ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ISSN 1728-273x

— АСТРОНОМІЯ ——

_____ 1(52)/2015 Засновано 1958 року

Викладено результати оригінальних досліджень вчених Київського університету з питань фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, метеорної і кометної астрономії та озону над Антарктидою.

Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів, які спеціалізуються в галузі астрономії.

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофізики, физики Солнца, астрометрии, небесной механики. Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов, специализирующихся в области астрономии.

The Herald includes results of original investigations of scientists of Kyiv University on solar physics, extra-galactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

It is intended for scientists, post-graduate students and student-astronomers.

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В. М. Івченко, д-р фізмат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В. М. Єфіменко, канд. фізмат. наук (заст. відп. ред.); О. В. Федорова, канд. фізмат. наук (відп. секр.); Б. І. Гнатик, д-р фізмат. наук; В. І. Жданов, д-р фізмат. наук; В. В. Клещонок, канд. фізмат. наук; Р. І. Костик, д-р фізмат. наук; В. Г. Лозицький, д-р фізмат. наук; Г. П. Міліневський, д-р фізмат. наук; С. Л. Парновський, д-р фізмат. наук; І. Д. Караченцев, д-р фізмат. наук; О. А. Соловйов, д-р фізмат. наук; К. І. Чурюмов, д-р фізмат. наук.
Адреса редколегії	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія 🖀 (38044) 486 26 91, 486 09 06; visnyk@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 01.04.2015 (протокол № 3)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/5 від 01.07.2010
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 Р від 25.07.2013
Засновник	Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
та видавець	Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, б-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 🖀 (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2015

3MICT	
Карбовський В., Лазоренко П., Буромський М., Клещонок В., Свачій Л. Астрометричний огляд екваторіальної зони неба на комплексі МАК	5
Лозицький В., Маслюх В., Ботигіна О.	
Оцінки локальних магнітних полів у протуберанцях, що мають велику оптичну товщу	
в емісійних елементах	7
Лозицький В., Осика О., Лях В.	
Діагностика локальних магнітних полів у сонячному факелі по лінії Fel 5233	11
Парновський С., Ізотова І.	
Мультихвильові функції світності галактик з активним зореутворенням	15
Пішкало М.	
Сонячна корона під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. і полярні магнітні поля Сонця	23
Слюсар В., Жданов В.	
Статистика гравпаційного мікролінзування віддаленого джерела системою протяжних	27
Та точкових мас за наявності зовнішнього зсуву	21
парновський с. Оцінка комбідації космологіцних параметрів за великомасцитабними рухами ВЕСС галактик.	30
Федорова О	50
Федорова О. Рентгенівські впастивості відлапених радіогучних квазарів за даними XMM-Newton TA Swift/XRT	33
Залорожна Л., Гнатик Б.	00
Космопогічний швилкий раліоспапах "SPARK" як нетеплове випромінювання від ударної хвилі	
навколо надпровідної струни	36
Василенко А., Федорова О., Жданов В.	
Кореляції рентгенівських спектральних параметрів для активних ядер галактик	
за даними каталогу Swift/BAT AGNs	39
Лозицька Н., Єфіменко В.	
Індекси груп сонячних плям для довгострокового прогнозування геомагнітної активності	43
Єфіменко В., Камінський С.	
Телескоп для спостережень фотосфери Сонця	47
Криводубський В.	
Повторні максимуми сонячних циклів плям	51
Єфименко В.	
Астрономічна обсерваторія Київського національного університете імені Тараса Шевченка у 2014 р.	57

СОДЕРЖАНИЕ	
Карбовский В., Лазоренко П., Буромский М., Клещонок В., Свачий Л.	_
Астрометрический обзор экваториальной зоны неба на комплексе МАК	5
Лозицкий В., Маслюх В., Ботыгина О.	
Оценки локальных магнитных полей в протуберанцах, имеющих большую оптическую толщу	
в эмиссионных элементах	7
Лозицкий В., Осыка О., Лях В.	
Диагностика локальных магнитных полей в солнечном факеле по линии Fel 5233	11
парновский С., изотова И.	45
мультиволновые функции светимости галактик с активным звездоооразованием Пишкапо Н	15
Солнечная корона во время полного солнечного затмения 1 августа 2008 г.	
и полярные магнитные поля Солнца	23
Слюсар В., Жданов В.	
Статистика гравитационного линзирования удаленного источника на системе протяженных	
и точечных масс в присутствии внешнего сдвига	27
Парновский С.	
Оценка комбинации космологических параметров по крупномасштабным движениям RFGC-галактик	30
Федорова Е.	
Рентгеновские своиства удаленных радиогромких квазаров по данным XMM-Newton и Swift/XRI	33
Задорожна Л., I натик Б. Косморолицовичи быртрый родиороддоск "СРАРИ" кок цотоддород издицение	
посмологический оыстрый радиовсплеск. Эгипк, как нетепловое излучение	36
Василенко А Фелорова Е Жланов В	50
Корреляции рентгеновських спектральных параметров для активных ядер гапактик	
по данным каталога Swift/BAT AGNs	39
Лозицкая Н., Ефименко В.	
Індексы групп солнечных пятен для долгосрочного прогнозирования геомагнитной активности	43
Ефименко В., Каминский С.	
Телескоп для наблюдений фотосферы Солнца	47
Криводубский В.	
Повторные максимумы солнечних циклов пятен	51
Ефименко В.	
Астрономическая оосерватория Киевского национального университета	
имени тараса шевченко в 2014 г.	57

Karbovsky V., Lazorenko P., Buromsky M., Kleschonok B., Svachiy L.	
Astrometric sky survey of the equatorial zone with the meridian circle MAC	5
Lozitsky V., Masliukh V., Botygina O.	
Estimations of local magnrtic fields in prominences which have great optical thickness in emissive elements	7
Lozitsky V., Osyka O., Liakh V.	
Local magnetic fields diagnostics in solar faculae using Fel 5233 line	11
Parnovsky S., Izotova I.	
Multi-wave luminosity functions of starburst galaxies	15
Pishkalo N.	
Solar corona during the total solar eclipse of August 1, 2008 and polar magnetic fields of the Sun	23
Sliusar V., Zhdanov V.	
Statistics of gravitational lensing of a remote source on a system of extended and point masses	
in presence of an external shear	27
Parnovsky S.	
Estimation of the combination of some cosmological parameters from large-scale motion of RFGC-galaxies	30
Fedorova E. X rev preparties of distant radio laud suspers from the XMM Newton and Swift/VDT date	22
A-ray properties of distant radio-loud quasars from the Awini-Newton and SwitzART data	33
Zauorozinia L., miaiyk D.	
the superconducting string	36
Vasylonko A Fodorova E Zhdanov V	50
Vasyleino A., Leuolova L., Zindanov V.	
contraction of the what spectral parameters for a sample of active galactic fuciel using the data	30
Lozytska N. Efimenko V	00
Support around indices for long-term prediction of geomegnetic activity	43
Filmenko V Kamisky S	-0
The telescope for observation of the photosphere of the Sun	47
Kryvodubsky V.	
Receated maxima of sunspot cycles	51
Efimenko V.	5.
Astronomical observatory of Kiev National Taras Shevchenko University in 2014	57

УДК 521.9

В. Карбовський, наук. співроб., П. Лазоренко, канд. фіз.-мат. наук ГАО НАН України, Київ, М. Буромський, пров. інж., В. Клещонок, канд. фіз.-мат. наук КНУ імені Тараса Шевченка, Київ, Л. Свачій, канд. фіз.-мат. наук ГАО НАН України, Київ

АСТРОМЕТРИЧНИЙ ОГЛЯД ЕКВАТОРІАЛЬНОЇ ЗОНИ НЕБА НА КОМПЛЕКСІ МАК

Наведено опис попередніх результатів астрометричного огляду неба на комплексі МАК за період 2001–2005 р., проведений спільно Головною астрономічною обсерваторією НАН України та Астрономічною обсерваторією Київського національного університету імені Тараса Шевченка. За 98 ночей спостережень отримано близько 2,1 млн положень для 0,65 млн зір до 17m у фільтрі V для екваторіальної зони &=0°+ +2°. Ще близько 360 тис. об'єктів, які спостерігалися лише один раз, ототожнено за допомогою каталогу СМС14. За оцінками внутрішня точність положень зір становить 50–80 мс дуги для зір V<14m та 80–200 мс дуги для зір 14m<V<16m. Ключові слова: ПЗЗ спостереження, астрометричний каталог зір, фотометрія зір.

Вступ. Оснащення наземних астрометричних телескопів сучасними ПЗЗ-детекторами в великій мірі обумовлено новими підходами, що постали перед астрометрією в постгіпаркосовий період, особливо після введення нової опорної системи відліку ICRF. В цей період спостереження організовуються таким чином, щоб використовувати в якості опорних об'єктів зорі, точні координати яких були визначені за космічними вимірами. Задачі, які в першу чергу вирішуються наземними астрометричними дослідженнями – це зв'язок ICRF з існуючими зараз опорними системами і розповсюдження ICRF на більшу кількість зір та на інші діапазони довжин хвиль. Також паралельно вирішується також питання масових фотометричних вимірів для зір, для яких визначаються положення. Для спостережень зір екваторіальної зони неба здебільшого використовувався режим роботи ПЗЗ-камери синхронного переносу (drift scan mode). Цей режим неперервного сканування забезпечує найбільшу кількість отриманих спостережень зірок за одиницю часу і тому є найбільши ефективним для використання на комплексі МАК (меридіанний аксіальний круг) [1–3].

У 2001 р. була розпочата довготермінова програма спостережень зірок на астрометричному комплексі МАК в екваторіальній зоні неба з 4-кратним перекриттям, з метою створення опорного астрометричного каталогу. Програма має на меті поширення опорної системи Hipparcos-Tycho на зорі до *V* = 17^{*m*}, отримання їх фотометричних характеристик та визначення власних рухів. Створення вказаного каталогу є важливою проблемою, актуальність якої зберігається і надалі до отримання нових каталогів за допомогою таких космічних місій, як, наприклад, GAIA.

У кінці 2005 р. спостереження на МАК по даній програмі були зупинені, так як вийшла з ладу ПЗЗ-камера. За період роботи комплексу було проведено 98 ночей спостережень, отримано біля 14000 знімків неба розміром 24'х28' в екваторіальній зоні (δ=0°+2°) та створений архів спостережень, що має об'єм близько 20,5 Гб що містить більше 5 млн зображень об'єктів.

Обробки ПЗЗ зображень зоряних полів на МАК. Зараз здійснюється обробка цих спостережуваних даних, яка включає в себе підготовку цілого комплексу комп'ютерних програм для здійснення цілого ряду операцій, таких як фільтрація шумів знімків неба, врахування плоского поля (flat-fielding), виділення зображень зір на ПЗЗ кадрах, в ототожнення опорних зір, обчислення інструментальних координат та зоряних величин, внесення інструментальних редукцій, врахування систематичних помилок, залежних від зоряної величини, калібровка шкали зоряних величин, редукція до екваторіальних координат, визначення власних рухів зірок та, на останньому етапі, компіляція каталогу. Неперервні записи за всю ніч розрізалися для обробки на окремі кадри, які містять достатню кількість опорних зір каталогу Тусho 2 [4].

На даний момент підготовлений блок математичних програм для отримання попереднього ПЗЗ-каталогу положень зір всього масиву спостережень. Його блок-схема показана на рис. 1.

Архів ПЗЗ-спостережень представляє собою окремі файли-папки 98 ночей, в яких находяться архівовані зображення ділянок неба отримані із неперервних спостережень тривалістю від декількох хвилин до кількох годин часу. Обробка спостережень починається з розархівації, фільтрації шумів та завад та виявлення зображень небесних об'єктів. Окремий блок програм забезпечує обчислення координат центроїдів зображень об'єктів, та визначає їх інтенсивність.

На отриманих зображеннях ділянок неба було виявлено та виміряно близько 5 млн положень центроїдів зображень зірок. Ця кількість включає як справжні фотоцентри зображень зір, так і певну кількість фіктивних положень, присутніх у зв'язку з низьким порогом виявлення слабких зображень зір до V = 17. Всі зображення зір спостерігались від 1 до 9 разів. Шляхом взаємного ототожнення положень зір, отриманих в різні ночі спостережень, було виявлено, що 2,1 млн фотоцентрів є дійсними положеннями, що належать 0,65 млн зірок, кожна з яких була виміряна від 2 до 9 разів. Для решти центроїдів зображень небесних об'єктів, (які виявлені на ділянках неба, що спостерігались один раз) шляхом порівняння з каталогом СМС14 (Carlsberg Meridian Catalog), була показана реальність ще близько 360 тис. вимірів лише з одним положенням фотоцентру (рис. 2). Біля 2.6 млн фотоцентрів можливо не належать справжнім зображенням зір.

Створений окремий блок програмного забезпечення, що дозволяє з отриманих прямокутних координат X і Y в системі координат ПЗЗ-матриці перейти до екваторіальних координат зір. Для визначення коефіцієнтів редукції у якості опорного каталогу для редукції до системи ICRF використаний каталог Tycho2. Цей каталог як зазвичай використовується при редукції сучасних високоточних ПЗЗ-спостережень, так як має достатню щільність кількості зірок на небі та високу точність.



Рис. 1. Етапи компіляції попереднього ПЗЗ-каталогу



Рис. 2. Розподіл зір по кількості спостережень



Рис. 3. Похибка одного спостереження для прямого піднесення (RA) і схилення (DE) у кутових секундах

Попередній аналіз астрометричної точності на МАК. Створений попередній каталог положень зір в екваторіальній зоні неба містить понад 1 мнл зір. Аналіз точності отриманих положень проводився шляхом співставлення координат зір, які отримані в різні ночі. Похибка одного спостереження для зір V<14m становить 80–150 мс дуги (мсд). Для зір, що спостерігались 3–4 рази, похибка положень каталогу по внутрішній узгодженості становить 50–80 мсд для зір V<14 m, та 80–200 мсд для зірок 14 m<V<16 m (рис. 3). Такі показники типові для наземних астрометричних ПЗЗ каталогів. В подальшому після створення каталогу планується порівняння координат з каталогами СМС14 та NOMAD [5] для оцінки зовнішньої точності.

У 2010 р. продовжилась програма спостережень зірок в екваторіальній зоні неба. На комплексі МАК була встановлена ПЗЗ-камера Ародее Alta U47. Було підготовлене програмне забезпечення управління камерою та процесом збору отриманих даних. З березня 2010 р. МАК введено у режим штатних спостережень по даній програмі. За цей час проведено близько 100 спостережних ночей, отримано біля 50000 зображень ділянок неба розміром 19.3'х19.3' у зоні (δ=2° +5.5°) з 4 кратним перекриття, отриманий архів складає близько 100 Гб.

Список використаних джерел

1. Brad K. Gibson. Time-delay integration CCD read-out technique: image deformation / K. Gibson Brad and Paul Hickson // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1992. – № 258. – P. 543–551.

2. The Kyiv Meridian Axial Circle catalogue of stars in fields with extragalactic radio sources / P. Lazorenko, Yu. Babenko, V. Karbovsky et al. // Astron. and Astrophys, 2005. – № 438. – P. 377–389.

3. *Київський* меридіанний аксіальний круг з ПЗЗ-камерою / П. Лазоренко, В. Карбовський, М. Буромський та ін. // Кинематика и физика небес. тел, 2007. – Т. 23, № 5. – С. 304–311.

4. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars / E. Høg, C. Fabricius, V. V. Makarov et al. // Astronomy and Astrophysics, 2000. – Vol. 355. – P. L27–L30.

5. Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD) / N. Zacharias, D.G. Monet, S.E. Levine // San Diego AAS Meeting, January 2005.

Надійшла до редколегії 29.12.14

В. Карбовский, научн. сотр., П. Лазоренко, канд. физ.-мат. наук ГАО НАН Украины, Киев, М. Буромский, вед. инж., В. Клещонок, канд. физ.-мат. наук КНУ имени Тараса Шевченко, Киев, Л. Свачий, канд. физ.-мат. наук ГАО НАН Украины. Киев

АСТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЗОНЫ НЕБА НА КОМПЛЕКСЕ МАК

Приведено описание предварительных результатов астрометрического обзора неба на комплексе МАК за период 2001–2005 г., который проводился совместно Главной Астрономической обсерваторией НАН Украины и Астрономической обсерваторией Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. За 98 ночей наблюдений получено около 2.1 млн положений для 0.65 млн. Звезд до 17m в фильтре V для экваториальной зони &=0°++2°. Еще около 360 тис. объектов, которые наблюдались только один раз, отождестелено с помощью каталога СМС14. По оценкам внутренняя точность положений звезд составляет 50–80 мс дуги для звезд V<14m и 80–200 мс дуги для звезд 14m<V<16m.

Ключевые слова: ПЗС наблюдения, астрометрический каталог звезд, фотометрия звезд.

V. Karbovsky, Researcher, P. Lazorenko, Ph. D. in Phys. and Math. Sci. MAO NAS of Ukraine, Kyiv, M. Buromsky., Principal Eng., V. Kleshchonok, Ph. D. in Phys. and Math. Sci. Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, L. Svachiy, Ph. D. in Phys. and Math. Sci. MAO NAS of Ukraine, Kyiv

ASTROMETRIC SKY SURVEY OF THE EQUATORIAL ZONE WITH THE MERIDIAN CIRCLE MAC

We present preliminary results of the astrometric sky survey made in 2001–2005 with the meridian circle (MAC) of the Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine and Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv. About 2.1 million of photocenter positions were measured for 0.65 million of V < 17 mag stars near the equatorial zone $\mathcal{E}=0^{\circ}++2^{\circ}$. Besides, about 360 thousand of objects with a single detection were identified with CMC14 catalogue stars. The estimated precision of positions is 50–80 mas for stars brighter then 14 V-band magnitude, and 80–200 mas for yet faint stars.

Keywords: CCD observation, astrometric catalogue of star, star photometry.

УДК 523.987

В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук, В. Маслюх, канд. фіз.-мат. наук, О. Ботигіна, інж. І кат. КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ОЦІНКИ ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У ПРОТУБЕРАНЦЯХ, ЩО МАЮТЬ ВЕЛИКУ ОПТИЧНУ ТОВЩУ В ЕМІСІЙНИХ ЕЛЕМЕНТАХ

Спостереження показують, що бісектори профілів I ± V ліній Hα і D3 у протуберанцях зазвичай не відповідають наближенню слабкого однокомпонентного магнітного поля. На це вказує їх непаралельність з найбільшим розщепленням поблизу вершини емісії. Пояснити такі особливості бісекторів можна лише в рамках двокомпонентної моделі магнітного поля. У деяких випадках для цього доводиться припускати негауссову форму профілів ліній, що може бути наслідком значної оптичної товщі в субтелескопічних емісійних елементах протуберанця. Згідно з розрахунками у такому випадку прямі вимірювання максимального спостереженого розщеплення на рівні інтенсивності 0.9 (параметр B_{0.9}) занижують дійсні локальні магнітні поля в протуберанцях у 3–6 разів.

Ключові слова: Сонце, протуберанці, оптична товща, локальні магнітні поля.

Вступ. Результати вимірювань магнітних полів у протуберанцях, отримані різними авторами і різними методами, суттєво відрізняються між собою (див. напр. [1, 3, 4, 6–8]). Зазвичай дані вимірювань на основі аналізу ефекту Ханле відповідають слабшим полям (типово декілька десятків гаусів), ніж на основі ефекту Зеємана (у деяких випадках – 10²–10³ с). Очевидно, тут відіграє роль також тип протуберанця. В активних протуберанцях, часто пов'язаних з сонячними спалахами, ймовірніше існування сильніших полів, ніж у спокійних. Ще одне джерело можливих розбіжностей – особливості методики вимірювань. Наприклад, при вимірюваннях методом зміщення "центра ваги" кожного з профілів I+V та I–V знаходиться усереднене магнітне поле, яке у випадку двокомпонентної структури (фон + субтелескопічні силові трубки) відображає величину магнітного поля, проміжну між напруженістю в "фоні" і силових трубках. Втім, це справедливо лише при однаковій полярності магнітного поля в цих місцях протуберанця: якщо магнітні полярності в обох компонентах поля є різними, то це може дати, залежно від співвідношення факторів заповнення силових трубок і фону, дуже широкий діапазон виміряних напруженостей, а також обидва варіанти виміряних магнітних полярностей. Можливе звуження профілів ліній в силових трубках також суттєво змінює величину виміряного магнітного поля [5].

