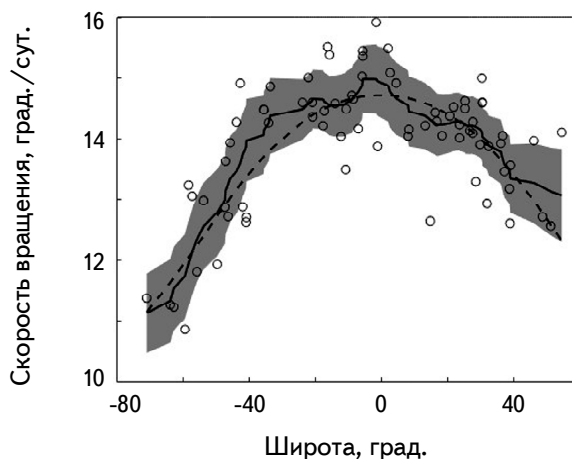


Рис.2. Широтное распределение вращательных скоростей КЯТ. Круги обозначают скорости отдельных КЯТ, жирная сплошная кривая является результатом локальной регрессии с использованием взвешенных линейных наименьших квадратов и полиномиальной модели 1-й степени (MATLAB "rlowess" method), сглаживание произведено с промежутком 0.8, серая теневая область обозначает среднеквадратичное отклонение, пунктирная линия показывает вращательные скорости фотосферных солнечных пятен [20].

В ходе исследований в дальнейшем пришлось исключить те КЯТ, которые показывали сильные признаки активности и резко меняли размеры и положения. Впоследствии для исследования остались 78 более или менее стабильных объектов.

Наши измерения дают явно выраженный дифференциальный характер вращательных скоростей КЯТ (рис.2), что хорошо согласуется с ранними результатами [9,11,13-16].

Близкое совпадение приведенной кривой для дифференциального вращения КЯТ с фотосферной кривой [20] подтверждает, что КЯТ возникают в слое, где супергрануляционные потоки управляют поведением магнитного поля, и это происходит вблизи уровня фотосферы.

Что касается определения меридианных скоростей, применение того же метода, что и для долготных скоростей, было бы некорректно. Сначала нужно изучить колебательные свойства движения в меридианном направлении всех КЯТ, определить возможные периоды и выбрать такие КЯТ, у которых тренды движения не сильно зависят от продолжительности наблюдения, т.е. с продолжительностью больше возможного периода двигательных колебаний. Для этого

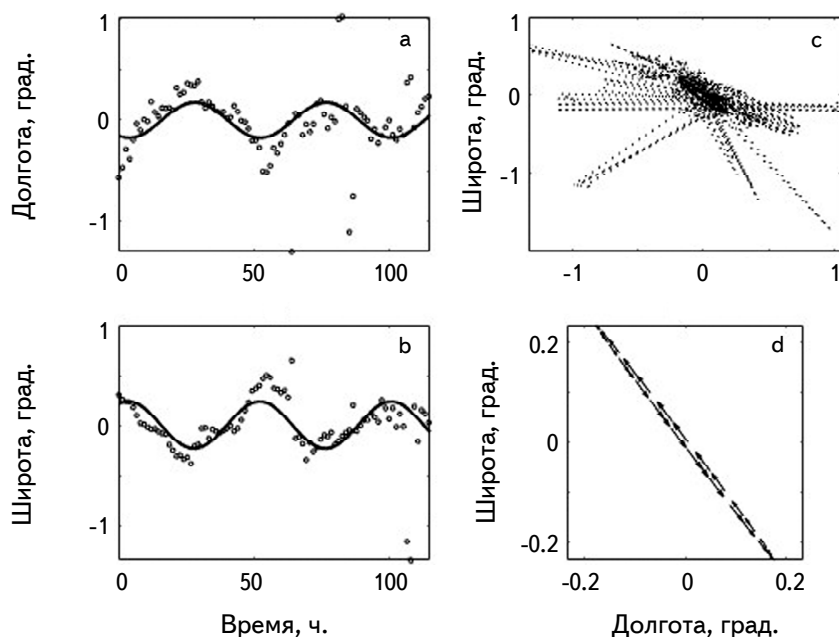


Рис.3. Гармонизация широтного и долготного скоростей на примере КЯТ (2012-02-23 UT18: 00: 07 L57.8: B18.4). а) Долготное колебание движения КЯТ. Данные восьмикратно сокращены для удобства визуализации. Круги обозначают долготные положения центраида КЯТ, а сплошная кривая является подгонкой синусной функции. б) То же самое, что в а), только для широтной компоненты. с) Реальная траектория КЯТ. д) Гармонизированная траектория КЯТ. Стрела показывает направление движения.

синусная функция была подогнана на детрендизированные данные изменения траекторий КЯТ. Результаты получаются несколько различными для широтного и долготного компонентов. Конечно же, КЯТ является сложной конструкцией переплетения двух или нескольких магнитных микропетель. А колебания, которые наблюдаются, являются наложением различных микроколебаний. Для определения некоторой картины мы производим идеализацию процесса и допускаем, что периоды колебаний обоих компонентов равны. Общим периодом выбран тот, который дает высокую адекватность модели для обоих компонентов. Результат гармонизации колебаний приведен на рис.3.