Щоб наблизитись до оцінок локального (амплітудного) магнітного поля, в роботі [8] запропоновано вимірювати не зміщення "центрів ваги" кожного з профілів I+V та I–V, а розщеплення їх бісекторів у тому їх місці, де вони, середньостатистично, розщеплюються найбільше – на рівні інтенсивності 0.9 від максимальної. Відповідну характеристику було позначено через В_{0.9}. У нашій попередній роботі [3] було показано, що якщо припустити двокомпонентну структуру магнітного поля (фон зі слабким полем + компонента з сильним полем, але малим фактором заповнення і вузькими профілями ліній) а також гауссові профілі ліній в обох компонентах поля, то вдається пояснити форму бісекторів типу латинської літери "V". При цьому дійсна величина локального магнітного поля у сильній субтелескопічній компоненті виявляється у 4–5 разів більшою, ніж безпосередньо виміряний параметр В_{0.9}.

У цій роботі ставиться метою оцінити співвідношення між локальним магнітним полем в протуберанцях і параметром В_{0.9} у іншому випадку – коли форма бісекторів профілів I+V та I–V більше нагадує петлю, з найбільшим розщепленням на певній віддалі від центру лінії (рис. 1, 2).

Спостережні дані. Петлеподібна форма бісекторів, подібна до показаної на рис. 1 і 2, була виявлена в поодиноких випадках як для активних, так і спокійних протуберанців. Щодо спокійних протуберанців, то деякою ілюстрацією частоти цього ефекту можуть служити порівняльні дані для чотирьох спокійних протуберанців (26.09.2011, 20.10.2011, 7.11.2011 та 9.11.2011), які вивчалися раніше в роботі [1]. Після спектрофотометрії зеєманспектрограм, для цих чотирьох протуберанців було отримано 46 пар профілів I+V та I–V лінії На і за ними зроблено 46 вимірювань величини *B*_{0.9}. Аналогічно було зроблено 30 вимірювань *B*_{0.9} по лінії *D*3. Для кожної лінії вимірювання робились з дискретністю, еквівалентною 1 Мм на Сонці в картинній площині, і в місцях з найбільш інтенсивною емісією. Виявилось, що середнє по модулю значення параметра *B*_{0.9} складає 262 ± 29 Гс по лінії Нα і 192 ± 36 Гс – по лінії *D*3. Що стосується розподілу індивідуальних значень, то більшість всіх значень *B*_{0.9} (близько 57 %) попадають в область ± 200 Гс по обох лініях, що відповідає подвоєній середньоквадратичній похибці індивідуальних вимірювань, тобто фактично – рівню "шумів". За межами "шумів", таким чином, випадає близько 43 % значень, і з них лише ≈ 4 % мають *B*_{0.9} ≥ 1000 Гс.

Для вивчених активних протуберанців [7] статистика є іншою: там в діапазон *B*_{0.9} ≥ 1000 Гс попадають близько 30% виміряних значень *B*_{0.9.} Тобто, там сильні виміряні магнітні поля (≥ 1000 Гс) зустрічаються майже на порядок частіше, ніж в спокійних протуберанцях.

Моделювання профілів. Було виконано моделювання профілів лінії для двокомпонентного магнітного поля, що складається з слабкої фонової компоненти і сильної маломасштабної, яка просторово не розділяється. Профілі ліній у фоновій компоненті вважались завжди гауссовими, тоді як у маломасштабній припускались не гауссовими – деформованими як великою оптичною товщею, так і мікро- і макротурбулентними швидкостями. Ці профілі розраховувались за формулою [2]:

$$I(v',\tau_0,\eta) = A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 - e^{-\tau_0 \alpha(v'-y)} \right] \cdot e^{-\left(\frac{y}{\eta}\right)^2} dy.$$

Тут $_{V'} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_{D3}}$, де $\Delta \lambda_{D3}$ – доплерівська ширина ліній випромінювання окремих емісійних елементів об'єкта, (τ_0 –

оптична товща одного елемента в центрі емісійної лінії, $\eta = \frac{\Delta \lambda_{\tiny Dmac}}{\Delta \lambda_{\tiny D3}} = \frac{\xi_{\tiny mac}}{\xi_3}$, $\Delta \lambda_{\tiny Dmac}$ – доплерівська ширина, залежна

від швидкостей макроскопічних рухів емісійних елементів ξ_{mac} , $\alpha(v')$ – профіль коефіцієнта поглинання, A – нормувальний множник.

На основі розрахованих згідно (1) профілів були обчислені також об'єднані профілі для випадку "фон + маломасштабні елементи", що відповідають різним комбінаціям наведених вище параметрів, а також величині магнітного розщеплення і факторів заповнення. Магнітне поле припускалось скрізь чисто поздовжнім.

Виявилось, що значна оптична товща ($\tau_{0,\sigma}$ >> 1), а також суттєво звужені профілі лінії у компоненті з сильним магнітним полем дозволяють природнім чином пояснити спостережні дані. Для прикладу на рис. 3 показані розраховані профілі й бісектори, які мають вигляд, подібних до спостережених і поданих на рис. 1. Було припущено, що маломасштабні елементи з сильним магнітним полем мають фактор заповнення A = 5 % і оптичну товщу ($\tau_{0,\sigma} = 10$), а їх допплерівська ширина $\lambda_{D,\sigma}$ у 6 разів менша за допплерівську ширину $\lambda_{D,g}$ гауссіани, яка описує профіль лінії у фоновому полі. Важливо відмітити, що на рис. 3 дійсне зеєманівських σ -компонент компоненти з сильним полем і параметр розщеплення бісекторів $B_{0.9}$ помітно відрізняються – дійсне розщеплення σ^+ і σ^- компонент виявляється у 3 рази більшим, ніж розщеплення бісекторів на рівні інтенсивності 0.9.

~ 8 ~



Рис. 1. Спостережені профілі I ± V і їх бісектори лінії Нα у спокійному протуберанці 09.11.2011, 11:26:17 UT, що відповідають висоті *h* = 7 Мм



Рис. 2. Спостережені профілі І ± V та їх бісектори лінії *D*3 у спокійному протуберанці 20.10.2011, 9:15:25 UT, що відповідають висоті 20 Мм



Рис. 3. Теоретичні профілі І ± V і їх бісектори при двокомпонентній структурі магнітного поля (див. текст)

Відносна макротурбулентна швидкість η_σ вважалась рівною нулю. З рисунка видно, що профілі σ-компонент (σ⁺ та σ⁻) помітно відрізняються від гауссових; гауссовою є форма профілю для фонового поля, яке припускалось по величині рівним нулю.

Виявилось також, що при збільшенні макротурбулентної швидкості профілі σ⁺ і σ⁻ компонент поступово стають схожими на гауссові навіть при великій оптичній товщі (τ_{0,σ} >> 1). У об'єднаному профілі (фон + маломасштабні елементи) це дає все більш гладкі бісектори, які поступово віддаляються від петлеподібного вигляду (як спочатку на рис. 1, а потім – рис. 2) і стать все більш стають схожими на латинську літеру "V". Тобто фактично V-подібний вигляд бісекторів можливий у двох випадках: як при гауссових профілях у компоненті з сильним полем [3], так і не гауссових, але розмитих значною макротурбулентністю (рис. 4).



Рис. 4. Теоретичні профілі I ± V та їх бісектори при двокомпонентній структурі магнітного поля, коли субтелескопічні елементи із сильним магнітним полем мають фактор заповнення *A* = 5 % й оптичну товщину τ_{0,σ} = 100, а їх допплерівська ширина λ_{D,σ} у 6 разів менша за допплерівську ширину λ_{D,g} гауссіани, яка описує профіль лінії у фоновому полі. Відносна макротурбулентна швидкість η_σ = 2.0, тобто по спектральному розширенню у 2 рази більша за допплерівську ширину

У випадку, наведеному на рис. 4, дійсне розщеплення σ⁺ і σ⁻ компонент у 6.3 раза більше за параметр розщеплення бісекторів В_{0.9}. Тобто, цей безпосередньо спостережуваний параметр вже у 6.3 раза занижує дійсне локальне магнітне поле у маломасштабних структурах протуберанця. Це досить велика величина, яка вказує на те, що дійсні магнітні поля в протуберанцях можуть бути набагато сильнішими (принаймні у 3–6 раз), ніж отримуються з прямих спостережень по параметру В_{0.9}.

Обговорення результатів моделювання. Звичайно, слід оцінити вірогідність припущення про те що τ_{0,σ} >> 1. Чи не можна цього припущення уникнути? Адже воно означає, що маломасштабні структури протуберанців є оптично товстими – вони заповнені настільки щільною і непрозорою плазмою, що вона не пропускає випромінювання в *H*α і *D*3.

Передусім, слід зауважити, що саме такий висновок ($\tau_{0,\sigma} >> 1$) був зроблений Курочкою і Остапенком [2] зовсім іншим методом, з аналізу профілів емісії в неполяризованому світлі (параметр Стокса I). Можливо, однак, що він стосувався деяких екстремальних подій на Сонці – не таких по інтенсивності, як у нашому випадку. Тому варто все-таки зрозуміти, чи є якась конечна необхідність припущення про $\tau_{0,\sigma} >> 1$, тобто чи не можна вважати, що завжди $\tau_{0,\sigma} << 1$?

Обчислення при гауссовій формі профілів у "фоні" і маломасштабних структурах показують, що якщо припустити $\tau_{0,\sigma} << 1$, то тоді спостережні профілі типу показаних на рис. 1 і 2 вказують на дуже велике ("надто велике") зеєманівське розщеплення σ^+ та σ^- компонент – коли має місце *їх повне або майже повне спектральне розділення.* Але це також веде до дуже сильних магнітних полів. Наприклад, у випадку рис. 1 доводиться припустити, що величина локального магнітного поля у спокійному протуберанці досягає 9 кГс! При цьому виявляється, що параметр В_{0.9} занижує дійсну величину локального магнітного поля у 4.9 раза – приблизно на ту ж величину, що й у випадку $\tau_{0,\sigma} >> 1$.

В цілому, таким чином, врахування ефектів великої оптичної товщі а також мікро- і макротурбулентності не дозволяє понизити ті оцінки, які зроблені по параметру В_{0.9} [7]. Скоріше навпаки – врахування названих ефектів приводить до висновку, що дійсні значення локальних магнітних полів у протуберанцях мають бути більшими ще у 3–6 разів.

Висновки. Прямі оцінки локальних магнітних полів в протуберанцях по параметру В_{0.9} дають лише нижню межу дійсного локального поля. Якщо структура магнітного поля, у першому наближенні, є двокомпонентною (фон + субтелескопічні емісійні елементи) то дійсне локальне магнітне поле в емісійних елементах у 3–6 разів сильніше, ніж згідно величини параметра В_{0.9}. Причому це справедливо як при малій оптичній товці [3], так і великій (τ_{0,σ} >> 1). 3 результатів моделювання випливає, що в субтелескопічних елементах протуберанців не тільки досить сильне магнітне поле (в окремих випадках воно може перевищувати 4–5 кГс), але й істотно звужені (у 5–6 разів) профілі спектральних ліній. Наприклад, у випадку рис. 1, коли спостережена півширина профілю Нα дорівнює 880 mÅ, в субтелескопічних емісійних елементах ширина профіля цієї лінії може бути лише 150–200 mÅ.

Список використаних джерел

1. *Ботигіна* О.О. Співставлення магнітних полів у спокійних протуберанцях, виміряних по лініях D₃ Hel i Hα / О.О.Ботигіна, В.Г. Лозицький // Вісн. Астроном. шк., 2012. – Т. 8, № 1–2. – С. 159–162.

2. *Курочка Л.Н.* Учет неоднородности объектов при расчетах контуров линий / Л.Н. Курочка, В.А. Остапенко // Солн. данные, 1975, № 7. – С. 96–102. 3. *Лозицький В*. Якою є максимальна напруженість локальних магнітних полів в активних протуберанцях? / В. Лозицький, О. Ботигіна, В. Маслюх

// Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія, 2014. – Вип. 51. – С. 31–33. 4. Magnetic maps of prominences from full Stokes analysis of the HeI D3 line / R. Casini, A. Lopez Ariste, S. Tomczyk, W.B. Lites // Ap. J. Let., 2003. – Vol. 598. – P. L67–L70.

5. Gordovskyy M. Observations of unresolved photospheric magnetic fields in solar flares using Fe I and Cr I lines / M. Gordovskyy, V.G. Lozitsky // Solar Physics, 2014. – Vol. 289. – Iss. 10.– P. 3681–3701.

6. On the magnetic field strength of active region filaments / C. Kuckein, R. Centeno, V. Martinez Pillet et al. // Astronomy and Astrophysics, 2009. – Vol. 501. – Iss. 3. – P. 1113–1121.

7. Lozitsky V.G. Comparison of the magnetic fields in active prominences measured from HeI D3 and H lines / V.G. Lozitsky, O.A. Botygina // Astronomy Letters, 2012. – Vol. 38, № 6. – P. 380–387.

8. The Hanle and Zeeman effects in solar spicules: a novel diagnostic window on chromospheric magnetism / J. Trujillo Bueno, L. Merenda, R. Centeno et al. // Ap. J. Let., 2005. – Vol. 619. – P. L191–L194.

В. Лозицкий, д-р физ.-мат. наук,

В. Маслюх, канд. физ.-мат. наук, О. Ботыгина, инж. I кат.

КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

ОЦЕНКИ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПРОТУБЕРАНЦАХ, ИМЕЮЩИХ БОЛЬШУЮ ОПТИЧЕСКУЮ ТОЛЩУ В ЭМИССИОННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Согласно наблюдениям, бисекторы профилей I ± V линий Hα и D3 в протуберанцах, як правило, не соответствуют приближению слабого однокомпонентного магнитного поля. На это указывает их непараллельность с наибольшим расщеплением вблизи вершины эмиссии. Объяснить такие особенности бисекторов можно лишь в рамках двухкомпонентных моделей магнитного поля. У некоторых случаях для этого приходится предполагать негауссову форму профилей линий, что может быть следствием значительной оптической толщи в субтелескопических эмиссионных элементах протуберанца. Согласно расчетам, в таком случае прямые измерения максимального наблюденного расщепления бисекторов на уровне интенсивности 0.9 (параметр B_{0.9}) занижают действительные локальные магнитные поля в протуберанцах в 3–6 раз.

Ключевые слова: Солнце, протуберанцы, оптическая толща, локальные магнитные поля.

V. Lozitsky, Dr. Sci,

V. Masliukh, Ph. D.,

O. Botygina, eng,

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

ESTIMATIONS OF LOCAL MAGNETIC FIELDS IN PROMINENCES WHICH HAVE GREAT OPTICAL THICKNESS IN EMISSIVE ELEMENTS

According to observations, shape of bisectors of $I \pm V$ of profiles of H α and D3 lines in prominences, as rule, do not correspond to approximation of weak mono-component magnetic field. This follows from non-parallelism of bisectors, with maximum of their splitting around top of observed emissive profiles. These peculiarities can be explained in frame of two-component models of magnetic field. In some cases, the non-Gaussian shape of line prifiles are needed for this purpose that could be caused by great optical thickness in subtelescopic emissive elements of a prominence. According to simulations, in this case the direct measurements of maximum observed splitting of bisectors on intensity level 0.9 (named as parameter $B_{\alpha,9}$) present very lowered values of true local magnetic fields in prominences – approximately 3–5 times.

Key words: Sun, prominences, optical thickness, local magnetic fields.

УДК 523.985

В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук, О. Осика, канд. фіз.-мат. наук, В. Лях, студ. КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ДІАГНОСТИКА ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СОНЯЧНОМУ ФАКЕЛІ ПО ЛІНІЇ Fei 5233

Для оцінки локальних магнітних полів у сонячному факелі, який спостерігався 07.08.2013 р. на ешельному спектрографі ГСТ АО КНУ, проаналізовано бісектори профілів I ± V лінії Fel 5233. Отримані дані свідчать про неприйнятність для цієї лінії наближення слабкого однокомпонентного магнітного поля. На це вказує дуже значна (до 5 разів) відмінність розщеплення бісекторів у різних частинах профіля лінії. Більш тонкий ефект виявлено при аналізі середньоквадратичного відхилення спостереженого розщеплення бісекторів від лінійного тренду. На відстані від центра лінії близько 120 мА́ це відхилення максимальне порівняно із шумовими ефектами і може свідчити про локальні магнітні поля напруженістю близько 7.4 кГс.

Ключові слова: Сонце, сонячні факели, локальні магнітні поля.

Вступ. Сонячні факели є найменш інтенсивним проявом сонячної активності на фотосферному рівні. Вважається, що Сонце є цілком "спокійним", якщо на його диску видно лише грануляцію – конвективні комірки з діаметром близько 1 Мм (1000 км), які мають характерний час існування кілька хвилин (найчастіше 8 хв). При виникненні на Сонці активної області, ще до появи сонячних плям, з'являються саме факели – більш гарячі ділянки фотосфери, які при високому просторовому розділенні розпадаються на яскраві фотосферні гранули [14]. Факели оточують групу плям впродовж всього часу її розвитку – від її появи і до поступового розпаду. Коли група сонячних плям повністю розпадається і зникає, на місці її існування знову остаються лише сонячні факели. Факели краще видно в білому світлі ближче до лімба, тоді як в континуумі на довжині хвилі 1700 Å (такі зображення отримуються орбітальною обсерваторією SDO і розміщуються на сайті http://umbra.nascom.nasa.gov/images/) їх добре помітно по всьому диску Сонця.

Оскільки сонячні факели спостерігаються, таким чином, навіть частіше, ніж сонячні плями, вони вважаються легкодоступним об'єктом для вимірювання в них магнітних полів. Прямі його вимірювання традиційними методами і при просторовому розділенні до 1" (725 км на Сонці) показали, що типова величина напруженості магнітного поля тут типово кілька сотень гаусів (Гс) [6, 15]. Однак традиційні методи (спектральний – "центрів ваги", фотоелектричний – на основі вимірювань сонячного магнітографа типу Бебкока [7]) дають дуже усереднену по площі величину магнітного поля. Стенфло [16] методом "відношення ліній" вперше показав, що навіть в спокійних областях на Сонці ймовірне існування субтелескопічних силових трубок магнітного поля з напруженістю 1100–2300 Гс. Пізніше багатьма авторами подібний висновок зроблено і для сонячних факелів [10, 14]. Цей висновок є на сьогодні загальновизнаним, поскільки сучасні Стокс-метричні спостереження з високим просторовим розділенням (100–150 км) прямо вказують на існування досить сильних ("кілогаусових") магнітних полів в маломасштабних структурних елементах саме такого (≈100 км) діаметра [9].

Отримані таким чином оцінки магнітного поля у факелах не можна вважати остаточними і ось чому. По-перше, непрямі оцінки дійсного діаметра маломасштабних силових трубок дають величину \leq 40–50 км [4, 18], тобто ще

меншу, ніж 100 км. У такому разі, вимірюване магнітне поле не є амплітудним, а знову-таки усередненим – як по площі самого маломасштабного елемента (силової трубки), так і по навколишніх ділянках на Сонці. По-друге, в кожній силовій трубці має бути якийсь боковий розподіл магнітного поля. У сонячних плямах, наприклад, він є досить плавним – "дзвоноподібного" вигляду. Внаслідок цього, навіть коли площа вхідної щілини інструмента буде відповідати площі видимого перерізу силової трубки, виміряне магнітне поле буде приблизно у 1.5 раза слабшим, ніж дійсне локальне магнітне поле на осі симетрії силової трубки [4]. Нарешті, по-третє, в усіх сучасних вимірюваннях традиційно використовуються спектральні лінії з високою магнітною чутливістю, а такі дані наперед адаптовані на певний обмежений діапазон напруженостей магнітного поля. Наприклад, у методі "відношенні ліній" [16] це діапазон значень не вище 4000–5000 Гс. При сильніших магнітних полях ті спектральні лінії, які часто при цьому використовуються (наприклад, Fel 5247.1 і 5250.2 з факторами Ланде g = 2.0 і 3.0, відповідно, або ж лінії Fel 6301.5 I 6302.5 з g = 1.67 і 2.50) мають вже настільки сильне розщеплення $\Delta \lambda_{\rm H}$ зеєманівських σ -компонент ($\Delta \lambda_{\rm H} \ge 0.15-0.2$ Å), що воно виходить за межі звичайно аналізованих ділянок профілів ліній (як правило, це ≤ 0.15 Å від центрів ліній для ліній вказаного типу). Внаслідок цього ці спектральні особливості випадають з розгляду, а відповідна інформація – втрачається.