Для выявления возможной зависимости колебательных характеристик движения КЯТ от широты, кроме гармонизованного периода, мы вычислили угол наклона и так называемую циркуляцию колебательного эллипса. Знак циркуляции положительный при направлении колебаний по часовой стрелке и отрицательный - в противоположном направлении, а величина определяется соотношением малой и большой осей колебательного эллипса. Таким образом, при колебаниях на прямой циркуляция равна нулю, а при колебаниях по окружности она максимальна и равна единице. Что касается угла наклона, он равен углу между большой осью эллипса траектории и направлением юг-север, и считается положительным (от 0° до 90°) по часовой стрелке, отрицательным (от 0° до -90°) против часовой стрелки.

После получения всех возможных периодов оставшихся 78 КЯТ, можно определить возможную широтную зависимость распределения меридианных скоростей движения КЯТ. Как и ожидалось, в случае всех оставшихся 78 КЯТ, не удалось получить более-менее достоверную регулярность поведения

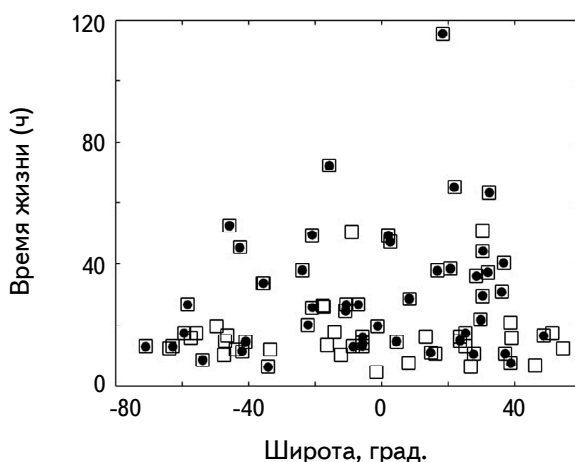


Рис.4. Временно-широтное распределение корональных ярких точек. Белыми квадратиками обозначены все 78 КЯТ. Черные кружки соответствуют тем КЯТ, которые имеют продолжительность жизни больше, чем соответствующие гармонизированные периоды.

широтного распределения меридианных скоростей (рис.5а). Только исключив из рассмотрения все КЯТ с продолжительностью жизни ниже соответствующих гармонизированных периодов (рис.4), удалось получить некоторую регулярность, что и показано на рис.5а.

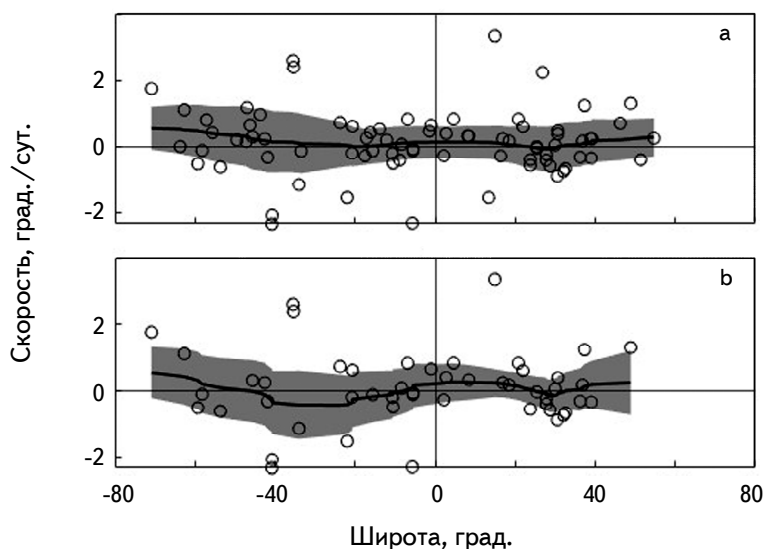


Рис.5. Широтная зависимость меридианных миграций КЯТ. а) Для всех КЯТ. Круги обозначают результаты наблюдений, сплошная жирная кривая результат сглаживания данных методом lowess и с интервалом 0.4, серая теневая область обозначает среднеквадратичное отклонение. б) То же самое как а), но для КЯТ, которые имеют продолжительность жизни больше, чем соответствующие гармонизированные периоды.

Изображение на рис.5б не позволяет с уверенностью судить о некоторых регулярностях меридианного движения КЯТ. В центре наблюдается некоторая симметричная картина, но центр симметрии примерно на 10° сдвинут к южной полусфере. В пределах $\pm 40^\circ$ широты миграция происходит от экватора к высоким широтам, а ближе к 40° в южном полушарии направление миграции меняется и КЯТ движутся от полюсов. В северном полушарии данных явно не хватает, чтобы судить о дальнейшей миграции КЯТ.

На рис.6 представлены результаты изучения широтной зависимости углов наклона и циркуляций гармонизированных колебаний КЯТ.

В общем, можно отметить, что результаты для колебательных характеристик не проявляют особую регулярность по отношению широтного распределения. Тем не менее, для углов наклона колебательных движений просматривается тенденция превалирования различных знаков наклона в различных полушариях. Доводы нужно подтвердить дальнейшими исследованиями более многочисленных объектов с длинными продолжительностями жизни.