Для того щоб встановити, існують чи ні у сонячних факелах магнітні поля з напруженістю ≥ 4000–5000 Гс, необхідно або використовувати спектральні лінії з меншими факторами Ланде, або ж розширити межі аналізованої ділянки спектра. Крім того, поскільки у сонячних факелах частка площі, зайнята сильними полями (тобто відповідний "фактор заповнення") є відносно невеликою (≤10 %), доцільно при цьому використовувати сильні спектральні лінії типу Fel 5233 (її еквівалентна ширина W = 346 мÅ). Якщо ж використовувати лінії типу Fel 5250.2 з еквівалентною шириною W = 60–70 мÅ, то відповідні спектральні особливості будуть менш інтенсивними у 5–6 разів і їх буде важче виявити на фоні інструментальних ефектів.

Враховуючи це, саме лінія Fel 5233 і подібні їй лінії використовувались для діагностики локальних магнітних полів у сонячних спалахах [11, 13]. Були отримані спостережні вказівки на те, що у сонячних спалахах найчастіше виникають дві дискретні моди локальних магнітних полів з напруженостями близько 6 і 11–12 кГс на фотосферному рівні, які несуттєво (≤ 10 %) відрізняються у спалахах різних балів (від С5 до Х1.4). Важливо тим же методом і на основі використання тієї ж спектральної лінії оцінити величину локальних магнітних полів у факелах. Саме це і є метою даного дослідження.

Матеріал спостережень і особливості розщеплення профілів лінії. Досліджувався сонячний факел в хвостовій частині активної області NOAA 1809, яка спостерігалось 07.08.2013 р. поблизу центру диску. Ешельні зеєман-спектрограми цього факела були отримані на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ) [1]. Інструмент дозволяє спостерігати одночасно область від 3800 до 6600 Å зі спектральним розділенням 30 мÅ в зеленій області спектра. При фотографуванні спектрів використовувався аналізатор кругової поляризації – пластинка $\lambda/4$ та призмарозщіплювач з ісландського шпату (аналог призми Волластона). Початок експозиції був о 7:27:36 UT, тривалість експозиції 15 с, фотопластинка – WP3 ORWO.



Рис. 1. Спостережені профілі /±V лінії Fel 5233 у фотометричному розрізі № 8, де спостерігалось майже однакове розщеплення бісекторів в діапазоні відстаней від центра Δλ = 30–140 мА́ (див. також рис. 2)

Лінія Fel 5233 фотометрувались на мікрофотометрі МФ-4 при ширині щілини мікрофотометра, еквівалентній 1 Мм на Сонці. Після переведення почорнінь в інтенсивності з врахуванням рівня розсіяного світла, були отримані профілі I±V у відносних інтенсивностях, нормованих на інтенсивність найближчого до лінії спектрального континууму. Їх характерною особливістю є те, що величина спостереженого зеєманівського розщеплення ∆_λн є неоднаковою на різних віддалях від центру лінії (рис. 1). Найкраще це видно по розщепленню бісекторів, які на рис. 1 проведені окремо для I+V та I–V профілів. В цілому, в ядрі лінії бісектори розщеплюються найбільше, а при переході у все більш віддалені від ядра крила розщеплення бісекторів ВS зменшується (рис. 2). Лінійний тренд відповідного зменшення BS знайдено близьким по величині в межах ділянки сонячного факела, що відповідає 5 Мм на Сонці. Цей тренд можна описати рівнянням

BS
$$(\Delta \lambda) = 600 - 2.7 (\Delta \lambda - 50).$$
 (1)

3 рис. 1 і 2 і рівняння (1) випливає, що виміряне зеєманівське розщеплення суттєвим чином змінюється по профілю спектральної лінії: при переході від 50 мÅ до 230 мÅ воно зменшується приблизно у 5 разів. Це значно більше, ніж зареєстровано Ульріхом та ін. [17] у цій же лінії, але, очевидно, за межами факелів, де виміряне розщеплення на віддалі Δλ = 50 мÅ було 400 Гс (а не 600 Гс, як у нашому випадку – рис. 2), а на віддалі від центру Δλ = 230 мÅ воно було близьким до 200 Гс (а не 114 Гс згідно (1)). Тобто у названих авторів воно зменшувалось приблизно у 2 рази. Раніше (ще у 1980 р.) якісно аналогічний ефект у цій лінії було зафіксовано у роботі [3].



Рис. 2. Зміна виміряного розщеплення бісекторів BS з відстанню від центра лінії Δλ у трьох сусідніх місцях сонячного факела, віддалених один від одного на 1 Мм. Цифрами 8, 10 і 12 позначені відповідні фотометричні розрізи; прямими лініями показані лінійні тренди, які апроксимують спостережні дані

Однак у 12 сонячних спалахах [11] була зареєстрована у цій же лінії ще більш строката картина: там знак тренду "ядро–крила" був як позитивним, так і негативним (подібно до поданого на рис. 2). Всі такі ефекти вказують на явні відхилення від наближення слабкого однорідного поля для лінії Fel 5233, коли величина розщеплення бісекторів має бути однаковою на різних віддалях від центра лінії [8]. Спостережені особливості можна пояснити лише суттєвою неоднорідністю магнітного поля, коли на вхідній щілині сумуються спектральні вклади від мінімум двох компонент магнітного поля, одна з яких має містити сильні (≥1 кГс) локальні магнітні поля.

Усереднене відхилення BS від лінійного тренду. З рис. 2 видно, що лінійні тренди подають дуже усереднену тенденцію зміни розщеплення бісекторів BS з віддаллю Δλ від центра лінії. Там є локальні шумоподібні флуктуації, які можуть бути обумовлені як інструментальними причинами (насамперед зернистістю фотоемульсії), так і дійсними змінами сонячного походження. Можна очікувати, що шумові флуктуації є нерегулярними і мають різний знак і амплітуду у різних фотометричних розрізах. На противагу цьому, флуктуації сонячного походження повинні локалізуватись на одній і тій же віддалі від центру лінії, якщо напруженість магнітного поля є приблизно однаковою у різних місцях факела. Якщо усереднити дані по багатьох фотометричних розрізах, то інструментальні флуктуації повинні в цілому взаємно "погашатись" і поступово зменшуватись по амплітуді у сумарній картині, тоді як дійсно сонячні флуктуації повинні все більш чітко вирізнятись на фоні "шумів".

Слід також врахувати, що у сонячних факелах, по аналогії з сонячними спалахами, наперед невідомо, яку картину ефекту Зеємана слід очікувати від просторово нероздільних (субтелескопічних) силових трубок – емісійну чи абсорбційну, тобто аналогічну фраунгоферовому спектру. Якби було наперед відомо, що там тільки абсорбційні прояви ефекту Зеємана, доцільно було б при усередненні картин розщеплення бісекторів шукати локальні максимуми розщеплення [8]. Однак якщо там насправді субтелескопічні прояви емісійного ефекту Зеємана, притому тієї ж магнітної полярності, що і в "фоні", то там мали б бути мінімуми розщеплення бісекторів. Ситуація ускладнюється тим, що "фон" і занурені у нього силові трубки необов'язково повинні мати однакову магнітну полярність.

У такому випадку, найбільш оправданим є прослідкувати вздовж профілю лінії середньоквадратичне відхилення від лінійного тренду, тобто знайти лише середнє абсолютне значення цього відхилення [11]. Тоді можна виявити такі місця у профілі лінії, які систематично збурюються по відношенню до лінійного тренду.

На рис. 3 подано результат розгляду стандартного відхилення від лінійного тренду (SDFLT – standard deviation from linear trend) на залежності від віддалі від центру лінії Δλ для дослідженого сонячного факела, усереднений по ділянці 5 Мм. Для порівняння наведено також аналогічний усереднений розподіл для 12 спалахів [11]; штрихова лінія подає очікуваний рівень шумових ефектів.

Видно, що в діапазоні віддалей від центру Δλ = 40÷240 мÅ маємо два максимуми величини SDFLT як для спалахів, так і для факела. Однак положення цих максимумів, в цілому, не співпадають: перший максимум відповідає Δλ_{max} = 90–110 мÅ для спалахів, тоді як для факела Δλ_{max} ≈ 120 мÅ. І хоча другий максимум для факела добре співпадає з аналогічною особливістю для спалахів, його амплітуда близька до рівня шумових ефектів. Слід, однак, врахувати, що рівень шумових ефектів на спектрограмах дуже залежить від того, чи правильно була підібрана експозиція саме для того порядку дифракції на ешельній спектрограмі, де знаходиться досліджена магніточутлива лінія. При оптимальних експозиціях, які відповідають лінійній ділянці характеристичної кривої, шумові ефекти значно менші, ніж в областях недо- або переекспонування. Тому наведену на рис. 3 плавну штрихову залежність можна розглядати лише як орієнтовну – яка, скоріш всього, дає лише середній ефект. При оптимальних експозиціях величина шумових ефектів має бути меншою, ніж показана на рис. 3. До цього слід зауважити, що спектрограма дослідженого факела має нормальні почорніння фотоемульсії в області λ = 5233 Å.



Рис. 3. Порівняння розподілів стандартних відхилень від лінійного тренду (SDFLT – standard deviation from linear trend) для дослідженого факела і 12 спалахів згідно з даними [11]. Штрихова лінія подає очікуваний рівень шумових ефектів

Висновки та їх обговорення. Отримані дані свідчать про неприйнятність для лінії Fel 5233 наближення слабкого однокомпонентного магнітного поля у випадку дослідженого факела. На це вказує дуже значна (до 5 раз) відмінність розщеплення бісекторів у різних частинах профілю лінії (рис. 2). Якби у факелі були дійсно відносно слабкі магнітні поля (≤ 600 Гс), то при таких магнітних полях і однокомпонентній структурі магнітного поля, бісектори профілів I+V і I–V були б взаємно паралельні. В принципі, спостережена непаралельність бісекторів може виникнути при ненульовому висотному градієнті магнітного поля. Але тоді довелося б припустити значний по величині позитивний висотний градієнт (∂B/∂h > 0), що малоймовірно з огляду на швидке зменшення газового тиску з висотою у фотосфері.

Альтернативою є суттєва неоднорідність магнітного поля в горизонтальному напрямі. Поданий на рис. 2 ефект можливий при двокомпонентній структурі магнітного поля (фон + силові трубки), при якій в силових трубках існують не тільки сильні поля, але й суттєво звужені профілі спектральних ліній [8].

З практичною точки зору, поданий на рис. 2 ефект свідчить про те, що лінія Fel 5233, незважаючи на її значну спектральну ширину (близько 0.3 Å) і низьку магнітну чутливість (g = 1.26), не може використовуватись як базова лінія для визначення такої характеристики усереднених магнітних полів, як поздовжня компонента магнітного поля B_{\parallel} або ж магнітний потік поздовжнього поля. Хоча стоксовий профіль / цієї лінії не дуже змінюється при переході від незбуреної атмосфери до факела і навіть плями і завжди має (навіть у плямах) відносно невелике спостережене магнітне розщеплення ($\Delta \lambda_{H} << \Delta \lambda_{1/2}$), не виконується проста теоретична умова слабкого однокомпонентного поля – однакова величина виміряного поля (чи розщеплення бісекторів) у різних частинах профілю лінії. З огляду на це, постановка питання про те, яка ж тоді частина профілю дає "правильне магнітне поле", позбавлено сенсу. Правильні по величині магнітні поля можуть бути отримані тільки в рамках багатокомпонентних моделей.

Крім поданого на рис. 2 дуже значного по величині і безперечно реального ефекту, виявлено також більш тонкий ефект – немонотонний характер розподілу стандартного відхилення від лінійного тренду (рис. 3). Якісно він нагадує аналогічні результати для спалахів [11], хоча там і існують кількісні відмінності – розбіжність максимумів розподілів SDFLT в діапазоні віддалей від центру Δλ = 80–140 мÅ. Можливо, ця розбіжність реальна і зумовлена більш сильним локальним магнітним полем у факелі, ніж у спалахах. Відповідну величину магнітного поля можна оцінити по відомій формулі

$$\Delta \lambda_{\rm H} = 4.67 \times 10^{-13} g \lambda^2 B, \tag{2}$$

де зеєманівське розщеплення $\Delta \lambda_{\rm H}$ і довжина хвилі λ – в Å, а напруженість магнітного поля *B* – у гаусах (Гс). Вважаючи, що для дослідженого факела $\Delta \lambda_{\rm max} = \Delta \lambda_{\rm H} \approx 120$ мÅ, маємо *B* \approx 7.4 кГс. Тоді, аналогічно, для спалахів ($\Delta \lambda_{\rm max} = \Delta \lambda_{\rm H} = 90-110$ мÅ) маємо *B* = 5.6–6.8 кГс, тобто там магнітне поле слабше приблизно на 1.2 кГс. Можна припустити, що ослаблення локальних магнітних полів у спалахах порівняно з факелом є наслідком спалахового енерговиділення, в результаті якого енергія магнітного поля витрачається на інші види енергій (нагріву плазми, електромагнітного випромінювання, прискорення часток, ударних хвиль і корональних викидів маси). Цікаво, що у фотосфері активної області 12.10.1977 подібним методом знайдено величину локального поля В = 7.1 кГс [11], тобто близьку до наведеної вище для факела (7.4 кГс).

Слід зауважити, що питання часових змін локальних магнітних полів впродовж спалахів є на сьогодні неясним. Раніше в роботах [2, 5, 12] зроблено висновок, що максимум напруженості магнітного поля досягається в максимальній фазі спалахів. Однак ці висновки отримані іншими методами, адаптованими на діапазон напруженостей не вище 4– 5 кГс. Питання того, якими можуть бути зміни магнітного поля в діапазоні значень вище 4–5 кГс, не тільки не вивчалось, але й навіть не ставилось і є цікавою і важливою проблемою для майбутніх досліджень.

Подяки. Автори вдячні Олегу Лозицькому за допомогу в опрацюванні фотометричних даних програмним кодом BISECTOR, який дозволяє значно прискорити аналіз бісекторів / ± // профілів ліній.

Список використаних джерел

^{1.} Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета / Е.В. Курочка, Л.Н. Курочка, В.Г. Лозицкий и др. // Вест. Киев. ун-та. Астрономия, 1980. – Вып. 22. – С. 48–56.

^{2.} Курочка Е.В. Временные изменения физических условий в фотосферных слоях солнечной вспышки / Е.В. Курочка, В.Г. Лозицкий, О.Б. Осыка // Кинематика и физика небесных тел, 2008. – Т. 24, № 4. – С. 308–320.

3. Лозицкий В.Г. О калибровке магнитографических измерений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей / В.Г. Лозицкий // Physica Solariter., Potsdam, 1980. - No. 14.- P. 88-94.

4. Лозицкий В.Г. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца / В.Г. Лозицкий, Т.Т. Цап // Кинематика и физика небесных тел, 1989.- Т. 5, № 1. - С. 50-58.

5. Лозицький В. Порівняльна діагностика тонкоструктурних магнітних полів у сонячному спалаху та спокійних областях на Сонці / В. Лозицький, Т. Цап, О. Осика // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія, 2007. – Вип. 44. – С. 18–21.
 6. Стешенко Н. В. Магнитные поля солнечных факелов / Н.В. Стешенко // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1968. – Т. 38. – С. 52–58.

7. Babcock H. W. The solar magnetograph / H. W. Babcock // Astrophys. J., 1953. - Vol. 118. - P. 387-396 8. Gordovskyy M. Observations of unresolved photospheric magnetic fields in solar flares using Fe I and Cr I lines / M. Gordovskyy, V. G. Lozitsky // Solar Physics. - 2014. - Vol. 289, Iss. 10. - P. 3681-3701.

9. Quiet-Sun inter-network magnetic fields observed in the infrared / E. V. Khomenko, M. Collados, S. K. Solanki et al. // Astronomy and Astrophysics, 2003. - Vol. 408. - P. 1115-1135.

10. Koutchmy S. Photospheric faculae. II. Line profiles and magneticfield in the bright network of the quiet Sun / S. Koutchmy, G. Stellmacher // Astron. and Astrophys, 1978. – Vol. 67, № 1. – P. 93–102.

11. Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of I ± V profiles / V.G. Lozitsky // Advances in Space Research, 2014. - № 8. - DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2014.09.028.

12. Observations of magnetic field evolution in a solar flare / V.G. Lozitsky, E.A. Baranovsky, N.I. Lozitska et al. // Solar Physics, 2000. – Vol. 191, Nº 1. – P. 171–183. 13. Lozitsky V.G. Diagnostics of local magnetic fields in solar flares using FeI 5383 and MgI 5528 lines / V.G. Lozitsky, O.V. Lozitsky // Odessa Astronomical 14. Mehltretter J.P. Observations of photospheric faculae at the center of the solar disk / J.P. Mehltretter // Solar Phys., 1974. – Vol. 38, № 1. – P. 43–57.
15. Sheeley N.R.Jr. Observations of small-scale solar magnetic fields / N.R.Jr. Sheeley // Solar Phys., 1967. – Vol. 1, № 2. – P. 171–179.
16. Stenflo J.O. Magnetic-field structure of the photospheric network / J.O. Stenflo // Solar Physics, 1973. – Vol. 32, № 1. – P. 41–63.

17. Interpretation of Solar Magnetic Field Strength Observations / R.K. Ulrich, L. Bertello, J.E. Boyden et al. // Solar Physics, 2009. - Vol. 255, Iss. 1. - P. 53-78. 18. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions / E. Wiehr // Astron. and Astrophys, 1978. – Vol. 69, № 2. – P. 279–284.

Надійшла до редколегії 29.12.14

В. Лозицкий, д-р физ.-мат. наук,

О. Осыка, канд. физ.-мат. наук,

В. Лях, студ.,

КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

ДИАГНОСТИКА ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОМ ФАКЕЛЕ ПО ЛИНИИ Fel 5233

Для оценки локальных магнитных полей в солнечном факеле, который наблюдался 07.08.2013 г. на эшельном спектрографе ГСТ АО КНУ, проанализированы бисекторы профилей I ± V линии Fel 5233. Полученные данные свидетельствуют о неприменимости для этой линии приближения слабого однокомпонентного магнитного поля. На это указывает весьма значительное (до 5 раз) отличие расщеплений бисекторов в разных частях профиля линии. Более тонкий эффект обнаружено при анализе среднеквадратичного отклонения наблюденного расщепления бисекторов от линейного тренда. На расстоянии от центра линии около 120 мА́ это отклонение является максимальным по сравнению с шимовыми эффектами и может указывать на локальные магнитные поля с напряженностью около 7.4 кГс.

Ключевые слова: Солнце, солнечные факелы, локальные магнитные поля.

V. Lozitsky, Dr. Sci.,

O. Osyka, Ph. D.,

V. Lyakh, stud.

Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University, Kyiv

LOCAL MAGNETIC FIELD DIAGNOSTICS IN SOLAR FACULAE USING FeI 5233 LINE

The bisectors of I ± V Stokes profiles are analyzed for measurements of local magnetic field strengths in solar faculae of 7 August 2013 observed on Echelle spectrograph of horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University. Obtained observational data indicate the inapplicability the weak-field and one-component approximation for this line. This follows from essential (till five times) differences of bisector splitting in different parts of line profile. A fine effect was found from analysis of mean-square deviation of observed bisector splitting from linear trend. This deviation has a maximum (relatively error level) on distance nearly 120 mÅ from line center that could indicate the presence of local magnetic field of about 7.4 kG.

Key words: Sun, solar faculae, local magnetic fields.

УДК 524.7

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, I. Ізотова. канд. фіз.-мат. наvк

МУЛЬТИХВИЛЬОВІ ФУНКЦІЇ СВІТНОСТІ ГАЛАКТИК З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ

Розглянуто функцію світності вибірки 800 галактик з активним зореутворенням у рекомбінаційній лінії Нα у зонах іонізованого водню та ультрафіолетовому діапазоні. Проаналізовано вплив на функцію світності точності у вимірюванні потоків випромінювання галактик, зокрема в ультрафіолетовому діапазоні, та еволюції світності галактик на шкалі часу в 10 млн років. Показано, що функції світності галактик з активним зореутворенням у лінії Нα та ультрафіолетовому діапазоні не можуть бути описані функцією Шехтера, і їх відмінність від функції Шехтера не може бути пояснена врахуванням досліджених факторів впливу.

Вступ. Функція світності (ФС) є дуже важливою статистичною характеристикою населення галактик. Дуже часто вона описується функцією Шехтера (ФШ) [27], яка відома у математичній статистиці як гамма функція. Але залишається проблематичним, чи функція Шехтера адекватно відтворює ФС галактик для спостережень у різних діапазонах спектра електромагнітного випромінювання.

Відомо, що у галактик високої світності функції світності відрізняються від функції Шехтера. Зокрема, це спостерігається для світностей галактик в деяких діапазонах довжин хвиль, що є хорошими індикаторами процесів зореутворення. Це – випромінювання галактик на 60 мкм у далекому інфрачервоному діапазоні [18, 26, 28], у радіоконтинуумі [9, 20, 29]. При цьому функція Шехтера гарно відтворює ФС у рекомбінайній лінії Нα у областях іонізованого водню (зони HII) [13, 19], та ультрафіолетовому (УФ) діапазоні [30].

У роботі [23] показано, що швидкість зореутворення (*SFR*) не може бути представлена ФШ. Швидкість зореутворення *SFR* є пропорційною до світності галактик у певному діапазоні довжин хвиль [6]. Як наслідок, розподіл світностей галактик, наприклад, у емісійній лінії Нα чи УФ діапазоні, теж погано описується функцією Шехтера. Цей висновок зроблено з дослідження в УФ діапазоні на основі розподілу відношення *SFR* до маси вибірки близько 50 тис галактик з червоним зміщенням z ≤ 0.1 [24]. З іншого боку, функції світності гарно описуються функцією Шехтера у оптичному та близькому інфрачервоному діапазонах.

У роботі [16] проведено дослідження функцій світності галактик з використанням даних місії Galaxy Evolution Explorer (GALEX) Medium Imaging Survey та WiggleZ Dark Energy Survey [10]. При z > 0.55 виявлено надлишок світних галактик, якщо порівнювати з розподілом Шехтера.

З досліджень вибірки 34 світних галактик з червоним зміщенням 6.5< z <7.5 у УФ діапазоні [5] встановлено, що розподіл галактик на яскравому кінці (області великих світностей) не відповідає розподілу Шехтера.

До того ж висновку прийшли автори [21] під час попереднього дослідження ФС вибірки близько 800 світних компактних галактик (*LCGs*), які характеризуються активними процесами зореутворення. У роботі було показано, що функції світності *LCGs* у емісійній лінії На в зонах НІІ та далекому (*FUV*) і близькому (*NUV*) ультрафіолетовому діапазонах не можуть бути описані функцією Шехтера із-за надлишку галактик на яскравому кінці (області великих світностей) розподілу. Для ФС, отриманої зі світностей галактик у лінії На, таке відхилення виявлено вперше.

У цій роботі ми проводимо детальне дослідження параметрів функції світностей 800 LCGs у трьох діапазонах (рекомбінаційній лінії Hα, *FUV* та *NUV* діапазонах), та аналізуємо фактори, які можуть на них впливати.

Для обчислення світностей галактик прийнято значення постійної Хаббла *H*₀ = 75 км сек⁻¹·Мпк⁻¹.

Вибірка галактик. Для дослідження ми використали вибірку N = 795 LCGs [15] з $z \sim 0.02-0.6$, утворену на основі даних Data Release 7 (DR7) Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [2]. Було проведено [21] перехрестне ототожнення *LCGs* з даними про випромінювання у далекому (*FUV*, $\lambda_{eff} = 1528$ Å) та близькому (*NUV*, $\lambda_{eff} = 2271$ Å) ультрафіолетовому діапазонах, отриманими з оглядів Medium Imaging Survey (MIS) та All-sky Imaging Survey (AIS) місії GALEX.

Детальний опис вибірки *LCG*s галактик приведено у роботах [15, 21, 22]. Принциповим є те, що *LCG*s – компактні (розмір $\leq 10^{"}$) галактики високої світності (*L*(H β) $\geq 3 \times 10^{40}$ ерг с⁻¹) в емісійній лінії H β в зонах HII; характеризуються сильним і "молодим" спалахом зореутворення (еквівалентні ширини EW(H β) ≥ 50 Å, EW(H β) ≥ 100 Å); мають точно визначений (похибка < 50 % величини) низький вміст важких елементів (12 + logO/H ~ 7.6 – 8.4) та не мають ознак наявності активних ядер. За своїми властивостями *LCG*s нагадують так звані "green pea" галактики [7].

Світності галактик у трьох діапазонах було отримано з належним врахуванням екстинкції випромінювання (використано закон почервоніння [8]) та корекцією за апертуру спостережень (див. всі деталі у [21]). Підкреслимо, що корекції було проведено індивідуально для кожної галактики. Адже у роботі [23] зазначено, що з врахуванням саме індивідуальної корекції за екстинкцію було виявлено відхилення досліджуваних ФС від функції Шехтера.

Шляхом дослідження та фітування спектрального розподілу енергії ($\lambda\lambda$ 3800–9200 Å) для *LCGs* у роботі [15] було визначено ряд параметрів, зокрема, вік *T* спалаху зореутворення та маса *m* молодого зоряного населення. З врахуванням цих параметрів у роботі [21] було досліджено еволюцію світності галактик після спалаху зореутворення на короткій шкалі часу.

Вплив еволюції світності галактики після спалаху зореутворення на функцію світності. У роботі [21]) було показано, що у *LCGs* відношення швидкості зореутворення *SFR*, пропорційної світності галактики в певному діапазоні, до маси *m* молодого зоряного населення як функція віку *T* спалаху зореутворення стрімко падає на шкалі часу в декілька млн років. Цей ефект особливо виразно проявляється для світностей галактик в емісійній лінії Нα та *FUV* далекому УФ діапазоні. Для близького УФ діапазону його виявлено також, але з більш значною дисперсією. Світність галактики *L*(*T*) є максимальною відразу після спалаху зореутворення, і починає спадати в процесі еволюції масивних зір, які мають відносно короткий вік життя. Подамо еволюцію світності галактик наступним чином:

$$L(T) = L_0 \times f(T), \quad f(0) = 1, \tag{1}$$

де T – проміжок часу після спалаху зореутворення, L_0 – світність галактики при T = 0.

Припустимо, що у галактиках нашої вибірки процеси зореутворення відбуваються не неперервно, а у спалахах, розділених великими проміжками часу, які довші, аніж вік життя зір, що продукують основну частину іонізуючого та ультрафіолетового випромінювання. В такому разі світність у емісійній лінії Нα та ультрафіолетовому *FUV* та *NUV* діапазонах суттєво знизиться до наступного спалаху зореутворення. Для спрощення розглянемо вибірку галактик, які мають лише один осередок зореутворення.

Розглянемо різні ФС функції світності: початкову $\eta(L_0)$ та поточну $\zeta(L,T)$. які описують розподіл світностей галактик вибірки відразу після спалаху та з врахуванням еволюції світностей з часом, відповідно. Галактики з вибірки спостерігаються на різних фазах еволюції світності (з різними *T*). У цьому випадку усереднення по всій вибірці рівнозначне усередненню за часом. Тому спостережувана ФС n(L) є пов'язаною з ФС, усередненою за часом, $\varphi(L)$.

Розглянемо початкову функцію світності $\eta(L_0)$. Вона описує розподіл світностей L_0 (світності галактик при T = 0) в одиниці об'єму. Тоді $\eta(L_0)dL_0 - це кількість спалахів зореутворення за час <math>\Delta T$ в одиниці об'єму в інтервалі початкових світностей від L_0 до $L_0 + dL_0$. Функції світностей $\eta(L_0)$ та $\varphi(L)$ співпадали б у випадку відсутності варіацій світності, пов'язаних з еволюцією. Це є типовим для спостережень у видимому діапазоні електромагніного випромінювання, коли домінує випромінювання зір старого зоряного населення, які мають довгий вік життя. Але в галактиках нашої вибірки випромінювання у емісійній лінії На в зонах НІІ та *FUV* і *NUV* ультрафіолетовому діапазонах тісно пов'язане з молодим зоряним населенням [21], і тому сильно змінюється на короткій шкалі часу після спалаху зореутворення. Початкову $\Phi C \eta(L_0)$ не можна отримати безпосередньо зі спостережень, оскільки галактики світності електромати існує зв'язок.

Розглянемо випадок монотонного падіння світності з часом df/dT < 0. У момент часу T після спалаху зореутворення розподіл світностей галактик буде описуватись поточною ФС $\zeta(L,T)$. Тоді $\zeta(L,T)dL$ – це кількість галактик в одиниці об'єму в інтервалі світностей від L до L + dL. З врахуванням (1) отримаємо:

$$\zeta(L,T) = \eta(L_0) \times f(T)^{-1} = \eta(Lf(T)^{-1})f(T)^{-1}.$$
(2)

Цей розподіл можна застосовувати до вибірки галактик з однаковим віком спалаху.

У галактик вік спалаху зореутворення різний. Тому щоб отримати φ(*L*), представлену функцією Шехтера [27], поточну ΦС ζ(*L*,*T*) треба усереднити за часом:

$$\varphi(L) = \frac{1}{\Delta T} = \int_0^{\Delta T} \eta(Lf(T)^{-1})f(T)^{-1}dT.$$
(3)

Тут $\phi(L)$ dL – це число галактик в одиничному об'ємі, світність яких лежить в інтервалі від L до L + dL.

Усереднення за часом еквівалентне усередненню за вибіркою. У роботі [21] показано, що *LCGs* галактики з *T* < 5.3 млн років мають приблизно рівномірний (однорідний) розподіл віку спалаху зореутворення.

Ми застосуємо ФС, усереднену за період Δ*T*, який є набагато довшим, аніж стандартний вік спалаху зореутворення *LCGs* галактик. Замість інтегрування за часом проінтегруємо за світностями *L*₀. У випадку постійної *L* ми отримаємо з (1):

$$f(T)dL_{0} = -L_{0}\dot{f}(T)dT, \quad \dot{f}(T) = \frac{df(T)}{dT}, \quad dT = -\frac{f(T)dL_{0}}{L_{0}\dot{f}(T)}, \tag{4}$$

де dT – це проміжок часу, впродовж якого галактики з початковою світністю від L_0 + dL_0 мають світність L. Тоді

$$\varphi(L) = \frac{1}{\Delta T} \int_{L}^{L_{max}} \frac{\eta(L_0) dL_0}{L_0 \left| \dot{f}(T) \right|}.$$
(5)

L_{max} – це максимальна початкова світність галактик у вибірці. Можна прийняти, що L_{max} = ∞, тому що η(L₀) швидко падає для великих L₀.

Оскільки для LCGs функція f(T) є константою при $T \le T_0$ та монотонно падає при $T > T_0$ [21], р-ня (5) можна трансформувати

$$\varphi(L) = \left(\Delta T\right)^{-1} \cdot \left(\int_{L}^{\infty} \frac{\eta(L_0) dL_0}{L_0 \left| \dot{f}(T) \right|} + T_0 \eta(L)\right).$$
(6)

За нашим визначенням, n(L)dL - це імовірність того, що вибірка галактик має світність у інтервалі від <math>L до L + dL. Щоб визначити n(L) необхідно помножити функцію $\varphi(L)$ на об'єм V(L), який займають галактики зі світністю L. З врахуванням чутливості спостережень за вимірюваним потоком, вибірка включає галактики до фотометричної відстані $r = (L/4\pi F)^{0.5}$, де F - це мінімальний потік, що може бути зареєстрованим у випадку відсутності екстинкції. У наближенні плаского простору, нехтуючи відмінностями в космології між фотометричною та іншими визначеннями відстані, маємо $V(L) \sim r^3$, і відповідно $\sim L^{3/2}$. Ця залежність є коректною у разі врахування екстинкції. При розгляді вибірки LCGs повнота вибірки не досліджувалась, а корекції за екстинкцію та апертуру спостережень були проведені належним чином [21].

У загальному випадку, при визначенні функції світності слід приймати до уваги кривизну простору та інші фактори. Але вони не можуть пояснити надлишок галактик дуже великої світності. Тому обмежимость випадком р-ня (6) з *V*(*L*) ~ *L*^{3/2} і отримаємо:

$$n(L) = const \cdot L^{3/2} \cdot \left(\eta(L) + T_0^{-1} \int_{L}^{\infty} \frac{\eta(L_0) dL_0}{L_0 |\dot{f}(T)|} \right),$$
(7)

де величина константи визначається за умови

 $\int_{0}^{\infty} n(L)dL = 1.$ (8)

У роботі [21] для вибірки близько 800 *LCGs* галактик було показано, що світності у Hα, *FUV* та *NUV* континуумі можуть бути представлені:

$$\frac{L}{m} = Cf(T), \quad f(T) = \begin{cases} 1 & (T \le T_0) \\ \exp(-p(T - T_0)) & (T > T_0) \end{cases}.$$
(9)

Було отримано значення параметрів *p* і показано, що *T*₀ = 3.2 млн років [21]. З рівнянь (7, 8) та (9) можна отримати

$$n(L) = C\left(L^{3/2}\eta(L) + qL^{1/2}\int_{L}^{\infty}\eta(L_{0})Ld_{0}\right),$$
(10)

де C = const та

$$q = (T_0 p)^{-1}$$
. (11)

Параметр *q* має наступне просте астрономічне тлумачення. Світності у Hα, *FUV* та *NUV* континуумі після спалаху зореутворення не змінюються впродовж періоду *T*₀, який приблизно відповідає віку життя масивних *O*-зір. Після цього світності змінюються у відповідності до фактора exp(-*q*⁻¹) впродовж кожного періоду *T*₀. Існують два крайніх випадки у p-ні (10). Функція світності прямує до стандартної (*q* → 0), якщо *T*₀ → ∞ (постійні

Існують два крайніх випадки у р-ні (10). Функція світності прямує до стандартної ($q \rightarrow 0$), якщо $T_0 \rightarrow \infty$ (постійні світності), або $p \rightarrow \infty$ ($f(T) = \Theta(T_0 - T)$, де $\Theta - функція Хевісайда)$. Перший член у дужках р-ня (10) прямує до 0 ($q \rightarrow \infty$), якщо $T_0 \rightarrow 0$ (монотонне падіння без плато) або $p \rightarrow 0$ (дуже повільне падіння). Для функції світності в На отримано $p \approx 0.65$ (млн років)⁻¹ та $q \approx 0.5$ [21]. Для функцій світностей в *FUV* та *NUV* діапазонах величини $q \in більшими$, а p – меншими. Тому для галактик з активним зореутворенням слід очікувати відмінності початкової та усередненої за часом функцій світності, отриманих за спостереженнями в На, *FUV* та *NUV* діапазонах.

~ 18 ~

Функція світності для випадку, коли розподіл початкових світностей подано функцією Шехтера. У роботі [21] для галактик з активним зореутворенням розглянуто як спостережну, так і початкову ФС. Величини *L*₀ було обчислено зі спостережних значень *L* і віку спалаху *T* з використанням р-нь (1) та (9). Початкова ФС суттєво відрізняється від функції Шехтера, тому що є надлишок галактик великої світності. Проаналізуємо детальніше можливість представлення ФС функцією Шехтера.

Припустимо, що ФС описується аутентичною функцією Шехтера. Обчислимо відповідну спостережну ФС і порівняємо її з ФС для вибірки галактик. Більш реальним є порівняння тих ФС, які прогнозуються та спостерігаються. Ми застосуємо чисто статистичне наближення, ігноруючи той факт, що індивідуальні галактики мають свої *T*, тому похибки визначення *T* не впливатимуть на результат. Приймаємо функцію Шехтера у якості першого наближення початкової ФС і обчислюємо спостережну ФС. У цьому випадку:

$$\eta(L_{0}) \propto (L_{0} / L^{*})^{u} \exp(-L_{0} / L^{*}).$$
(12)

Параметри α та L^* визначаються з форми цієї функції. Нахил у площині (Іп $\eta(L_0)$, Іп L_0) є параметром α для випадку $L_0 << L^*$ і швидко змінюється, коли $L_0 \approx L^*$. Зробимо заміну $u = L/L_0^*$ та підставимо (12) в (10). Інтеграл у (10) стає неповною гама-функцією [3].

$$\Gamma(\alpha+1,u) = \int_{u}^{\infty} x^{\alpha} e^{-x} dx.$$
(13)

Константа С визначається умовою (8). Відповідний інтеграл (8) є гама-функцією. Обчислимо інтеграл неповної гама-функції за допомогою [3]

$$\int x^{b-1} \Gamma(a, x) dx = b^{-1}(x^{b} \Gamma(a, x) - \Gamma(a + b, x))$$
(14)

та отримаємо остаточний вираз для розподілу (10) з урахуванням умови (12):

$$n(L) = \frac{u^{\alpha+\beta/2}e^{-\alpha} + qu^{\alpha+2}(\alpha+1,u)}{L^*(1+2q/3)\Gamma(\alpha+5/2)}, \quad u = L/L^*.$$
(15)

У р-ні (15) є три параметри: *q*, α та *L**. З (14) можна отримати вираз для обчислення різних параметрів розподілу, зокрема, середнього, яке, як видно, зменшується з ростом *q*:

$$\langle L \rangle = \frac{3}{5} L^* \left(\alpha + \frac{5}{2} \right) \frac{5 + 2q}{3 + 2q}.$$
 (16)

Фітування даних розподілом (15). У роботі [21] для вибірки $N = 795 \ LCGs$ отримано значення параметрів розподілу $T_0 = 3.2$ млн років, p = 0.65 (млн років)⁻¹, тому q = 0.48. Значення α та L^* отримуємо методом максимальної правдоподібності (maximum likelihood method, ММП) [12, 14]. Для цього треба визначити саме такі параметри q, α та L^* , при яких функція U досягне максимуму:

$$U = \sum_{i=1}^{N} \log(n(L_i | \alpha, L^*, q)), \quad \text{de} \quad n(L_i | \alpha, L^*, q) \quad \text{3 (15)}.$$
(17)

При *q* = 0.48 ми отримаємо величини α = -0.88 ± 0.07 та *L** = (8.5 ± 0.5)×10⁴¹ ерг·с⁻¹ при 68 % рівні достовірності. На рис.1 приведено межі 1σ-, 2σ- та 3σ- довірчих областей величин α та *L**. На рис. 2 приведено розподіл (15) з параметрами, визначеними ММП, а також розподіл двох окремих доданків.

Окремо було проаналізовано підвибірку галактик $N = 691 \ LCGs$ [21] з одним (а не декількома) осередком зореутворення. На рис. 1 пунктирною лінією приведено межі 1 σ -, 2 σ - та 3 σ - довірчих областей величин α та L^* . Для ціїє підвибірки оптимальними є параметри $\alpha = -0.81 \pm 0.07$ та $L^* = (8.0 \pm 0.5) \times 10^{41}$ ерг с⁻¹. Для повної вибірки та підвибірки галактик з одним осередком зореутворення 1 σ - довірчі області суттєво перекриваються.

Ми можемо за допомогою методу ММП визначити параметри (15) і без використання р-ня (11), але деякі властивості цього розподілу не дозволяють зробити це безпосередньо. Причини цього стають зрозумілими, якщо проаналізувати згенерований імітаційний каталог з функцією світності, яка описується р-ням (15), та з параметрами, як на рис. 2, а саме q = 0.48, $\alpha = -0.88$ та $L^* = 8.5 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹. Ця функція схожа до функції світності вибірки. Ми генеруємо імітаційний каталог з N = 799 *LCGs*, використовуючи квантілі розподілу, та з (15) обчислюємо L_i для всіх галактик з названими параметрами:

$$i / 800 = \int_0^{L_1} n(L) dL.$$
 (18)

Цей імітаційний каталог в подальшому буде використано для вивчення впливу на ФС похибок вимірювань потоків випромінювання.