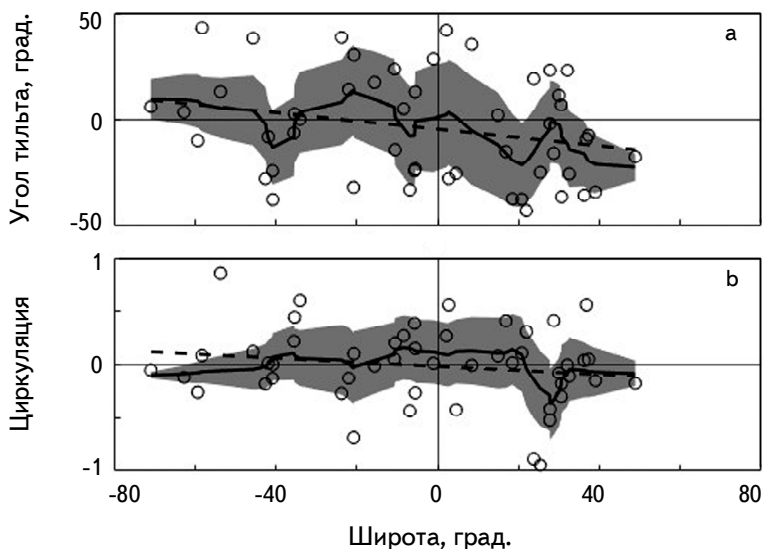


Рис.6. а) Широтное распределение угла наклона гармонизированных колебаний собственного движения КЯТ. Кружки обозначают наблюдательные данные, сплошная жирная кривая является результатом сглаживания данных методом *lowess* с промежутком 0.2, серая теневая область обозначает среднеквадратичное отклонение, пунктирная линия является линейным трендом данных. б) То же самое, что в а), только для циркуляции колебаний.

4. **Выводы.** Мы проанализировали данные наблюдений 95 корональных ярких точек, полученные SDO/AIA, которые почти равномерно распределены по широте. Код автоматического отслеживания измеряет координаты и геометрические характеристики всех выбранных КЯТ в течение всей продолжительности их жизни с интервалом в 10 мин. Тщательный анализ долготных профилей движения центроидов КЯТ заставил нас исключить из дальнейшего исследования те КЯТ, которые показывали повышение активности и резко меняли размеры и положения. Тем самым число изучаемых КЯТ уменьшилось до 78.

Изучение остатков после удаления регулярных компонентов движения показало, что собственные движения КЯТ имеют четко выраженный колебательный характер. Яркие корональные точки - это небольшие особенности, сравнимые с другими большими образованиями на Солнце, но они не являются реальными точками. Наблюдения с высоким разрешением ясно показывают, что КЯТ построены из одной или нескольких магнитных петель. Магнитные петли являются основными каналами, направляющими различные моды МГД-волн от нижних слоев к короне. Из-за сложной геометрии групп петель суперпозиция волн, направляемых петлями, дает очень сложные траектории, спроецированные на поверхность короны, как видно на рис.3с. Чтобы упростить извлечение полезной информации из

такого сложного движения, мы согласовали колебания продольной и широтной составляющих. Гармонизированные компоненты приводят к эллиптическим траекториям с различными направлениями вращения и геометрическими характеристиками. Их периоды колеблются в интервале от 5 до 60 ч со средним значением 20 ч. Сопоставление профилей собственного движения и изменения геометрических размеров КЯТ исключили происхождение этих периодов из осцилляционных процессов в яркости КЯТ. Характер траекторий указывает на то, что это должна быть проекция змеевидных или спиральных волн на корональный слой. В этом контексте, безусловно, уместно вспомнить недавнее исследование, в котором колебания мелкомасштабных магнитных элементов относятся к хромосферным спиральным волнам [21]. Возбудителем этих волн должна быть супергрануляционная сетка, которая и является держателем корней петель ярких точек и выявленные периоды как раз сравнимы с продолжительностями жизни супергрануляционных ячеек.

Изучение широтной зависимости колебательных характеристик собственных движений корональных ярких точек, вопреки ожиданиям, не дали убедительных указаний на какие-то регулярности. Это, наверное, вызвано недостатком количества изученных долгоживущих объектов. Тем не менее, в случае угла наклона колебаний (рис.6а) просматривается тенденция разных превалирующих знаков наклона в разных полушариях. Это может быть следствием влияния силы Кориолиса. Последующие исследования большего количества КЯТ дадут более убедительные результаты в этом направлении.

Изучение линейных трендов широтной составляющей движения КЯТ подтвердило дифференциальный характер их вращения, выявленный в ранних работах [9,11,13-16]. Близкое совпадение кривых данного исследования и фотосферной кривой [20] указывает на то, что корни петель, составляющих КЯТ, закреплены в хромосферную сетку вблизи от фотосферного уровня.

Явный колебательный характер меридианного движения КЯТ, который легко просматривается даже без снятия линейного тренда (рис.1а), является основным препятствием для определения как направления, так и величины меридианной миграционной скорости КЯТ. Любое применение извлечения линейного тренда для определения скорости меридианной миграции некорректно, потому что линейный тренд сильно зависит от длины данных и от состояния начальной и конечной точек. Нужно определить какой-то минимальный промежуток времени, который будет достаточен для более или менее достоверного результата. Мы посчитали этим промежуток периоды гармонизированных колебаний, что и уменьшило количество данных для определения широтных скоростей. В результате, из рис.5b можно предположить, что в центре наблюдается некоторая симметричная картина, но центр симметрии примерно на 10° сдвинут к южной полусфере. В пределах $\pm 40^\circ$ широты миграция происходит от

экватора к высоким широтам, а ближе к 40° в южном полушарии направление миграции меняется и КЯТ движутся от полюсов. В северном полушарии данных явно не хватает, чтобы судить о миграции КЯТ. Можно заключить, что оценка меридиональной скорости с помощью кратковременных наблюдений может привести к неправильной оценке ее значения и знака. Можно считать, что это является причиной того, что результаты меридиональных миграций КЯТ так противоречивы. Аналогичные результаты с различным широтным распределением меридиональной миграции были получены в более раннем исследовании [17]. Как мы уже упоминали выше, правильность результатов меридиональных миграций зависит от длительности отслеживания, и дальнейшее увеличение времени отслеживания и количества КЯТ на всех широтах должно повысить достоверность результатов исследования.

Работа была поддержана Национальным научным фондом им. Шота Руставели, грантом № PHDF-18-4028.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория, государственный университет им. Илии, Тбилиси, Грузия, e-mail: tamar.tsinamdzhvrishvili.i@iliauni.edu.ge

² Институт космических исследований, Австрийская академия наук, Австрия

³ Комбинаторная оптимизация и поддержка принятия решений, кампус KU Leuven, Кортрейк, Бельгия

REGULAR AND OSCILLATORY MOTION OF CORONAL BRIGHT POINTS

T.TSINAMDZGVRISHVILI¹, B.SHERGELASHVILI^{1,2,3}, B.CHARGEISHVILI¹,
I.MGHEBRISHVILI¹, T.MDZINARISHVILI¹, D.JAPARIDZE¹

Long-term automatic tracing of coronal bright points made it possible to study their proper motion using the SDO/AIA channel AIA 193 Å data. For processing the series of chosen fits files, we took 95 visually long-lived bright points which were homogeneously distributed along the latitude. Specially developed code automatically detects heliographic coordinates of the centroid of the chosen coronal bright points in a series of fits files. The final results of all studied coronal bright points show apparent oscillatory character in their proper motion. Oscillation periods range from 5 to 60 hours with an average of 20 hours. Some trends of latitudinal dependence of oscillation characteristics are revealed. There is supposed that these oscillations are the result of propagation of helical waves along the magnetic loops,

constructing coronal bright points. Using the linear trends of latitudinal and longitudinal components of the movement of the coronal bright points, we obtained their rotational rates and the meridional migration speeds. The results of the rotational rates are confirming the differential character of latitudinal dependence. The problem of determining the direction and magnitude of meridian migration is discussed.

Keywords: *coronal bright points: proper motion: oscillations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Golub, A.S.Krieger, G.S.Vaiana*, Solar Phys., **49**, 79, 1976.
2. *N.R.Jr.Sheeley, L.Golub*, Solar Phys., **63**, 119, 1979.
3. *J.Zhang, M.R.Kundu, S.M.White*, Solar Phys., **198**, 347, 2001.
4. *N.Alipour, H.Safari*, Astrophys. J., **807**, 175, 2015.
5. *H.W.Newton, M.L.Nunn*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **111**, 413, 1951.
6. *R.F.Howard, P.A.Gilman*, Kodaikanal Obs. Bull., **4**, 1, 1984.
7. *H.Balthasar, M.Vazquez, H.Woehl*, Astron. Astrophys., **155**, 87, 1986.
8. *R.Brajša, H.Wöhl, B.Vršnak et al.*, Astron. Astrophys., **392**, 329, 2002.
9. *D.Sudar, I.Skokić, R.Brajša et al.*, Astron. Astrophys., **575**, A63, 2015.
10. *A.K.Dupree, W.Jr.Henze*, Solar Phys., **27**, 271, 1972.
11. *R.Kariyappa*, Astron. Astrophys., **488**, 297, 2008.
12. *M.Yousefzadeh, H.Safari, R.Attie et al.*, Solar Phys., **291**, 29, 2016.
13. *R.Brajša, H.Wöhl, B.Vršnak et al.*, Astron. Astrophys., **374**, 309, 2001.
14. *N.Karachik, A.A.Pevtsov, I.Sattarov*, Astrophys. J., **642**, 562, 2006.
15. *E.Shahamatnia, I.Dorotović, J.M.Fonseca et al.*, JSWSC, **6**, A16, 2016.
16. *J.McAteer, L.E.Boucheron, M.Osorno*, AAS SPD meeting, **47**, 2, 2016.
17. *B.Vršnak, R.Brajša, H.Wöhl et al.*, Astron. Astrophys., **404**, 1117, 2003.
18. *E.W.Maunder*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **64**, 747, 1904.
19. *G.Lustig, H.Woehl*, Solar Phys., **152**, 221, 1994.
20. *H.B.Snodgrass, R.K.Ulrich*, Astrophys. J., **351**, 309, 1990.
21. *M.Stangalini, F.Giannattasio, R.Erdélyi et al.*, Astrophys. J., **840**, 19, 2017.