З використанням ММП отримаємо q = 2.00, $\alpha = -0.51$ та $L^* = 8.08 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, які сильно відрізняються від параметрів q = 0.48, $\alpha = -0.88$ та $L^* = 8.5 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, які були використані для створення імітаційного каталогу. З іншого боку, величини максимально імовірних U (р-ня (17)) для цих двох наборів параметрів відрізняються менше, ніж на 0.1, або в межах похибки 1 о. Імовірно, що початковий розподіл був дещо спотворений дискретизацією та округленням світностей імітаційного каталогу. І все ж, використовуючи ММП нам не вдалося реконструювати початковий набір параметрів. Але це не є проблемою ММП, це проблема саме розподілу (15). На рис. 2 ми також приводимо графік функції (15) з набором параметрів, що відповідають максимуму правдоподібності U. Обидва розподіли співпадають, незважаючи на те, що вони характеризуються суттєво різними наборами параметрів. Природньо, що це приводить до складної форми довірчої області з похибкю 1 о у тривимірному просторі параметрів, і до сильної кореляції між параметрами. Відмінності величин $q \in особливо суттєвими. Маргінальні помилки цих параметрів, отриманих з ортогональної проекції на площину (<math>L^*$, α) є також великими. Тому використання ММП для отримання параметрів р-ня (15) є практично безкорисним. Але, якщо зафіксувати величину q, то за допомогою ММП можна досить коректно отримати значення двох інших параметрів. Наприклад, якщо q з р-ня (11) зафіксувати, то отримаємо параметри $\alpha = -0.86$ та $L^* = 8.4 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, які гарно узгоджуються

19

з початковими величинами, вибраними при побудові імітаційного каталогу. Надалі, ми будемо застосовувати ММП при фіксованому параметрі *д.*

Ми використали тест χ^2 Пірсона для оцінки подібності розподілів $L(H\alpha)$ та визначеного з (15) з фіксованим параметром q та α і L^* , встановленими за допомогою ММП. Було отримано величину χ^2 = 37.4 з 8 спупенями свободи (сс) для всієї вибірки з q (р-ня (11)). Для підвибірки галактик винятково з одним осередком зореутворення отримано χ^2 = 33.3 (з 8 сс). Ці досить високі величини χ^2 означають, що імовірность того, що розподіл функцій світності двох розглянутих виборок галактик може бути описаним р-ням (15) з прийнятими параметрами, менша від 1 %. І це відбувається, в першу чергу, за рахунок надлишку галактик зі світністю $L(H\alpha) > 5 \times 10^{42}$ ерг с⁻¹ та деякого дефіциту галактик зі світностями (1.5....2) × 10⁴² ерг с⁻¹.

Ми порівняли ці χ^2 з відповідними величинами стандартного гама-розподілу, що відповідає випадку q = 0. Ця густина імовірності часто використовується, зокрема Шехтером [27]. Як і раніше, величини α та L^* отримано за допомогою ММП. Умова максимуму для імовірності р-ня (17) з q = 0 задовільняє відношення:

$$\ln(2.5+\alpha) - \psi(2.5+\alpha) = \ln\langle L \rangle - \langle \ln L \rangle, \quad L^* = \frac{\langle L \rangle}{2.5+\alpha}.$$
(19)

$$L^* = \frac{\langle L \rangle}{2.5 + \alpha}.$$
 (20)

Тут ψ – це дигама-функція, або логарифмічна похідна від гама-функції, решта позначень – традиційні. Ці рівняння є добре відомими, вони використовувались у роботах [1, 11].

Для всієї вибірки та підвибірки галактик з одиничними осередками зореутворення отримано параметри: $\alpha = -1.04$ та $L^* = 8.5 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹ і $\alpha = -0.96$ та $L^* = 8.0 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, відповідно; з відповідними значеннями $\chi^2 = 42.2$ та $\chi^2 = 38.9$. Таким чином, якщо брати до уваги еволюцію світності галактик (р-ня (1), (9)), то використовуючи ММП ми отримуємо приблизно однакові значення L^* , але нижчі значення α . Значення параметру α для розподілу (15) з р-ням (11) перевищують α для функції Шехтера (р-ня (12)) на 2.3 σ та 2.1 σ для всієї вибірки та підвибірки з одиничними осередками зореутворення, відповідно. Підсумовуючи, констатуємо, що нехтуючи врахуванням еволюції світності галактик, ми суттєво переоцінюємо величину α .

Приймаючи значення параметру q, які встановлено для всієї вибірки і які є вищими, аніж визначені з р-ня (11), за допомогою ММП отримуємо $\alpha = -0.77, -0.69, -0.63, -0.42, -0.39$; та $L^* = (8.57, 8.59, 8.63, 9.16, 9.70) \times 10^{41}$ ерг с⁻¹ та $\chi^2 = 34.0, 32.7, 31.7, 27.8, 27.2$ для q = 1, 1.5, 2, 10, 100, відповідно. Графіки розподілу цих наборів параметрів є дуже схожими, в той час як параметр L^* зростає з ростом q. Коли q зростає, то на графіку максимум стає дещо вищим та вужчим. Відповідно χ^2 дещо падає. Величина χ^2 сягає мінімуму при $q = \infty$. Для підвибірки галактик з одиничними осередками зореутворення імовірність сягає максимуму при $q = \infty$ з параметрами $\alpha = -0.26$ та $L^* = 9.1 \times 10^{41}$ ерг с⁻¹, відповідне значення $\chi^2 = 25.2$.

Для 8 ступенів свободи значення $\chi^2 = 20.09$ відповідає 1 % імовірності, що розподіл може бути апроксимований функцією (15). Таким чином, відповідно до χ^2 тесту, розподіл (15) не кращим чином апроксимує ФС. Це відбувається з причини надлишку галактик з високою світністю. Повна вибірка включає 27 галактик з $L(H\alpha) > 4.5 \times 10^{42}$ ерг с⁻¹. У той же час, згідно розподілу (15) з параметрами α та L^* , які визначено за допомогою ММП, їх має бути 10.4, 11.2, 12.4 та 13.0, якщо q = 0, 0.48, 2 та ∞ , відповідно.

Таким чином, припущення, що початкова функція світності нашої вибірки галактик описується гама-розподілом, є хибним з імовірністю 99 %. Але проведений розгляд цього випадку є корисним. Він ілюструє відмінність початкової та спостережної функцій світності і той факт, що величину χ^2 можна зменшити на 11 % та 36 %, приймаючи розподіл (15) з величиною *q* з р-ня (11) та в загальному випадку, відповідно. Це припущення спрощує порівняння параметрів функцій світності для різних вибірок. Наприклад, величини, отримані для вибірки *LCGs* та вибірки 147,986 галактик з SDSS [4], гарно узгоджуються між собою. Зазначимо, що гама-розподіл часто використовується для апроксимації функцій світності, але тест χ^2 рідко застосовують для перевірки якості такої апроксимації Більше того, гама-розподіл де-факто прийнято стандартним розподілом при вивченні функцій світності.

Вплив похибок вимірювання потоків випромінювання на ΦС. Як було показано, для *LCGs* галактик розподіл (15) незадовільно відтворює реальну функцію світності. І все ж, ми приймемо розподіл (15) для вивчення параметрів функції світності у *FUV* та *NUV* континуумі. Зазначимо, що потоки випромінювання в УФ діапазоні виміряно менш точно, ніж у емісійній лінії Нα. Таким чином, оцінимо вплив похибок вимірювання потоків випромінювання на ФС.

Спочатку розглянемо вплив похибок вимірювання потоків на масиві імітаційних каталогів. Для цього, додавши "додатковий шум" (випадкову похибку) до даних імітаційних каталогів (р-ня (18)), застосуємо методи моделювання Монте Карло та ММП. Додамо "шум" наступним чином

$$L_i^{\text{noised}} = L_i (1 + s\zeta_i) \,. \tag{21}$$

Тут *L_i* – світності з імітаційного каталогу (р-ня (18)). Рівень шуму *s* – максимальна відносна похибка отриманої вибірки, *ζ_i* – випадкова величина, яка розподілена нормально з нульовим середнім та одиничним відхиленням (одиничною дисперсією). Ми використовуємо імітаційні каталоги з "шумом", для яких *s* ≤ 50 %, тому всі *ζ_i* з | *ζ_i* | ≥ 2 ми відкидаємо, щоб виконати умову *L_i*(noised) ≥ 0. Використавши інший набір величин *ξ_i*, ми отримаємо інший імітаційний каталог з заздалегідь заданим рівнем відносної похибки *s*.

Розглянемо вплив відносної похибки *s* на параметри розподілу. Створимо 1000 імітаційних каталогів з рівнем s = 10 %, s = 20 %, s = 30 %, s = 40 % та s = 50 %. На рис. 3. приведено розподіл середнього числа галактик у інтервалі світності шириною $5 \times 10^{41} \text{ ерг c}^{-1}$. Всі суміжні колонки з різною щільністю сірого кольору відповідають одному і тому ж інтервалу світності, але різним значенням *s*. Колонки чорного кольору відповідають розподілу без "шуму" (*s* = 0); темно-сірі, світло-сірі та світлі колонки відповідають розподілам з *s* = 10 %, *s* = 30 % та *s* = 50 %,

відповідно. З рис. З. видно, що додавання "шуму" спотворює розподіл. Як максимальна висота, так і максимальний градієнт (по модулю) зростають зі збільшенням s.

Зафіксувавши значення q, з використанням ММП знайдемо параметри L^* та α . Вони різні для різних імітаційних каталогів з "шумом", але варіації незначні. Типові величини $L^* - 8.4 \times 10^{41}$ ерг с⁻¹, 8.6×10^{41} ерг с⁻¹, 9.1×10^{41} ерг с⁻¹, 9.9×10^{41} ерг с⁻¹ та 11.4×10^{41} ерг с⁻¹; а типовими величинами $\alpha \in -0.87$, -0.92, -1.0, -1.13, -1.32 для s = 0.1, s = 0.2, s = 0.3, s = 0.4 та s = 0.5, відповідно. У всіх випадках ми отримали, що врахування похибки вимірювань приводить до переоцінки величини L^* та недооцінки величини α .

Порівняємо за допомогою χ^2 методу функції світності імітаційних каталогів з "шумом" та початковий розподіл без "шуму". Розіб'ємо світності на 9 інтервалів шириною 5×10⁴¹ ерг·с⁻¹ кожен та порівняємо число галактик у кожному інтервалі з повним числом галактик з $L > 4.5 \times 10^{42}$ ерг·с⁻¹. Отримаємо $\chi^2 = 0.09$, 1.0, 4.9, 15.2, 35.5 для s = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, відповідно. Відмінності між розподілами з $s \le 0.2$ є статистично незначущими з вірогідністю понад 99 %, незалежно від вибору кількості ступеней свободи в діапазоні від 7 до 10. Ймовірність відмінностей розглянутих розподілів у випадку s = 0.3 та s = 0.4 становить 20 % та 95 %, відповідно.

Ми не можемо знати початкового не збуреного розподілу для реальних спостережень. Ми можемо лише апроксимувати розподіл, спотворений похибками вимірювання потоків випромінювання, р-ням (15) за умови (11), потім застосувавши ММП знайти набір параметрів L^* та α , і перевірити відповідність цих двох розподілів методом χ^2 . Ми отримали $\chi^2 = 0.5$ (число ступенів свободи рівне 8) для s = 0.2 і $\chi^2 \le 2.3$ для s = 0.3, s = 0.4 та s = 0.5. Відмінність між розподілами є статистично незначущею з імовірністю понад 97 %. Значить, похибка вимірювань потоків випромінювання приводить в основному до змін величин L^* та α , але не впливає на величину χ^2 .

Таким чином, наявність похибки у вимірюваннях потоків випромінювання не може пояснити надлишок галактик з найбільш високою світністю. Однак, врахування похибки вимірювань приводить до переоцінки величини *L** та недооцінки величини *α*.

Функції світності у FUV та NUV діапазонах. У роботі [21] було проведено ототожнення LCGs з джерелами випромінювання в УФ діапазоні за даними місії GALEX. Результати цієї роботи було використано для дослідження функцій світності LCGs за їх випромінюванням у далекому (FUV) та близькому (NUV) УФ діапазонах. Було проведено дослідження вибірок галактик, для яких відносна похибка вимірювань потоків випромінювання в УФ діапазоні \leq 50 %. Було також розглянуто підвибірки галактик з відносними похибками вимірювань потоків \leq 30 %, ≤ 20 %, ≤ 10 %, а також підвибірки з одиничними осередками зореутворення. Параметри L* та α розподілів вибірки та підвибірок галактик було отримано з застосуваннями ММП методу, та використанням р-ня (15) за умови (11). Для обчислення параметра q (р-ня (11)) було використано значення параметра p з робіт [21, 22]. Було отримано, що тренд зміни параметрів L^* та α для різних значень відносної похибки вимірювань потоків випромінювання є схожим до того, який було виявлено при розгляді у попередньому розділі. Так для підвибірки галактик, у яких відносна похибка вимірювань потоків випромінювання в УФ діапазоні ≤ 50 % отримано, що величини L* є дещо переоціненою, а параметр *α* – недооцінений. Найбільш надійний результат отримано для підвибірок з відносною похибкою ≤ 30 % та < 20 %. Для повної вибірки та підвибірки з одиничним осередком зореутворення отримано практично однаковий параметр α, але нижчі значення L* для підвибірки з одиничним осередком зореутворення. Якщо отриманий розподіл порівнювати з розподілом (15), то застосувавши метод χ^2 отримаємо, що існує надлишок найбільш світних галактик. Зроблено висновок, що початкові функції світності, отримані за випромінюванням розглянутих вибірок галактик в УФ діапазоні, відрізняються від функції Шехтера (р-ня(12)).

Було проведено обчислення параметрів функції Шехтера з q = 0. Для підвибірки галактик з одиничним осередком зореутворення та відносною похибкою вимірювання потоків ≤ 20 % отримано: $\alpha = -1.43 \pm 0.06$, $L^* = (4.7 \pm 0.4) \times 10^{28}$ ерг·с⁻¹Гц⁻¹ та $\alpha = -1.52 \pm 0.06$, $L^* = (7.3 \pm 0.6) \times 10^{28}$ ерг·с⁻¹Гц⁻¹ для *FUV* та *NUV*, відповідно. Величина параметра α для випромінювання у емісійній лінії Н α , обчислена зі значенням q = 0, на 0.16 менша, ніж величина, отримана з р-ня (11).

Порівнюючи параметр α, обчислений для випромінювання у різних діапазонах, ми отримали α(Hα) > α(FUV) > α(NUV). Це можна пояснити тим, що у випромінювання у різних діапазонах електромагнітного спектра основний внесок роблять зорі різних мас. Випромінювання у емісійній лінії Hα в основному забезпечують найбільш масивні зорі *O*- класу. А випромінювання у *FUV* та *NUV* континуумі забезпечують зорі *A*- та *B*- класів.

З іншого боку, є свідчення, що для різних діапазонів випромінювання величини *L** пов'язані між собою. Так, у випадку вибірки *LCGs*, куди увійшли галактики з сильним молодим спалахом зореутворення, однакові тренди у р-ні (9) наводять на думку, що випромінювання в емісійній лінії Hα, *FUV* та *NUV* континуумі забезпечується одним і тим же зоряним населенням, а саме – молодим [21].

Для порівняння *L**(Hα), *L**(*FUV*) та *L**(*NUV*) використаємо калібрування для швидкості зореутворення (*SFRs*), усередненої за певний час, та для різних індексів зореутворення, згідно роботи [17]:

$$SFR = k \times L. \tag{22}$$

При обчисленнях ми приймали $k = 7.9 \times 10^{-42}$ для випромінювання у лінії На, $k = 1.4 \times 10^{-28}$ для *FUV* та *NUV*, які запропоновано у [17] для моделі перманентного зореутворення, з сонячним вмістом важких елементів та степеневої (з показником 2.35, граничними значеннями мас зір, що утворюються, 0.1 та 100 M_☉) початкової функції мас [25]. Світності *L*(Ha) та *L*(*FUV*), *L*(*NUV*) вимірюються у одиницях ерг·c⁻¹ та ерг·c⁻¹Гц⁻¹, відповідно, а *SFR* – M_☉piк⁻¹. Використовуючи (22), ми трансформували *L** у *SFR**(Ha), *SFR**(*FUV*) та *SFR**(*NUV*), та отримали значення 6.7 ± 0.4 M_☉pik⁻¹, 6.7 ± 0.5 M_☉pik⁻¹ та 10.7 ± 0.9 M_☉pik⁻¹, відповідно.







Рис. 2. Розподіл (15) з двома наборами параметрів, визначених ММП: *q* = 0.48, α = -0.88 та *L** =6.7×10⁴¹ ерг·с⁻¹(темні лінії) та *q* = 2.00, α = -0.51 та *L** = 6.38×10⁴¹ ерг·с⁻¹ (товсті сірі лінії). Суцільні лінії відповідають розподілу (15), а пунктирні лініі з довгими та короткими штрихами – першому та другому доданку у розподілі (15), відповідно





Обговорення результатів. Функції світності, які отримано зі спостережень випромінювання галактик з активним зореутворенням у лінії Ηα, *FUV* та *NUV* континуумі, суттєво відрізняються від функції Шехтера. Було розглянуто фактори, які мають вплив на ФС: еволюція світності галактики після спалаху зореутворення та похибки вимірювання потоків випромінювання. Було показано, що у разі, коли початкова функція світності є функцією Шехтера, і враховано вплив розглянутих факторів, ми все одно не можемо пояснити деталі спостережної ФС.

Отримано, що величина χ^2 при порівнянні ФС з функцією Шехтера зменшується на 11–36 %, якщо враховувати еволюцію світності галактики згідно р-ня (1). Але цей результат не витримує перевірки тестом χ^2 з високим рівнем статистичної значущості. Такий же результат було отримано для початкової функції світності вибірки 795 *LCGs* у роботі [21].

Методом моделювання Монте-Карло було показано, що врахування похибок у вимірюванні потоків випромінювання в УФ континуумі приводить до переоцінки величини *L** та недооцінки величини *α*, але не впливає на результат порівняння спостережної ФС та функції Шехтера. Крім того, у випадку дослідження випромінювання у лінії Нα, де вимірювання потоків є більш точним, ми також отримуємо, що функції світності відрізняються від функцій Шехтера.

Таким чином, ні врахування еволюції світності галактик, ні врахування впливу похибок вимірювання потоків випромінювання, не змінюють характеру представлення спостережних функцій світності – вони не можуть бути апроксимовані функцією Шехтера, якщо початкова функція світності описується нею. Це приводить до висновку, що ні початкова, ні спостережна На, FUV та NUV функції світності не відтворюються функцією Шехтера. Функцію світності типу функції Шехтера, остання базується на розподілі Пуасона, можна очікувати, якщо ймовірність зореутворення у двох сусідніх близьких областях галактик не залежить одна від одної. Те, що ми отримали протилежний результат – відхилення наших функцій світності від функції Шехтера, – може вказувати на скорельованість процесів зореутворення у близьких сусідних областях галактики. Надлишок галактик з високими світностями, ймовірно, можна віднести за рахунок поширення зореутворення на сусідні області галактики, яке простимульоване спалахом зореутворення у певному осередку.

Надлишок LCGs галактик на яскравому кінці розподілу відповідає світностям $L(H\alpha) > 5 \times 10^{42} \text{ ерг c}^{-1}$. Для LCGs галактик це – типова світність сильного спалаху зореутворення з відповідною швидкістю *SFR* ≥ 40 М_☉рік⁻¹ (р-ня (22)). Для цього випадку зі співвідношення SFR/m ≈ 1.95×10⁻⁷, отриманого у роботі [22], було отримано, що типові маси молодого зоряного населення становлять m > 2×10⁸ M_☉.

Таким чином, спалахи зореутворення, які породжують молоде зоряне населення з масами принаймі 2×10° М_о, відбуваються більш часто, ніж це передбачає функція Шехтера. Імовірно, це можна пояснити поширенням процесу зореутворення на сусідні оточуючі регіони, що призводить до "підсилення" світності, яка спостерігається, і, відповідно, до надлишку галактик з високими світностями, якщо порівнювати з тим самим випадком без "стимульованого" зореутворення.

Список використаних джерел

1. Видимые величины и диаграмма Талли-Фишера для FGC галактик / Ю.Н. Кудря, В.Е. Караченцева, И.Д. Караченцев, С.Л. Парновський // Письма в Астрон. журн., 1997. – Вып. 23, № 10. – С. 730–735.

2. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey / K.N. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Aqueros et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser., 2009. - Vol. 182. - P. 543-558.

3. Bateman H. Higher transcendental functions / Bateman H., Erdélyi A. – N.Y. ; Toronto, London : McGraw-Hill, 1953.

4. The Galaxy Luminosity Function and Luminosity Density at Redshift z = 0.1 / M. R. Blanton, D. W. Hogg, N. A. Bahcall et al. // Astrophys. J., 2003. – Vol. 592. – P. 819–838.

5. The bright end of the galaxy luminosity function at z~=7: before the onset of mass quenching? / R. A. A. Bowler, J. S. Dunlop, R. J. McLure et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2014. – Vol. 440. – Iss. 3. – P. 2810–2842.

6. Calzetti D. Star formation rate indicators / D. Calzetti // preprint arXiv:1208.2997v1.

7. Galaxy Zoo Green Peas: discovery of a class of compact extremely star-forming galaxies / C. Cardamone, K. Schawinski, M. Sarzi et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2009. - Vol. 399. - P. 1191-1205.

8. Cardelli J. A. The relation between infrared, optical and ultraviolet extinction / J. A. Cardelli, G.C. Clayton, J.S. Mathis // Astrophys. J., 1989. - Vol. 345. – P. 245–256.

9. Condon J. J. Radio Sources and Star Formation in the Local Universe / J. J.Condon, W. D. Cotton, J. J. Broderick // Astron. J., 2002. - Vol. 124. - Iss. 2. - P. 675-689.

10. The WiggleZ Dark Energy Survey: survey design and first data release / M. J. Drinkwater, R. J. Jurek, C. Blake. et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2010. – Vol. 401. – Iss. 3. – P. 1429–1452.

11. Efstathiou G. Analysis of a complete galaxy redshift survey. II - The field-galaxy luminosity function / G. Efstathiou, R. S. Ellis, B. A. Peterson // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1988. - Vol. 232. - P. 431-461.

12. Fisher R.A. Statistical methods for research workers / R. A. Fisher R.A. - London : Oliver and Boyd, 1950. - 80 p. 13. The Current Star Formation Rate of the Local Universe / J. Gallego, J. Zamorano, A. Aragon-Salamanca, M. Rego // Astrophys. J. Lett., 1995.

- Vol. 455. - P. L1.

14. Hudson, D. J. Statistics Lectures on Elementary Statistics and Probability / D. J. Hudson. – Geneva : CERN, 1964. 15. Izotov Y. I. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission-line Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey / Y. I. Izotov, N.G. Guseva, T.X. Thuan // Astrophys. J., 2011. - Vol. 728. - P. 161-177.

16. The WiggleZ Dark Energy Survey: star formation in UV-luminous galaxies from their luminosity functions / R. J. Jurek, M.J. Drinkwater, K. Pimbblet et al // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., - 2013. - Vol. 434. - Iss. 1. - P. 257-281.

17. Kennicutt R. C. Jr. Star Formation in Galaxies along the Hubble Sequence / R. C. Jr. Kennicutt // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1998. – Vol. 36. – P. 189–232. 18. Studies of IRAS sources at high galactic latitudes. II – Results from a redshift survey at B greater than 60 deg: Distribution in depth, luminosity function, and physical nature of IRAS galaxies / A. Lawrence, D. Walker, M. Rowan-Robinson et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1986. – Vol. 219. – P. 687–701.

19. The Halpha Luminosity Function and Star Formation Rate Volume Density at z = 0.8 from the NEWFIRM Halpha Survey / C. Ly, J. C. Lee, D. A. Dale et al. // Astrophys. J., 2011. - Vol. 726. - Iss. 2. - Article id. 109, 19 pp.

20. *Machalski*, J. 1.4 GHz luminosity function of galaxies in the Las Campanas redshift survey and its evolution / J. Machalski & W. Godlowski // Astron. Astrophys., 2000. – Vol. 360. – P. 463–471.

21. Parnovsky S. L. Hα and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies / S. L. Parnovsky, I.Yu. Izotova, Y.I. Izotov // Astrophysics and Space Science, 2013. - N 343. - P. 361-376.

22. Parnovsky S.L. A technique for estimation of starburst masses and ages in luminous compact galaxies / S.L. Parnovsky, I.Yu. Izotova // Astrophysics and Space Science, 2013. - Vol. 348. - P. 199-209.

23. Salim S. Star Formation Rate Distributions: Inadequacy of the Schechter Function / S. Salim, J. C. Lee // Astrophys. J., 2012. - Vol. 758. - Iss. 2. - Article id. 134. UN Star Formation Rates in the Local Universe / S. Salim, R. M. Rich, S. Charlot et al. // Astrophys. J. Supp.Ser., 2007. – Vol. 173. – Iss. 2. – P. 267–292.
 Salpeter E. E. The Luminosity Function and Stellar Evolution / E.E. Salpeter // Astrophys. J., 1955. – Vol. 121. – P. 161.

26. The 60-micron and far-infrared luminosity functions of IRAS galaxies / W. Saunders, M. Rowan-Robinson, A. Lawrence et al. // Mon. Not. Roy. Astron.

Soc., 1990. - Vol. 242. - P. 318-337.

 Schechter P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies / P. Schechter // Astrophys. J., 1976. – Vol. 203. – P. 297.
 Takeuchi T. T. The Luminosity Function of IRAS Point Source Catalog Redshift Survey Galaxies / T. T. Takeuchi, K. Yoshikawa, T. T. Ishii // Astrophys. J., 2003. Vol. 587. - Iss. 2. - P. L89-L92.

29. The radio luminosity function from the low-frequency 3CRR, 6CE and 7CRS complete samples / C. J. Willott, S. Rawlings, K. L. Blundell et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2001. - Vol. 322. - Iss. 3. - P. 536-552.

30. The Ultraviolet Galaxy Luminosity Function in the Local Universe from GALEX Data / T. K. Wyder, M. A. Treyer, B. Milliard et al. // Astrophys. J., 2005. – Vol. 619. – Iss. 1. – P. L15–L18.

Надійшла до редколегії 06.11.14

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук, И. Изотова, канд. физ.-мат. наук,

КНУ им. Тараса Шевченко. Киев

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕМ

На основе данных об излучении выборки около 800 галактик с активным звездообразованием в рекомбинационной линии Нα в зонах ионизованного водорода и ультрафиолетовом диапазоне рассмотрены функции светимости. Исследовано влияние на значение функции светимости точности измерения потоков излучения галактик, в частности, в ультрафиолетовом диапазоне, и вариаций светимости галактик в течение около 10 млн лет после вспышки звездообразования. Показано, что функции светимости галактик с активным звездообразованием в рекомбинационной линии Нα и ультрафиолетовом диапазоне не могут быть представлены функцией Шехтера и их различие не может быть объяснено за счет учета исследованных факторов влияния.

LUMINOSITY FUNCTIONS OF STARBURST GALAXIES

For the sample of about 800 starburst galaxies the luminosity functions are considered based on the data of luminosities of galaxies in the recombination Ha emission line in the regions of ionised hydrogen and the ultraviolet range. We find the luminosity function parameters for the starburst galaxies with Ha and ultraviolet luminosities and show that they differ from the Schechter function. Both the measurement errors of emission fluxes and the galaxy luminosity evolution on a time scale of a few million years after a starburst are discussed as plausible factors which have influence on the luminosity functions. We show that both effects cannot explain deviations of the observed luminosity functions from the Schechter function in its entirety.

УДК 523.9

М. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

СОНЯЧНА КОРОНА ПІД ЧАС ПОВНОГО СОНЯЧНОГО ЗАТЕМНЕННЯ 1 СЕРПНЯ 2008 р. І ПОЛЯРНІ МАГНІТНІ ПОЛЯ СОНЦЯ

Сонячна корона, спостережена під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р., порівнюється з модельною конфігурацією "відкритих" магнітних силових ліній у короні. Магнітне поле у короні розраховувалося в рамках потенціальної класичної моделі з різними за величиною поправками полярного магнітного поля. Найкраще узгодження між спостереженою і модельною структурами корони знайдено при поправці полярного поля близько 600хсов⁸(θ) мкТл. Зроблено висновок, що напруженість магнітного поля Сонця під час даного затемнення в обох приполярних областях становила на фотосферному рівні 650–700 мкТл, а на відстані 2.5 сонячних радіуси – 13–14 мкТл.

Вступ. Загальновідомо, що форма, структура і яскравість сонячної корони змінюється із сонячним циклом від "мінімальної" корони, що характеризується двома яскравими променями-стрімерами, орієнтованими вздовж екватора, до "максимальної" корони із великою кількістю орієнтованих по всьому лімбу переважно радіальних яскравих променів [4, 8, 9, 11]. Структура і форма корони значною мірою визначаються велико-масштабними магнітними полями Сонця; поблизу мінімуму сонячної активності переважає вплив дипольної складової загального магнітного поля Сонця [4, 11]. Безпосередньо в короні величину магнітного поля виміряти важко, але його можна оцінити, виходячи з певних припущень (наприклад, про характер випромінювання в короні). Розрахувати магнітне поле в сонячній короні можна, зокрема, за допомогою потенціальної моделі [1, 2, 5–7], що базується на розкладі магнітного поля на сферичні гармоніки за відомими із наземних чи орбітальних магнітографічних спостережень напруженостями поля у фотосфері.

У роботі проведено детальний розрахунок магнітного поля у сонячній короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. в потенціальному класичному наближенні, виконано порівняння модельної і спостереженої структури корони, зроблено висновок про значення магнітного поля в полярних областях Сонця.

Спостережні дані і модель. Розрахунок магнітного поля в короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. проводився за формулами

$$B_{r} = \sum_{n=1}^{N} \sum_{m=0}^{n} \left[(n+1)(R/r)^{n+2} + n c_{n}(r/R_{s})^{n-1} \right] \times \left(g_{n}^{m} \cos m\varphi + h_{n}^{m} \sin m\varphi \right) \times P_{n}^{m} \left(\cos \theta \right)$$
(1)

$$B_{\theta} = -\sum_{n=1}^{N} \sum_{m=0}^{n} \left[(\mathbb{R} / r)^{n+2} + c_n (r / R_s)^{n-1} \right] \times \left(g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi \right) \times \frac{\partial P_n^m (\cos \theta)}{\partial \theta}$$
(2)

$$B_{\varphi} = \frac{1}{\sin\theta} \sum_{n=1}^{N} \sum_{m=0}^{n} \left[(\mathsf{R}/r)^{n+2} + \boldsymbol{c}_{n} (r/R_{s})^{n-1} \right] \times \left(h_{n}^{m} \cos m\varphi - \boldsymbol{g}_{n}^{m} \sin m\varphi \right) \times \boldsymbol{P}_{n}^{m} \left(\cos \theta \right)$$
(3)

Гармонічні коефіцієнти g_n^m і h_n^m були попередньо розраховані методом найменших квадратів за методикою, описаною у роботах [2, 5, 6]. Як нижні граничні умови потенціальної моделі були використані синоптичні спостережні фотосферні магнітографічні дані обсерваторії імені Джона Вілкокса (*http://wso.stanford.edu*), радіус поверхні джерела приймався рівним 2.5 сонячних радіуси, розрахунок проводився для 9 гармонік (N = 9). Приєднані поліноми Лежандра та їх похідні обчислювалися за рекурентними формулами (27)–(32) із роботи [7]. Розрахунки магнітного поля були проведені в класичному потенціальному наближенні, поправка за насичення магнітографа вводилася згідно з даними роботи [10] шляхом множення спостережних даних на 1.8. При розрахунках для пошуку найкращого узгодження спостереженої і модельної структури корони, також відповідно із висновками роботи [10], вводилася поправка полярного поля до спостережених синоптичних даних, яка задавалася формулою $B_1 = B_{\pm} \Pi \times \cos^8 \theta$, де $\Pi -$ поправка (від 0 до 1200 мкТл), знаки "+" і "—" – для $B_i > 0$ і $B_i < 0$ відповідно.

Зв'язок компоненти магнітного поля по променю зору *B*_{*i*} із компонентами у сферичній системі координат (*r*,θ,φ) задавався рівнянням (*B*₀ – геліоширота центру сонячного диска):

$$B_{\ell}(R,\theta,\phi) = B_{\ell}(R,\theta,\phi) \cdot (\cos B_{0} \cdot \sin \theta + \sin B_{0} \cdot \cos \theta) + B_{\ell}(R,\theta,\phi) \cdot (\cos B_{0} \cdot \cos \theta - \sin B_{0} \cdot \sin \theta).$$
(4)

Візуалізація силових ліній магнітного поля в короні здійснювалася за допомогою чисельного розв'язку рівняння силової лінії методом Рунге-Кутта другого або четвертого порядку. Інтегрування проводилося зверху вниз – від поверхні джерела до фотосфери. Початкові точки інтегрування "бралися" через 1-інтервал, безпосередньо на полюсах (щоб уникнути невизначеності внаслідок ділення на нуль) початкові точки інтегрування відповідали точкам ±0.5° від полюса. Таким чином були побудовані чи візуалізовані "відкриті" силові лінії магнітного поля.



Рис. 1. Модельна конфігурація відкритих магнітних силових ліній поблизу сонячного лімба у короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р., розрахована у потенціальному класичному наближенні з поправками полярного поля 0, 100, 200, 400, 600, 800, 1000 і 1200 ×cos⁸(θ) мкТл. Суцільні і штрихові лінії відповідають полям протилежної полярності, по осях – відстань від центра сонячного диска



Рис. 2. Суцільні лінії – широта магнітної нейтральної лінії на *E*- і *W*-лімбах на відстані 2.5 сонячних радіуси залежно від поправки полярного поля. Штрихові лінії – спостережена широта променів *C*, *D* і *E* корони на тій же відстані під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р.



Рис. 3. Зміна з широтою величини магнітного поля на фотосферному рівні (суцільна лінія) і на поверхні джерела (збільшене в 50 разів, штрихова лінія) для затемнення 1 серпня 2008 р. при різних значеннях поправки полярного поля. Магнітне поле усереднене по довготі

Результати. На рис. 1 показані розраховані конфігурації відкритих магнітних силових ліній поблизу сонячного лімба у короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. для різних поправок полярного поля. Північ зображено вгорі, східний лімб – зліва. Як можна бачити, північна півсфера, що має позитивну полярність магнітного поля, є протяжнішою від південної. Силові лінії негативної полярності, що "виходять" із Сонця, зображені суцільними лініями, а лінії позитивної полярності, що "входять" у Сонце, – штриховими лініями.

На західному лімбі модельна структура не дуже змінюється із зміною поправки полярного поля. На східному лімбі широта модельного стрімера у SE-квадранті суттєво змінюється залежно від поправки полярного поля. Рис. 2 ілюструє цю залежність. Тут широта магнітної нейтральної лінії на відстані 2.5 сонячних радіуса показана для обох лімбів суцільними лініями. Прямими штриховими лініями відображено видиму широту променів C, D і E на відстані 2.5 сонячних радіуса згідно із структурним рисунком корони 2008 р. у роботі [3]. Промінь С на східному лімбі добре ототожнюється із магнітною нейтральною лінією на поверхні джерела. Саме модельні положення і орієнтація променя С є найбільш чутливими до величини поправки полярного поля, що додається до спостережних магнітографічних даних при розрахунку коефіцієнтів сферичного гармонічного аналізу, і можуть, при порівнянні із спостережними даними, допомогти оцінити величину магнітного поля у приполярних областях Сонця. Проведений аналіз показує, що найкраще узгодження спостережних і модельних характеристик променя С відповідає величині поправки полярного поля 550-600 мкТл. Імовірно, обидва промені D і E на західному лімбі (див. рис. 3 у роботі [3]) пов'язані із магнітною нейтральною лінією на поверхні джерела, але, оскільки магнітна нейтральна лінія тут має більший нахил до площини екватора, ніж на східному лімбі, її зв'язок із цими променями не такий очевидний, як у випадку променя С.

Згідно з потенціальною моделлю, знаючи величини гармонічних сферичних коефіцієнтів, можна розрахувати величину магнітного поля в будь-якій точці сонячної атмосфери від фотосфери до поверхні джерела. Нами для оцінки величини магнітного поля в приполярних областях Сонця були розраховані значення компонент поля і його модуля на фотосферному рівні і в короні на відстані 2.5 сонячних радіуса для сітки 36 точок по широті і 72 точки по довготі і були побудовані залежності величини поля від широти. Рис. З ілюструє результати відповідного розрахунку для різних поправок полярного поля від 0 до 1200 мкТл щодо широтного розподілу величини магнітного поля, усередненого по довготі. Бачимо, що в загальних рисах усереднене по довготі магнітне поле на поверхні джерела повторює хід поля на фотосферному рівні, хоча і в більш згладженому вигляді. З цього рисунка випливає, що у полярних областях Сонця під час затемнення 2008 р. на фотосферному рівні напруженість магнітного поля складала близько 650-700 мкТл (6.5-7.0 Гс). У короні на відстані 2.5 сонячних радіусів напруженість магнітного поля в приполярних областях становила 13-14 мкТл, тобто була приблизно у 50 разів меншою, ніж на фотосферному рівні. У роботі [10] отримано, що у 1976 р., поблизу мінімуму 21-го сонячного циклу, величина магнітного поля на полюсах становила близько 10 Гс. Проведене в даній роботі дослідження вказує на те, що 1 серпня 2008 р., незадовго до мінімуму 24-го циклу, величина полярного магнітного поля становила близько 6–7 Гс. Це узгоджується із даними Сонячної обсерваторії імені Джона Вілкокса про значне зменшення напруженості приполярного поля від 21-го до 24-го циклу (http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif). У недавній роботі [12] відзначається, що зменшення величини полярного поля у мінімумі 24-го циклу супроводжується відповідним зменшенням величини міжпланетного магнітного поля, зменшенням площі полярних корональних дір і зменшенням потоку сонячного вітру із приполярних районів.

Список використаних джерел

1. Веселовский И.С. Визуализация магнитного поля Солнца по известным гармоническим коэффициентам разложения в потенциальном приближении / И.С. Веселовский, А.В. Иванов // Астрон. вестн., 2006. – Т. 40, № 5. – С. 470–475.

2. Пишкало Н.И. Расчет магнитного поля в солнечной короне во время полного солнечного затмения 1 августа 2008 г. в потенциальном приближении / Н.И. Пишкало // Кинематика и физика небес. тел, 2010. – Т. 26, № 3. – С. 15–33.

3. Пішкало М.І. Сонячна корона під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. / М.І.Пішкало, О.Р. Баранський // Кинематика и физика небес. тел. 2009. – Т. 25. № 6. – С. 474–481.

4. Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве ; под ред. проф. С.К. Всехсвятского. – К. : Изд-во Киев. ун-та, 1965. – 216 c.

5. Харшиладзе А.Ф. Сферический гармонический анализ магнитного поля Солнца / А.Ф. Харшиладзе, К.Г. Иванов // Геомагнетизм и аэрономия, 1994. – T. 34. № 4. – C. 22–27

6. Altschuler M.D. Magnetic fields and the structure of the solar corona / M.D. Altschuler, G. Jr. Newkirk // Solar Phys., 1969. - Vol. 9, N 1. - P. 131-149.

7. High resolution mapping of the magnetic field of the solar corona / M.D. Altschuler, R.H. Levine, M. Stix, J. Harvey // Solar Phys., 1977. - Vol. 51, N 2. - P. 345-375.

B. Loucif M. L. Solar cycle variations of coronal structures / M.L. Loucif, S. Koutchmy // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1989. – Vol. 77. – P. 45–66.
 Pishkalo M.I. Flattening index of the solar corona and the solar cycle / M.I. Pishkalo // Solar Physics, 2011. – Vol. 270. – Iss. 1. – P. 347–362.
 Svalgaard L. The strength of the Sun's polar field / L. Svalgaard, T.L.Jr. Duvall, P.M. Scherrer // Solar Phys., 1978. – Vol. 58, N 2. – P. 225–240.

11. Sýkora J. Connections between the white-light eclipse corona and magnetic fields over the solar cycle / J. Sýkora, O.G. Badalyan, V.N. Obridko // Solar Phys., 2003. - Vol. 212, N 2. - P. 301-318.