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД. II. НЕПРЕРЫВНОЕ И ЛИНЕЙЧАТОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Е.С.МОРЧЕНКО

Поступила 16 декабря 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Аргументируется, что не только голубой (в максимуме блеска), но и красный (в фазе медленного угасания) компоненты оптического континуума мощных вспышек dMe звезд формируются вблизи фотосферы. Отмечена возможность появления линий HeI в зонах релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия в результате роста электронной температуры за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами (при достаточно высоких скоростях нестационарной хромосферной ударной волны, распространяющейся по направлению к фотосфере Солнца и звезд). Предлагается схема расположения «слоев» плазмы, ответственной за генерацию излучения в континууме белого света во время импульсной фазы мощных звездных вспышек.

Ключевые слова: *красные карликовые звезды; вспышки; модели вспышек; оптическое излучение*

1. *Введение.* Данная статья завершает обсуждение, начатое автором в работе [1].

2. *Излучение околофотосферных слоев.* Белова и Бычков [2] полагают, что "чернотельное излучение, временами возникающее во время вспышек" ... "дает фотосфера, прогреваемая потоком надтепловых частиц"; при этом в ней "может образоваться горячее пятно с температурой $10^4 \div 2 \cdot 10^4$ K" [2].

В этих утверждениях авторы [2] не учитывают следующее. По определению, видимость вспышки указывает на существование невозмущенных слоев атмосферы звезды. В методе [3] оценки площади s источника квазипланковского голубого континуума мощных вспышек dMe звезд (максимум блеска) в приближении абсолютно черного тела (применяемом, например, в [4]) эти слои отождествляются с фотосферой красного карлика в спокойном состоянии, а ее поле излучения принимается планковским¹. Кроме того, результаты

¹ Отметим, что величины s , оцененные в [4], занижены в 2 раза. Этот факт обусловлен неточностью в уравнении (3): светимость компактного образования, излучающего по закону Планка, равна [3] $2\pi s B_\nu(T_{bb})$, где T_{bb} - температура АЧТ, соответствующего спектру вспышки в диапазоне длин волн λ от 4000 до 4800 Å.

недавних наблюдений [5] вспышечной активности Proxima Cen (dM5.5e) свидетельствуют о том, что молекулярные спектры поглощения атмосферы красного карлика (обращающий слой) "практически не зависят от вспышечных событий". В свою очередь, Honda et al. [6] не обнаружили изменений молекулярных полос во время вспышки EV Lac (dM4.5e).

О квазипланковском характере голубого континуума мощных вспышек dMe звезд в максимуме блеска свидетельствует существование непрерывного оптического излучения в длинноволновой (красной) стороне от линии Н β , не соответствующего функции Планка с $T_{bb} \sim 10^4$ К (см. рис.8а в статье Kowalski et al. [7]).

Это излучение возникает в более глубоких, менее нагретых околофотосферных слоях. Причем, важную роль в генерации квазипланковского (небольшой бальмеровский скачок) "красного" компонента, доминирующего в оптическом континууме вспышек во время фазы медленного угасания (рис.31 в [7]; длины волн, исключаяющие "conundrum = conundrum + continuum"), играет [8,3] отрицательный ион водорода (при T_{bb} приблизительно <8000 К донорами свободных электронов являются металлы - см. [9], §6.5). В рамках такой интерпретации "связь" [7] голубого и красного компонентов непрерывного излучения вспышек, а также "относительно более важный" [7] вклад красного компонента "в энергетический бюджет во время позднего этапа фазы медленного угасания" [7] выглядят вполне естественными.

Итак, не только голубой, но и красный компоненты оптического континуума мощных вспышек dMe звезд формируются вблизи фотосферы [3], а приведенные утверждения авторов [2] (и, в целом, наметившаяся тенденция "привлекать" для интерпретации наблюдений вспышек "слои" фотосфер dMe звезд) противоречат данным наблюдений.

Быстрое изменение непрерывного оптического излучения околофотосферных слоев во время импульсной фазы вспышек обуславливает трудность изучения газодинамических процессов, развивающихся в выше расположенных слоях хромосферы, так как поле излучения околофотосферного газа влияет [10,11] на состояние ионизации таких слоев. Так, при $T_{bb} = 1.1$ эВ ($\approx 1.3 \cdot 10^4$ К), концентрации электронов $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, электронной температуре $T_e = 1$ эВ скорость фотоионизации дилутированным (фактор дилуции $W=0.5$) планковским полем излучения со второго уровня атома водорода $\approx$ в 4.6 раза больше ([11], табл.3.2) соответствующей скорости ионизации электронным ударом (результаты получены для максимума блеска мощной вспышки; использованное приближение абсолютно черного тела корректно ввиду того, что квазипланковский голубой континуум в пике вспышки вносит существенный вклад в излучение в том числе и в полосе U - см. подраздел 3.3 в работе Kowalski et al. [12]). В то же время рост величины T_e за фронтом стационарной

ударной волны с высвечиванием за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами при $T_{ai} \gg T_e$ (как в расчетах [2]) предполагает умеренную степень ионизации невозмущенного хромосферного газа (перед фронтом); здесь T_{ai} - атомно-ионная температура плазмы².

3. *Линии нейтрального гелия.* При высоких скоростях v_{sh} нестационарной хромосферной ударной волны, распространяющейся в частично ионизованной плазме по направлению к фотосфере, упомянутое увеличение электронной температуры допускает возможность создания условий для ионизации атомов гелия (HeI) и возбуждения их дискретных уровней электронным ударом (высвечивание существенно нестационарно [2], поэтому степень ионизации и состояние возбуждения атомов определяются не только текущим значением T_e) - эффект известный [13] в теории стационарных ударных волн с высвечиванием. В этом случае последующее девозбуждение разрешенными спонтанными переходами способно обеспечить [1] появление и усиление линий HeI в спектрах мощных солнечных и звездных вспышек (например, линии с $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ [14]). Напомним, однако (см. статью [15]), что увеличение v_{sh} достигается за счет роста потока энергии F_0 в пучке ускоренных электронов.

Подчеркнем, что ввиду быстрого высвечивания плотного газа позади фронта ударной волны (например, [1]) описываемая выше ситуация: а) соответствует зонам релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия для определенного диапазона скоростей v_{sh} (эффект может быть продемонстрирован в модели "набора" стационарных ударных волн с высвечиванием [2]); б) обнаруживается для импульсов нагрева, частично перекрывающихся во времени и действующих на различные участки верхней хромосферы Солнца и dMe звезд.

4. *Линии H α с "голубой" асимметрией крыльев.* Как известно, в спектрах некоторых вспышек dMe звезд наблюдаются долгоживущие асимметричные профили линий H α с увеличенной интенсивностью излучения не в красном, а в голубом крыле (см., например, работы [16,6]). Honda et al. [6] отмечена возможная связь между формированием такого излучения и присутствием во вспышечной атмосфере красного карлика холодного, $T \sim 10^4$ К [6], газа. В то же время наличие широких крыльев у H α (рис.7 в [16]) свидетельствует (Eason et al. [16], рис.9; аппроксимация части красного крыла

² Обратим внимание на то, что: а) авторами [2] в отличие от [10] неправильно вычислена вероятность выхода θ_{12} резонансного фотона за пределы плазмы без рассеяний (подстановка доплеровской оптической глубины в выражение, полученное для хольцмарковского контура); б) в [10] в случае вылета фотона из центра плоского слоя $\theta_{12}^c \approx 0.6\bar{\theta}_{12} < \bar{\theta}_{12}$, где $\bar{\theta}_{12}$ - величина θ_{12} , усредненная по слою (формула (55) в [10]).

линии штарковским профилем) о достаточно высокой плотности газа, ответственного за их формирование. Обратим внимание на то, что величина $\log n_e$ определена в [16] без учета заметной оптической глубины $H\alpha$ в ядре (характерный "провал" в центре), указывающей на возможную непрозрачность этой линии и в крыльях. Морченко и др. [10], используя величины $\Delta\lambda_D$ (доплеровская полуширина) и $\log n_e$, найденные авторами [16], показали (подраздел 5.3 в [10]), что контур $H\alpha$ в наблюдениях [16] приближенно описывается моделью "доплеровское ядро" и "штарковские крылья".

Honda et al. [6] также приводят возможные объяснения природы "голубой" асимметрии крыльев $H\alpha$ известные из физики солнечных вспышек. Эти объяснения, однако, признаются авторами [6] недостаточными.

Отмеченные характеристики плазмы, создающей излучение в $H\alpha$, его долгоживущий характер и, главное, - отсутствие в спектрах таких вспышек профилей линий с "красной" асимметрией крыльев, позволяют связать это излучение с областью, находящейся между фронтами тепловой и ударной волн.

С учетом сказанного, интерес представляет интерпретация природы голубой асимметрии крыльев $H\alpha$, основанная на существовании поля скоростей газа в х.к. (хромосферная конденсация) и зонах тепловой релаксации [17]. Согласно этой точке зрения, "тип асимметрии определяется знаком градиента скорости в той области, где формируется интенсивность центральной части линии" (красная асимметрия соответствует расширению этой области, а голубая - сжатию [17]); при этом результирующий профиль линии являет собой [17] некоторую суперпозицию профилей, учитывающих неоднородность физических параметров пучка ускоренных электронов (см. рис.3 в [17]). В пользу этой интерпретации говорит отсутствие заметного доплеровского смещения в центре линии $H\alpha$ в результатах наблюдений [16,6].

5. *Излучение в континууме "белого" света.* Таким образом, автором предлагается следующая схема расположения "слоев" плазмы, ответственной за непрерывное (в белом свете) и линейчатое излучение во время импульсной фазы мощных вспышек dMe звезд:

а) прозрачный в бальмеровском континууме газ формируется, главным образом, в динамической неоднородной х.к. (оптическая глубина на длине волны равной $4170 \text{ \AA}$ $\tau_{4170} \ll 1$, как в [18,19]), а также - в зонах тепловой релаксации³ и в области перед фронтом нестационарной хромосферной ударной волны (прекурсор и нагрев высокоэнергичными, $E \gg E_{10}$ (E_{10} - отсечка со стороны низких энергий), электронами из пучка с падающим степенным спектром). Эта точка зрения качественно согласуется (для х.к. и зон тепловой релаксации - заметный бальмеровский скачок) с результатами анализа спектров вспышки

³ Существенно меньшей геометрической толщины по сравнению с х.к. ближе к концу нагрева.