12. Wang Y.-M. On the weaking of the polar magnetic fields during solar cycle 23 / Y.-M. Wang, E. Robbrecht, N.R.Jr. Sneeley // Astrophys. J., 2009. – Vol. 707. – P. 1372–1386. Надійшла до редколегії 24.11.14

М. Пишкало, канд. физ.-мат. наук КНУ им. Тараса Шевченко, Киев

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА ВО ВРЕМЯ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1 АВГУСТА 2008 ГОДА И ПОЛЯРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЦА

Проведено сравнение солнечной короні, которая наблюдалась во время полного солнечного затмения 1 августа 2008 г., с моделью конфигурации "открытых" магнитных силовых линий в короне. Магнитное поле в солнечной короне рассчитано в классической (прямой видимости) подхода потенциального поля – поверхности исходной модели. Использована синоптическая данных фотосферы маенитного поля от обсерватории Уилкокс Солнечной в качестве низкой с граничным условием. В расчетах были использованы полярные поправки поля от 0 до 1200 мкТ и фактора насыщения 1,8. Поверхность-источник была расположена на расстоянии 2,5 радиуса Солнца. Наблюдаемые параметры корональных лучей (Pishkalo и Баранского, кинематика и физики небесных тел, 2009, 25, 315–318) сравнивались с моделируемыми. Наилучшее согласие наблюдаемых и моделируемых параметров найдено, когда расчет был сделан с учетом полярной коррекции поля около 600соѕ8 (θ) тсTesla. Пришли к выводу, что во время полного солнечного затмения 2008 г. напряженность магнитного поля в солнечных полюсах составляла в среднем 650–700 мкТ в фотосфере и до 13–14 мкТ на поверхности источника.

M. Pishkalo, Ph. D

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

SOLAR CORONA DURING THE TOTAL SOLAR ECLIPSE OF AUGUST 1, 2008 AND POLAR MAGNETIC FIELDS OF THE SUN

The solar corona observed during the total solar eclipse of August 1, 2008 was compared with model configuration of open magnetic lines in the solar corona started near the solar limb. Magnetic field in the solar corona was calculated in the classic (line-of-sight) approach of a potential field - source surface model. The synoptic data of photosphere magnetic field from the Wilcox Solar Observatory was used as low boundary condition. Polar field corrections 0 to 1200 microTesla and the saturation factor of 1.8 were used in calculations. The source surface was situated at the distance of 2.5 solar radii. Observed parameters of coronal rays from (Pishkalo and Baransky, Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2009, 25, 315–318) were compared with the modeled ones. The best agreement of observed and modeled parameters was found when the calculation were made with polar field correction of about $600 \times \cos^8(\theta)$ mcTesla. It was concluded that during the total solar eclipse of 2008 the strength of magnetic field at the solar poles was averaged to 650-700 microTesla at the photosphere and to 13–14 microTesla at the source surface.

УДК 524.7+524.8+530.12+531.5

В. Слюсар, інж. 1-ї категорії, В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф. КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

СТАТИСТИКА ГРАВІТАЦІЙНОГО МІКРОЛІНЗУВАННЯ ВІДДАЛЕНОГО ДЖЕРЕЛА СИСТЕМОЮ ПРОТЯЖНИХ ТА ТОЧКОВИХ МАС ЗА НАЯВНОСТІ ЗОВНІШНЬОГО ЗСУВУ

Побудовано автокореляційні функції кривих блиску в моделі мікролінзування віддаленого джерела стохастичною системою точкових мас (зорі) та протяжних мас (гіпотетичні згустки темної матерії, ТМ). Окрім ізольованих згустків ТМ розглянуто також суперпозиції точкових мас і згустків ТМ зі спільним центром. Автокореляційні функції згенеровано для декількох наборів параметрів, що характеризують відносну концентрацію точкових і протяжних мас поблизу променя зору та зовнішній зсув.

Ключові слова: позагалактичне гравітаційне мікролінзування, темна матерія.

1. Вступ. У сучасну епоху у середню космологічну густину маси найбільші внески дають темна енергія, що представлена космологічною сталою, та небаріонна темна матерія (ТМ) [4]. Більшість спостережних даних можна описати в рамках стандартної АСDM-моделі з холодною ТМ, хоча деякі дані свідчать про можливість існування "теплої" ТМ [6]. Числові симуляції [8, 9] в моделях з холодною ТМ передбачають, що гало, яке з неї складаються, кластеризуються в субгало менших розмірів, а ті в свою чергу мають свою субструктуру. В літературі розглядають досить широкий діапазон мас міні-гало, мінімальні маси яких оцінюють до 10⁻⁶ *M*₀ і навіть до 10⁻¹² *M*₀ із просторовими масштабами порядку і більше розмірів Сонячної системи [2, 3, 9]. Гравітаційне мікролінзування є одним з небагатьох інструментів, який дозволяє досліджувати наявність компактних та протяжних об'єктів усередині галактик (див., напр., [1, 10, 11]).

В даній роботі ми розглядаємо узагальнення моделі [11] гравітаційного мікролінзування стохастичною системою точкових мас та протяжних згустків, які моделюють ТМ, за наявності зовнішнього зсуву γ . В рамках запропонованої нижче простої моделі розмір згустка фіксовано параметром $\kappa \equiv R_c / R_E$, де R_c характеризує "розмір згустка", R_E – типовий радіус Ейнштейна. Частка згустків визначається їх оптичною глибиною σ_{cl} , при цьому загальна оптична глибина в системі σ_{tot} є сталою. Це дає змогу обчислити автокореляційні функції кривих підсилення, що фактично є автокореляційними функціями кривих блиску мікролінзованого джерела). Основні рівняння моделі подано в п. 2, опис алгоритму – в п. 3, результати та обговорення – у п. 4.

2. Основні співвідношення. У системі *N* точкових та центрально-симетричних протяжних мікролінз різних розмірів, на відміну від [11], ми допускаємо також суперпозиції точкових мас та згустків (з спільним центром). Відповідні рівняння гравітаційного мікролінзування мають вид:

$$y = \mathbf{A} x - \sum_{i=1}^{N} \frac{\alpha R_{E,i}^{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{i})}{\left|\mathbf{x} - \mathbf{x}_{i}\right|^{2}} - \sum_{i=1}^{N} \frac{(1 - \alpha) R_{E,i}^{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{i})}{\left|\mathbf{x} - \mathbf{x}_{i}\right|^{2} + R_{c,i}^{2}}, \quad 0 < \alpha < 1,$$
(1)

де $R_{c,i}$ – характерний розмір *i*-ї протяжної маси M_i , яка моделює згусток ТМ, \mathbf{x}_i – положення центру (згустка чи точкової маси), $R_{E,i} = \left[4GM_i D_{ds} / (c^2 D_d D_s) \right]^{1/2}$ – відповідний радіус кільця Ейнштейна, D_d , D_s , D_{ds} – відстань до площини лінзи, до джерела, та від лінзи до джерела відповідно; $\mathbf{A} = diag(1-\gamma, 1+\gamma) - 2 \times 2$ матриця зсуву. Кожен член суми в (1) описує внесок точкової маси αM_i та згустку з масою $(1-\alpha)M_i$ з тим самим положенням. При $\alpha = 1$ маємо звичайний випадок мікролінзування точковими масами. При $\alpha = 0$ мікролінза з $R_{c,i} \neq 0$ є протяжним об'єктом, при $0 < \alpha < 1$ та $R_{c,i} \neq 0$ маємо мінігало навколо відповідної точкової маси.

Далі для кожної реалізації поля мікролінз отримано карту коефіцієнтів підсилення, яку згортаємо з розподілом яскравості по диску джерела. При русі джерела отримуємо криву підсилення – залежність коефіцієнта підсилення від часу *K*(*t*). Усі криві блиску було розраховано для джерела з гаусівським розподілом. За результатами робіт [1, 7, 11] слід очікувати, що вплив структури джерела на статистику кривих блиску є незначним, особливо для класу компактних об'єктів. Таким чином, отримано набір кривих підсилення *K*(*t*), які розглядаємо як реалізації однорідного випадкового процесу. Маючи набір цих реалізацій було розраховано автокореляційні функції:

$$A(\tau) = \left\langle \left(\mathcal{K}(t) - \left\langle \mathcal{K} \right\rangle \right) \left(\mathcal{K}(t+\tau) - \left\langle \mathcal{K} \right\rangle \right) \right\rangle (\Delta \mathcal{K})^{-2}, \text{ ge } \Delta \mathcal{K} = \sqrt{\left\langle \left(\mathcal{K}(t) - \left\langle \mathcal{K} \right\rangle \right)^2 \right\rangle},$$
(2)

де дужки $\langle ... \rangle$ означають усереднення за усіма реалізаціями.



Рис. 1. Автокореляційні функції кривих блиску при $\sigma_{tot}=0.3$, $\gamma=0$, $\kappa=5$, $\alpha=0$



Рис. 2. Автокореляційні функції кривих блиску при $\sigma_{tot}=0.3$, $\gamma=0.5$, $\kappa=5$, $\alpha=0$



Рис. 3. Автокореляційні функції кривих блиску при $\sigma_{tot}=0.3$, $\gamma=0$, $\kappa=5$, $\alpha=1/2$

3. Чисельні розрахунки кривих блиску. Для розрахунку поля коефіцієнтів підсилення було спочатку згенеровано набір реалізацій поля точкових мікролінз з положеннями **x**_i, які вибиралися випадково з однорідним розпо-

ділом в межах кола радіусу R_{field}. Цей радіус було вибрано достатньо великим, аби мінімізувати вплив крайових ефектів на криву підсилення при русі джерела відносно мікролінз. В свою чергу довжина траєкторії джерела, спроектованої на площину лінзи, є значно більшою за характерний радіус Ейнштейна поля мікролінз та характерний розмір згустку ТМ. В кожній реалізації маси мікролінз вибиралися випадковим чином згідно солпітерівського розподілу з степеневим індексом –2.35 при $M_i \in [0.2;10] M_{\odot}$.



Рис. 4. Автокореляційні функції кривих блиску при $\sigma_{tat}=0.3$, $\gamma=0.5$, $\kappa=5$, $\alpha=1/2$

Для введення протяжних мас частку випадково вибраних точкових мас (пропорційну оптичній густині о, заміняємо на або на ізольовані протяжні згустки (модель 1), або на суперпозиції згустків і точкових мас з деяким фіксованим а (модель 2).

В ході роботи розраховано по 100 реалізацій поля коефіцієнтів підсилення для кожного набору вхідних параметрів. Загальна оптична глибина $\sigma_{tot} = \sigma_{cl} + \sigma_{p} = \text{const}$, де σ_{p} – оптична глибина точкових мікролінз, σ_{cl} – оптична глибина згустків. Шляхом заміни мікролінз на згустки з такою ж масою, але з ненульовим розміром, враховано відношення σ_p до σ_{cl} ; при цій заміні маси згустків відповідали масам мікролінз M_i , а розмір встановлювався рівним $R_{c,i} = \kappa R_{E,i}$, де коефіцієнт κ залишався сталим для усього набору реалізацій. В даній роботі ми розглядаємо γ = 0 та 0.5, а розмір згустків κ = 5 при α = 0 (модель 1) та α = 1/2 (модель 2). Вибір одиниці довжини на рисунках відповідає $R_{E,\odot} = \left[4GM_{\odot}D_{ds} / (c^2D_dD_s) \right]^{1/2} = 1$. Далі t, τ записано в одиницях $R_{E,\odot}$, тобто швидкість джерела відносно поля мікролінз приймаємо за одиницю.

4. Результати. Вигляд карт коефіцієнтів підсилення для різних σ_{a} суттєво відрізняється, зі збільшенням кількості згустків спостерігається "розмивання" каустик, що призводить і до зміни автокореляційних функцій кривих блиску. Розглядаючи випадок незалежних згустків матерії (модель 1), спостерігається досить сильна залежність автокореляційних функцій від частки згустків (Рис. 1), при цьому автокореляція зростає при наявності зовнішнього зсуву – це пояснюється розтягуванням карти коефіцієнтів підсилення і як наслідок збільшення лінійних розмірів зв'язаних областей (Рис. 2). У випадку, коли центр мас згустків співпадає з відповідними точковими масами (модель 2) залежність від оптичної глибини є слабшою (Рис. 3), але при наявності зовнішнього зсуву автокореляційна функція кривих блиску також суттєво змінюється (Рис. 4). Таким чином, маємо принципову можливість перевірки ефектів кластеризації ТМ і внутрішньої структури лінзуючої галактики – за наявності достатньо тривалих рядів спостережень.

Список використаних джерел

1. Alexandrov A.N. Caustic Crossing Events and Source Models in Gravitational Lens Systems / A.N. Alexandrov, V.M. Sliusar, V.I. Zhdanov // Ukr. J. of Phys., 2011. - Vol. 56, N 4. - P. 389-400.

2. Berezinsky V. Remnants of dark matter clumps / V. Berezinsky, V. Dokuchaev, Yu. Eroshenko // Phys. Rev. D, 2008. - Vol. 77, N 8. - id. 083519(13). 3. Diemand J. Earth-mass dark-matter haloes as the first structures in the early Universe / J. Diemand, B. Moore, J. Stadel // Nature, 2005. - Vol. 433, N 7024. - P. 389-391.

4. Planck Collaboration. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters / Planck Collaboration // Astron. Astrophys., 2014. - 571. - A. 16.

 Del Popolo A. Non-Baryonic Dark Matter in Cosmology / A. Del Popolo // International Journal of Modern Physics D. 2014. – 23, N 3. – 14. 1430005(109).
 Nonlinear evolution of cosmological structures in Warm Dark Matter models / A. Schneider, R.E. Smith, A.V. Macci, B. Moore // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2012. - 424, N 1. - P. 684-698.

7. Sliusar V.M. Simulations of the gravitational microlensing: extended source models and impact of binary stars / V.M. Sliusar, V.I. Zhdanov, A.N. Alexandrov // J. Phys. Stud.,2012. - 16. - P. 8-22

8. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes / V. Springel, J. Wang, M. Vogelsberger et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2008. - 391. - P. 1685-1711. 9. Quantifying the heart of darkness with GHALO-a multibilion particle simulation of a galactic halo / J. Stadel, D. Potter, B. Moore et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2009. - 398. - P. L21-L25.

10. Zackrisson E. Gravitational lensing as a probe of cold dark matter subhalo / E.Zackrisson, T. Riehm // Advances in Astronomy, 2010. - 2010. - id. 478910(14).

11. Analytical Methods in Gravitational Microlensing / V.I. Zhdanov, A.N. Alexandrov, E.V. Fedorova, V.M. Sliusar // ISRN Astronomy and Astrophysics, 2012. - 2012. - id. 906951(21).

В. Слюсар, инж.-исслед., В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф. КНУ им. Тараса Шевченко, Киев

СТАТИСТИКА ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ УДАЛЕННОГО ИСТОЧНИКА НА СИСТЕМЕ ПРОТЯЖЕННЫХ И ТОЧЕЧНЫХ МАСС В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО СДВИГА

Построены автокорреляционные функции легких кривых микролинзирования модели удаленного источника с помощью стохастической системы точечных масс (звезд) и расширенных конфигураций – предполагаемые темной материи (DM) сгустки. Изолированные DM сгустки считаются суперпозициями точечных масс и глыб с тем же центром. Создан функции автокорреляции для нескольких наборов параметров, которые характеризуют относительную концентрацию точки и протяженных масс внешнего сдвига. Ключевые слова: внегалактическая гравитационное линзирование, темная материя.

V. Sliusar, Research Engineer,

V. Zhdanov, Dr. Phys. and Math. Sci., prof.

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

STATISTICS OF GRAVITATIONAL LENSING OF A REMOTE SOURCE

ON A SYSTEM OF EXTENDED AND POINT MASSES IN PRESENCE OF AN EXTERNAL SHEAR

We built autocorrelation functions of the light curves in the microlensing model of a remote source by a stochastic system of point masses (stars) and extended configurations – putative dark matter (DM) clumps. Besides isolated DM clumps we consider superpositions of point masses and clumps with the same center. The autocorrelation functions are generated for several sets of parameters that characterize the relative concentration of point and extended masses and an external shear.

Key words: extragalactic gravitational lensing, dark matter.

УДК 524.8

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, проф. КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ОЦІНКА КОМБІНАЦІЇ КОСМОЛОГІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ЗА ВЕЛИКОМАСШТАБНИМИ РУХАМИ RFGC-ГАЛАКТИК

Розглянуто обмеження на комбінацію космологічних параметрів Ω_m та σ_8 за спостереженням пекулярних швидкостей плоских галактик каталогу RFGC. Отримано оцінку $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.87 \pm 0.05$.

Ключові слова: великомасштабні рухи галактик, космологічні параметри.

Вступ. У космології вважається, що Всесвіт однорідний та ізотропний. Але на масштабах менших за 200–300 h⁻¹ Мпк він достатньо неоднорідний. Існують місця зі збільшеною густиною матерії, наприклад, надскупчення галактик, існують пустоти або войди, де густина матерії значно менша за середню фонову. Ці відхилення є результатом зростання із часом невеликих початкових флуктуацій густини у ранньому Всесвіті.

Галактики поводяться як пробні частинки в неоднорідному Всесвіті. Вони мають додаткове прискорення до областей з надлишком густини та менше притягуються до пустот. Тому вони рухаються на фоні загального хабблівського розширення Всесвіту. Цей рух, так званий нехабблівський великомасштабний колективний рух галактик описується полем швидкостей, яке ми визначаємо та досліджуємо. За астрономічними спостереженнями ми можемо визначити тільки його радіальну складову, але застосувавши певну модель поля швидкостей можна визначити розподіл тривимірної швидкості.

В АО КНУ багато років ведуться дослідження великомасштабних рухів галактик, зокрема плоских галактик, орієнтованих з ребра [10]. Створено разом з САО РАН два каталоги таких галактик – FGC [3] та його переглянуту версію RFGC [4], котра містить дані про 4236 галактик. Саме колективні рухи RFGC-галактик є основою цієї роботи.

За роки, впродовж яких ведуться ці роботи, створено декілька вибірок даних про червоні зміщення та ширини ліній НІ радіовипромінювання галактик на довжині хвилі 21 см або оптичні ширини галактик. Остання з них містить дані про 1661 галактику [5]. Оскільки це тільки 39 % від об'єму каталогу, в наступні роки передбачається подальше збільшення обсягу та уточнення вибірки за рахунок даних нових спостережень, переважно радіоспостережень.

На основі вибірки та мультипольної моделі поля швидкостей [10] створено декілька списків пекулярних швидкостей галактик, тобто радіальних компонент нехабблівських рухів, останній з них це [6]. Ці списки, в свою чергу, є основою для подальших досліджень.

Пекулярні швидкості залежать від значень космологічних параметрів, перед усім Ω_m = ρ/ρ_{cr}, де ρ_{cr} це критична густина, та σ₈, тому їх можна оцінити за списками пекулярних швидкостей RFGC-галактик. Оцінки добре співпадають з більш точними оцінками за даними супутників, що досліджують реліктове випромінювання [10].

Обмеження за пекулярним рухом RFGC-галактик дають вузькі та досить витягнуті області. Для кількісних обмежень краще використовувати комбінацію космологічних параметрів виду $(\Omega_m / 0.3)^{\alpha} \sigma_8$ при оптимальному значенні параметру α . Це значення можна отримати при $\alpha = 0.35$, воно забезпечує мінімальну похибку комбінації, що дорівнює $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.91 \pm 0.05$ [7].

Обмеження на комбінацію космологічних параметрів. В роботі [5] не наведена оцінка космологічних параметрів на основі пекулярних швидкостей галактик вибірки. Наведемо її, застосувавши метод, запропонований в роботі [1], точніше обидва запропоновані методи – більш та менш складний. Ми визначаємо спільні обмеження на величини космологічних параметрів Ω_m та σ_8 , застосувавши метод максимальної правдоподібності (ММП) [8]. Вони наведені на Рис. 1 для більш та менш складного методу. Правдоподібність збільшується на правій границі графіка,



тобто значення параметрів за ММП є нефізичними. Але це не є провалом застосування даного методу через велику довірчу область параметрів, яка сягає області їх обмежень за іншими спостереженнями.