YZ CMi (dM4.5e) в NUV-диапазоне длин волн (от $3350 \text{ \AA}$ до $\lambda < 3646 \text{ \AA}$), проведенного Kowalski et al. [12] (отклик хромосферы красного карлика на нагрев пучком нетепловых электронов с потоком энергии $F_0 = 10^{11} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$);

б) квазипланковский голубой (в максимуме блеска мощных вспышек, $T_{bb} \sim 10^4 \text{ K}$), λ от 4000 до $4800 \text{ \AA}$ и красный (в фазе медленного угасания) компоненты оптического континуума возникают вблизи фотосферы (Гринин и Соболев [3]);

в) эмиссионные линии H I , в основном, локализованы в х.к. и зонах тепловой релаксации. При этом населенности атомных уровней и степень ионизации плазмы: а) близки к равновесным значениям в х.к. достаточной геометрической толщины⁴ (Kowalski и Allred [20], Морченко и др. [10,1]) и в области формирования голубого континуума (в максимуме блеска мощных вспышек) [3,19]; б) резко отличаются от равновесных [20] в зонах тепловой релаксации за фронтом нестационарной хромосферной ударной волны (по общему правилу величины отклонений для населенностей атомных уровней v_k уменьшаются с ростом главного квантового числа k). Газ, высвечивающийся за фронтом нестационарной хромосферной ударной волны, устойчив относительно радиационного охлаждения (этот вывод следует из результатов расчетов [2]). Плотная плазма х.к., находящаяся вблизи состояния полной термализации, обеспечивает (см. обзор [21]) пологие и инверсные бальмеровские декременты, характерные (например, [22]) для максимумов блеска вспышек красных карликовых звезд.

Подтверждениями истинности такой схемы служат следующие наблюдательные факты:

а) временная "эволюция" бальмеровского континуума близко следует за соответствующими временными изменениями бальмеровских линий атома водорода (Kowalski et al. [12], нижняя часть рис.1d), что указывает на некую связь между их формированием;

б) "бальмеровский континуум демонстрирует медленное затухание..., что типично для излучения в линиях серии Бальмера" атома водорода в спектрах вспышек [22,12];

в) во время угасания вспышки область излучения в бальмеровском континууме "всегда значительно (в ~ 3 -16 раз) больше" [12] области, занимаемой компонентом с $T_{bb} \sim 10^4 \text{ K}$. Этот результат может быть интерпретирован как, с одной стороны, увеличение геометрической толщины области между температурным скачком и фронтом нестационарной ударной волны с высвечиванием (во время импульсного нагрева зона тепловой релаксации "перемещается" в диапазон все больших значений лагранжевой координаты

⁴ Фронт нестационарной ударной волны значительно "обогнал" температурный скачок.

ξ (см. рис.3 в [18]), в то время как температурный скачок относительно фронта ударной волны практически неподвижен), а, с другой - переход части плазмы в околофотосферных слоях в состояние, при котором спектр излучения прозрачен за бальмеровским скачком;

г) временная эволюция излучения в полосе U отличается ([12], рис.1d) от поведения бальмеровского континуума, причем наибольшие отклонения соответствуют [12] пикам на кривой блеска (например, при $t \sim 130$ мин), когда в спектре вспышки доминирует [4,12] квазипланковский голубой компонент оптического континуума. Следовательно, эти компоненты излучения в белом свете формируются в разных областях хромосферы;

д) во время фазы медленного угасания вспышек в области за бальмеровским скачком большой диапазон длин волн "занимает" красный компонент оптического континуума (рис.31 в [7]). Этот результат объясняется тем, что при переходе водородной плазмы в состояние, близкое к ЛТР (квазипланковский спектр), сначала термализуется красная часть спектра (Морченко и др. [10], рис.2), а затем - синяя.

Кроме того, увеличение потока энергии F_0 при фиксированных E_{10} и показателе(-ях) спектра нетепловых электронов приводит к уменьшению времени "эволюции" х.к. и зон тепловой релаксации. С физической точки зрения данный результат обусловлен тем, что: а) большим значениям F_0 соответствуют большие величины скорости v_{sh} , в результате чего фронт ударной волны "продвигается" в глубь хромосферы dMe звезды быстрее; б) большие величины v_{sh} обуславливают более сильное сжатие газа позади фронта нестационарной ударной волны (для идеального одноатомного газа с постоянной теплоемкостью предельное сжатие равно 4), а потому более быстрое (например, [1]) высвечивание. Поэтому использование экстремально высоких, $F_0 = 10^{13}$ эрг/см²с (Kowalski et al. [23]), потоков энергии в газодинамических расчетах типа [18] обуславливает сокращение "времени жизни" бальмеровских линий, что плохо согласуется с необходимостью интерпретации их долгоживущей эмиссии [22,12] в спектрах вспышек.

Обратим внимание на то, что в предлагаемой схеме газ, генерирующий квазипланковское излучение (в максимуме блеска мощных вспышек), располагается гораздо глубже, чем плазма, ответственная за линейчатый и прозрачный в бальмеровском континууме спектры (положительный градиент плотности в возмущенной хромосфере красного карлика). Кроме того, такая схема исходит из умеренно высоких, от $\sim 10^{11}$ эрг/см²с до $\sim 10^{12}$ эрг/см²с, величин F_0 (проблема обратного тока) и не противоречит (Цап и др. [24]) стандартной модели солнечных вспышек, поскольку не использует гипотезу существования (см. ссылки в статье [24]) плотных ($n_e > 10^{12}$ см⁻³) вспышечных

корональных петель⁵.

6. *Заключение.* По мнению автора, теоретическая проверка соответствия такой схемы результатам наблюдений вспышек предполагает: а) изучение механизмов ускорения частиц до высоких энергий в модели [3] и б) исследование влияния поля излучения выше расположенной хромосферной плазмы (газ с $T \sim 10^7$ К [18] - тепловая волна; зоны тепловой релаксации; газ перед фронтом нестационарной ударной волны) на глубокие (околофотосферные) слои вспыхивающих (dMe) звезд.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва,
Россия, e-mail: morchenko@physics.msu.ru

ON THE ORIGIN OF OPTICAL RADIATION DURING THE IMPULSIVE PHASE OF FLARES ON dMe STARS. II. CONTINUUM AND LINE RADIATION

E.S.MORCHENKO

It is argued that not only the blue (at the brightness maximum), but also the red (at the flare decay) components of the optical continuum of powerful flares on dMe stars are formed near the photosphere. A possibility is noted for the HeI lines formation in the zones of the plasma relaxation to the state of thermal equilibrium owing to an increase in the electron temperature due to elastic collisions of electrons with atoms and ions (for the sufficiently high speeds of a non-stationary chromospheric shock propagating towards the photosphere of the Sun and the stars). A layout is proposed for the "layers" of plasma, which is responsible for the generation of the white light continuum radiation during the impulsive phase of powerful stellar flares.

Keywords: *red dwarf stars: flares: the flare models: optical radiation*

⁵ В расчетах [18] роль мягкого рентгеновского излучения в нагреве плотных слоев хромосферы ($\xi \sim 10^{21}$ см⁻² [18]) учтена в функции нагрева $P_e(\xi)$ путем выбора коэффициента $\beta = 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.С.Морченко*, *Астрофизика*, **63**, 111, 2020, (*Astrophysics*, **63**, 91, 2020).
2. *О.М.Белова, К.В.Бычков*, *Астрофизика*, **62**, 267, 2019, **61**, 255, 2018 (*Astrophysics*, **62**, 234, 2019, **61**, 224, 2018).
3. *В.П.Гринин, В.В.Соболев*, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 348, 1977).
4. *В.Е.Zhilyaev, Ya.O.Romanyuk, O.A.Svyatogorov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **465**, 235, 2007.
5. *Ya.V.Pavlenko, A.Suárez Mascareño, M.R.Zapatero Osorio et al.*, *Astron. Astrophys.*, **626**, A111, 2019.
6. *S.Honda, Y.Notsu, K.Namekata et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **70**, 62, 2018.
7. *A.F.Kowalski, S.L.Hawley, J.P.Wisniewski et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **207**, 15, 2013.
8. *В.П.Гринин*, частное сообщение, 2015.
9. *В.В.Соболев*, *Курс теоретической астрофизики*, М., Наука, 1967.
10. *Е.Morchenko, K.Bychkov, M.Livshits*, *Astrophys. Space Sci.*, **357**, 119, 2015.
11. *Е.С.Морченко*, дисс. канд. физ.-мат. наук, МГУ им. М.В.Ломоносова, 2017.
12. *A.F.Kowalski, S.L.Hawley, J.A.Holtzman et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **714**, L98, 2010.
13. *А.А.Коровяковская*, *Астрофизика*, **8**, 247, 1972, (*Astrophysics*, **8**, 148, 1972).
14. *S.J.Schmidt, A.F.Kowalski, S.L.Hawley et al.*, *Astrophys. J.*, **745**, 14, 2012.
15. *M.K.Druett, V.V.Zharkova*, *Astron. Astrophys.*, **610**, A68, 2018.
16. *E.L.E.Eason, M.S.Giampapa, R.R.Radick et al.*, *Astron. J.*, **104**, 1161, 1992.
17. *Н.Д.Костюк*, *Астрон. ж.*, **53**, 361, 1976, (*Soviet Astron.*, **20**, 206, 1976).
18. *М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц*, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981, (*Astrophysics*, **17**, 156, 1981).
19. *Е.С.Морченко*, *Астрофизика*, **59**, 535, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 475, 2016).
20. *A.F.Kowalski, J.C.Allred*, *Astrophys. J.*, **852**, 61, 2018.
21. *В.П.Гринин*, *Астрофизика*, **20**, 365, 1984, (*Astrophysics*, **20**, 190, 1984).
22. *Р.Е.Гершберг*, *Астрофизика*, **13**, 553, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 310, 1977).
23. *A.F.Kowalski, S.L.Hawley, M.Carlsson et al.*, *Solar Phys.*, **290**, 3487, 2015.
24. *Ю.Т.Цап, А.В.Степанов, Ю.Г.Копылова и др.*, в сб.: "Солнечная и солнечно-земная физика, 2019", ред. А.В.Степанов и Ю.А.Наговицын, ГАО РАН, СПб., с.431, 2019 (<http://www.gaoran.ru/russian/solphys/2019/book/gao2019.pdf>).