Рис. 1. Обмеження на космологічні параметри Ω_m та σ₈ за новою вибіркою. Зліва і справа – простіша і складніша модель. Лінії відповідають границям 1σ-, 2σ- та 3σ-довірчих областей



Натомість перейдемо до оцінки їх комбінації $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8$. При такому ж самому значенні $\alpha = 0.35$ отримуємо границі 1 о-областей для комбінації, що представлені на Рис. 2. Для більш складної моделі отримуємо оцінку $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.88 \pm 0.04$, для простішої моделі $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.85 \pm 0.03$ за новою вибіркою. Спільне обмеження має вигляд $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.87 \pm 0.05$. Бачимо, що оцінка величини даної комбінації трошки знизилася і наблизилась до оцінки супутника Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. При цьому зміни залишились в межах похибки. Для порівняння з результатами інших авторів можна використати значення комбінації $(\Omega_m / 0.3)^{\alpha} \sigma_8$ за різними значеннями параметра α , що зібрані в статтях [2] та [9]. Видно, що отримане значення добре узгоджується як з "високими", так й з "низькими" оцінками і лежить посередині між ними.

Список використаних джерел:

1. An Estimate of Ω_m without Conventional Priors / H. Feldman, R. Juszkiewicz, P. Ferreira et al. // Ap. J, 2003. – Vol. 596. – P. L131–L134.

- 2. Virial Scaling of Massive Dark Matter Halos: Why Clusters Prefer a High Normalization Cosmology / A.E. Evrard, J. Bialek, M. Busha et al. // Ap. J., 2008. Vol. 672. P. 122-137.
 - 3. Flat Galaxy Catalogue / I. D.Karachentsev, V.E. Karachentseva, S.L. Parnovsky // Astronom. Nachrichten., 1993 Vol. 314. P. 97–222.

4. Revised Flat Galaxy / I.D. Karachentsev, V.E. Karachentseva, Yu.N. Kudrya et al. // Bull. SAO, 1999 – Vol. 47. – P. 5–185.

5. Parnovsky S.L. Yet another sample of RFGC galaxies / S.L. Parnovsky, A.S. Parnovski // Astrophysics and Space Science, 2013 – Vol. 343. – P. 747–754.

Parnovsky S.L. A list of peculiar velocities and distances to 1623 galaxies from the Revised Flat Galaxy Gatalogue / S.L. Parnovsky, A.S. Parnowski.
 Arxiv: 0911.3102v2, 2009. – 76 c.

7. Parnovsky S. L. Large-scale collective motion of RFGC galaxies / S.L. Parnovsky, A.S. Parnowski // Astrophysics and Space Science, 2010 – Vol. 325. – P. 163–175.

8. Parnovsky S.L. Estimation of cosmological parameters from peculiar velocities of flat edge-on galaxies / S.L. Parnovsky, P.Yu. Sharov, O.Z. Gaydamaka // Astrophysics and Space Science, 2006. - Vol. 302. - P. 207-211.

9. *Парновский С.Л.* Определение комбинации космологических параметров Ω_m, σ₈ / С.Л. Парновский // Письма в Астроном. журн., 2008. – Т. 34, № 7. – С. 496–502.

10. Парновський С.Л. Дослідження великомасштабних колективних рухів галактик на основі каталогу RFGC / С.Л. Парновский // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія, 2010. – № 46. – С. 26–29.

Надійшла до редколегії 05.11.14

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук, проф. КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

ОЦЕНКА КОМБИНАЦИИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПО КРУПНОМАСШТАБНЫМ ДВИЖЕНИЯМ RFGC-ГАЛАКТИК

Рассмотрено ограничение на комбинацию космологических параметров Ω_m и σ_8 по наблюдениям пекулярных скоростей плоских галактик каталога RFGC. Получена оценка $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.87 \pm 0.05$

Ключевые слова: крупномасштабные движения галактик, космологические параметры.

S. Parnovsky, Dr. Phys. and Math. Sci., Prof. Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

ESTIMATION OF THE COMBINATION OF SOME COSMOLOGICAL PARAMETERS FROM LARGE-SCALE MOTION OF RFGC GALAXIES

A constrain on the combination of cosmological parameters Ω_m and σ_8 is obtained from the peculiar motion of RFGC galaxies. We find the estimation $(\Omega_m / 0.3)^{0.35} \sigma_8 = 0.87 \pm 0.05$.

Key words: large-scale motion of galaxies, cosmological parameters.

УДК 524.8

E. Fedorova, Ph. D. Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

X-RAY PROPERTIES OF DISTANT RADIO-LOUD QUASARS FROM THE XMM-NEWTON AND SWIFT/XRT DATA

The X-ray data of XMM-Newton and Swift/XRT observations of the sample of radio-loud quasars with the redshifts z>1 from the cross-correlation of PKS radio catalog and Veron-Veron AGN catalog are processed and analyzed. The model the reflected and absorbed power-law spectrum with an exponential cut-off at high energies was applied to fit the main part of the spectra of these quasars in the energy range 0.3–10 keB, except only gravitational lens system PKS1830-211 to which the broken power-law was used. The mean values of the parameters over the set are: photon index $\Gamma = 1.59\pm0.04$, high-energy cut-off $E_c = 77$ keV, reflection parameter R=3.2 and column density of the absorbing material $N_H = 4.2*10^{21}$ cm². All the objects of the set, except PKS2000-330, demonstrate the exponential cut-off below 100 keV in the spectrum, as it is prescribed to the RL AGNs within the spin-paradigm. Key words: AGN, quasars, X-ray observations

Introduction. XMM-Newton public archive contains the observational data about 14 radio-loud quasars from PKS and Veron-Veron catalogs cross-correlation performed by Laurent-Mühleisen et al. [18]. Eight of them are published already [5, 12, 16, 21, 23, 27]. The major part of these objects were observed earlier by the other cosmic X-rays missions: ASCA (PKS 0537-286[22, 25], PKS 2000-330 and PKS 0237-23 [22], PKS 2126-158 [22, 25], PKS 2149-306 [22, 24, 25] and RX J1028.6-0844 [22, 25]), ROSAT (PKS 0537-286[3], PKS 1830-211 [4, 5], PKS 2000-330 and PKS 2126-158 [10], PKS 2351-154 and RX J1028.6-0844 [28]), *Chandra* (PKS 2149-306 [11] and PKS 1830-211 [6]), INTEGRAL (PKS 1830-211 [6], PKS 2149-306 [1]) and BeppoSAX (PKS 2126-158 [9]). These objects had been also analyzed with XMM-Newton (PKS 0537-286[21, 23], PMN0525-3343 [21], PKS 2126-158 [16, 21], PKS 2149-306 [1, 16, 21], RX J1028.6-0844 [21, 27]), PKS 1830-211 and PKS 1406-076 [12], and 4C06.41 [21]); and *Swift* (PKS 2149-306 [1, 16, 21], RX J1028.6-0844 [21, 27]), PKS 1830-211 [6]), but it should be noticed that the Swift/XRT datasets used here for all teh objects except PKS 1830-211 are bigger that those used before. Also, there is some interest in the analysis of the RL quasars as a sample to reveal their average properties, both individual and average. For this purpose the XMM-Newton/EPIC and Swift/XRT data from the public HEASARC archive had been treated here. XMM-Newton Observation IDs, date of observations, total source counts and count rates in the extraction regions can be found in Table 1.

Object name	Dataset ID	Obs. date	Exposure time, ks		Count rate (cts)			Total counts			
			MOS1	MOS2	PN	MOS1	MOS2	PN	MOS1	MOS2	PN
Q0952+179	0112850101	2001-05-10	32.0	32.0	29.5	0,078	0,081	0,249	2558	2670	14948
PKS0537-286	0114090101	2000-03-19	42.5	42.5	45.4	0,256	0,256	0,796	10245	15348	65239
	0206350101	2005-03-20	80	80	80	0.287	0.30	1.77	22999	23983	141944
PKS1406-076	0151590101	2003-07-05	23	23	20	0.059	0.063	0.099	1352	1458	1985
1100 010	0151590201	2003-08-10	14	13	12	0.084	0.095	0.136	1170	1270	1580
	0204580201	2004-03-10	30.0	30.0	29.9	0,629	0,62	1,337	19485	19226	78860
PKS1830-211	0204580401	2004-04-05	30.1	30.1	30.0	0,627	0,622	1,723	20053	19895	105088
	0204580301	2004-03-24	31.0	31.0	30.0	0,581	0,572	1,459	18576	18313	88982
PKS2126-158	0103060101	2001-05-01	22	22	18	0.989	1.004	5.456	21100	22189	98204
PKS2149-306	0103060401	2001-05-01	24.0	24.0	21.0	0,594	0,634	2,121	14837	15851	93305
	0149501201	2003-08-08	12.0	12.0	10.0	0,117	0,121	0,281	1523	1571	6174
	0149500601	2003-04-06	11	11	10	0.129	0.14	0.798	1422	1539	7984
	0050150101	2001-02-11	13	13	11.5	0.108	0.109	0.833	1402	1421	9574
PMN0525-	0149501001	2003-03-25	11	11	9	0.143	0.144	0.965	1574	1587	8682
3343	0149500701	2003-02-24	11	11	10	0.134	0.132	0.809	1478	1453	8086
	0149500901	2003-03-16	11	11	10	0.139	0.145	0.859	1533	1600	8594
	0149500801	2003-03-06	13	13	12	0.14	0.137	0.812	1823	1775	9744
	0050150301	2001-09-15	28	27	25	0.24	0.126	0.397	6718	3392	9936
RXJ1028.6-	0093160101	2001-11-23	7.0	7.0	4.0	0,1	0,114	0,348	802	908	3749
0844	0153290101	2003-06-13	43.0	43.0	41.0	0,08	0,108	0,209	3728	4741	17314
PKS2000-330	0104860601	2002-04-14	22.0	22.0	21.0	0,065	0,046	0,094	1492	1061	4034
PKS0237-23	0300630301	2006-01-19	26.0	26.0	25.0	0,255	0,36	0,913	6884	9714	45564
4C 06.41	0151390101	2003-05-18	59.0	59.0	58.0	0,199	0,206	0,623	11923	12358	72842
3C 432	0406540101	2006-04-29	13.0	13.0	11.0	0,018	0,018	0,065	231	238	1506-
3C 454	0306370201	2005-05-25	20.0	20.0	19.0	0,024	0,024	0,083	485	508	3138
PKS2351-154	0203240201	2004-12-04	67.0	67.0	64.0	0,0962	0,099	0,315	6544	6752	40904

Table 1. XMM-Newton observation LOGs of the quasars sample

~ 32 **~**

For six of these sources the enough amounts of data were also found in the public archive of the Swift/XRT observations; these data were not published before except only the part of the PKS 2149-306 observations which were being performed during December 2005, worked out by Bianchin et al. [1]. Swift/XRT Observation IDs, date of observations, total source counts and count rates in the extraction regions can be found in Table 2.

Object name	SCW number	Obs. Date (first/last)	Exposure time, ks	Count rate (cts)	Total counts
PKS0537-286	13	2005-11-23/2010-03-16	65	4.306	3053
PKS2149-306	12	2007-08-06/2011-05-13	29.9	5.05	3577
4C 06.41	7	2007-06-23/2011-02-16	17.5	0.87	614
PKS1406-076	39	2005-09-04/2011-05-20	78.6	0.97	1108
PKS2126-158	6	2007-04-06/2010-05-03	40.9	8.68	6152
PKS1830-211	15	2010-09-29/2011-04-05	33.2	2.41	1707

Table 2. Swift/XRT observation LOGs of the quasars sample

EPIC date for all the objects were processed with XMM-Newton Standard Analysis System (SAS, public release version 11.0.0).

SAS software and its description can be found at http://xmm.vilspa.esa.es/sas/. The effective exposure times for both MOS and PN cameras after filtering of bad-flagged data are shown in the Table 1. To obtain the source lightcurves, we extracted full count rates from empty circles areas with different radii near the sources, on the same CCD plates. The background counts were subtracted (with corresponding factors taking into account different background areas) from the total counts from the source regions to obtain the cleaned lightcurves. The individual background-subtracted lightcurves do not show the fast intraday variability during the XMM-Newton observations.

EPIC spectra were obtained through standard SAS procedures: *evselect, arfgen,* and *rmfgen*. For spectra filtering, the single high-energy events were extracted in order to identify soft proton flares (E>10 keV, for pattern zero only; the time-bin sizes were 100 s for the pn and 10 s for the MOS). Good time intervals were defined using standard SAS procedure *tabgtigen* (with rate parameter 1.0 cts/s for the pn camera and 0.35 cts/s for the MOS) and then the event files have been corrected. In the case of the lightcurves we have not used *tabgtigen*, but simply have subtracted the background counts from the total ones in order to obtain a continuous time row.

Obtained MOS1 and MOS2 spectra for each observation were merged with each other using the *addspec* procedure, as well as the spectra obtained by the same device during the different observations of the same object were merged together to obtain the total-time spectrum for this object.

All the Swift/XRT observations were processed in photon counting mode (we choose only these in which there was greater than 1000 counts). Swift/XRT data were reduced through HEASOFT, version 6.14 (using *xrtpipeline* and procedures *xselect* and *xrtmkarf*). And again, the background counts from empty regions were subtracted from the total counts from the 45 arcsec-radii circular regions around the source to obtain its cleaned spectra.

Modeling the spectra. The data analysis was performed using HEASOFT 6.14, XSPEC v.12 package (http://heasarc.nasa.gov/lheasoft/). To all the objects the model, including the direct and reflected power-law parts with exponential cut-off, absorbed both in the host galaxy and in the Galaxy, was applied. For the major part of the objects of the sample the XSPEC model used was:

pexrav*zphabs*phabs.

Both direct and reflected parts of the inner machine emission are described by *pexrav* by Magdziarz & Zdziarsky [19]; two other components describe the neutral absorption in the host AGN (*zphabs*) and in the Galaxy (*phabs*). The Galactic column densities of the absorbing media were frozen to the values found by Dickey & Lockmann [7], except only 3C 454 for which the corresponding value appears to be too high. For this object the model was used in the form

pexrav*phabs,

and column density of the absorbing material in the Galaxy was not frozen.

For the gravitational lens system PKS1830-21 the broken power-law was used instead of the simple power-law, thus the model is:

bexrav*zphabs*phabs,

bexrav [19] have two additional fitting parameters comparably to pexrav model: additional photon index Γ_2 and the break energy (photon index Γ_1 is used below the break energy E_b , and Γ_2 is used above it. Finally, for PKS2126-158 the ionized absorber model was applied to describe the proper absorption in the host AGN:

pexrav*absori*phabs

following [21].

For the significant part of the quasars of the sample models with exponential cut-off at high energies and reflection appeared to be significantly better than simple power-law model widely used before. For instance, the null-hypothesis (i.e. simple power-law vs. reflected one with cut-off at high energies) probabilities are 17 % for PKS 1406-076, 14 % for 3C 454, 1 % for PKS 2126-158, 0.8 % for 3C 432, 0.7 % for PKS0237-23, and 0.1 % for PKS2149-306, PKS2351-154 and PMN525-3343. For all the others the differences between these two models are statistically insignificant. All the parameters of the spectral fits are shown in the Table 2.

Discussion. The result on PKS 0537-286, as well as the reflected model for PKS1406-076 gives significantly better fit than PL one, obtained in [12]. The photon indices and the break energy obtained here for the gravitationally lensed quasar PKS 1830-211 are similar to those published in [12]; identical photon index was obtained by De Rosa et al. from the Chandra and INTEGRAL observations of this object [6].

For the three quasars the XMM-Newton data were processed for the first time (Q0952 + 179, 3C 432, 3C 454), as well as the Swift/XRt data for 4C.

The average parameters on the sample are: Γ =1.59±0.04, high-energy cut-off E_C=77 keV, reflection parameter R=3.2 and column density of the absorbing material N_H=4.2*10²¹ cm⁻². The mean value of the absorption, as well as all the individual values of it, are on the level typical for type 1 AGNs. For one object of the set, i.e. PK1830-211, proper column

density cannot be determined due to the presence on the line of the sight of the intervening galaxy playing the role of a gravitational lens. Also, for 3C 454 the value of Galactic absorption is not compatible with the XMM/EPIC spectrum; thus only the Galactic absorption was considered for this object, and the upper limitation on can be found in the Table 3.

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Q0952+179	1.472	2.67	XMM/EPIC	1.59±0.03	-	-	0.24±0.04	213.3/ 200	52^{+24}_{-13}	<0.3
			XMM/EPIC1	1.25±0.01	-	-	0.06±0.04	1570.6/913	50 ⁺¹⁰ ₋₈	0.43±0.05
PK\$0537-286	3 10/	21	XMM/EPIC2	1.08±0.01	-		0.15±0.05	989.3/892	34±2	0.57±0.08
1 1000007-200	5.104	2.1	Swift/XRT	1.24±0.05	-	-	1.0±0.5	94.8/98	90 + 70 - 30	0.25±0.20
			total	1.15±0.08	-	-	0.47±0.03	1492.5/1012	35±1	0.64±0.05
DI/04400.070		o 	XMM/EPIC	2.08±0.06	-	-	0.14±0.05	64.4/55	>95	>3.3
PKS1406-076	1.494	2.77	Switt/XRT	1.78±0.15	-	-	<0.26	13.1/10	>10	>5.7
				2.0±0.07	- 2 0+1 1	- 3 8+0 3	0.14±0.07 2.6+0.2	253 7/248	2 5 ^{+0.4}	<0.08
	2.5		XMM/EPIC2	0.81+0.01	2.0±1.4 2.8+1.9	3.7±0.2	2.0±0.2	471 7/442	43+2	<0.00
PKS 1830-211	(qua- sar)	20.5	XMM/EPIC3	0.85±0.02	2.0±1.0	3.5±0.1	1.81±0.08	1060.9/1019	42±3	<0.09
110 1000 -211	0.886	20.0	Swift/XRT	1.19±0.05	2.9±2	$3.5^{+0.4}_{-0.6}$	2.8±0.2	79.8/84	49 ⁺⁹ ₋₆	1.05±0.23
	(lens)		total	0.81±0.01	3±1	3.7 ^{+0.1}	1.98±0.06	480.3/464	42±2	<0.02
			XMM/EPIC	1.26±0.01	-	31±4	3.1±0.2	1770.6/1479	38±1	0.28±0.04
PKS 2126-158	3.26	4.75	Swift/XRT	1.32±0.03	-	31 ⁺²⁸	3.3±0.4	778.3/886	31±3	<0.6
			total	1.26±0.01	-	31±4	3.1±0.2	1770.6/1479	38±1	0.28±0.04
			XMM/EPIC	1.36±0.01	-	-	<0.06	1634.7/1363	33±1	0.56±0.06
PKS 2149-306	2.345	2.1	Swift/XRT	1.19±0.03	-	-	< 0.8	767.6/774	21±2	0.8±0.2
			total	1.34±0.01	-	-	<0.07	2402.3/2142	33±1	0.58±0.05
			XMM/EPIC1	1.41±0.04	-	-	0.5±0.3	158.9/153	44 ⁺⁹ ₋₇	<0.15
			XMM/EPIC2	1.49±0.02	-	-	0.76±0.14	412.4/376	79 ⁺¹⁴ -11	<0.16
			XMM/EPIC3	1.48±0.03	-	-	0.8±0.2	273.2/222	65 ⁺¹³	<0.23
			XMM/EPIC4	1.55±0.03	-	-	1.0±0.2	198.7/221	87^{+25}_{-16}	0.15±0.13
PMN0525- 3343	4.413	2.2	XMM/EPIC5	1.42±0.03	-	-	0.7±0.2	179.3/194	36±4	0.15±0.13
			XMM/EPIC6	1.55±0.05	-	-	3^{+3}_{-2}	170.3/149	51 ⁺¹¹ -8	0.6±0.2
			XMM/EPIC7	1.5±0.05	-	-	0.5±0.4	94.5/87	37 ⁺⁷ ₋₆	0.8±0.3
			XMM/EPIC8	1.35±0.03	-	-	0.7±0.2	201.4/176	36±4	0.3±0.2
			total	1.49±0.01	-	-	0.7±0.1	464.9/405	38 ⁺⁶ ₋₅	<0.17
			XMM/EPIC1	0.91±0.05	-	-	<0.4	73.7/57	38 ⁺⁶ ₋₅	<1.1
RXJ1028.6- 0844	4.276	4.59	XMM/EPIC2	1.31±0.03	-	-	0.8±0.2	200.2/150	53 ⁺⁶ -5	0.22±0.11
			total	1.28±0.02	-	-	0.6±0.2	183.5/143	97 ⁺²⁴ -16	<0.4
PKS0237-23	2.22	2.23	XMM/EPIC	1.62±0.02	-	-	0.04±0.02	803.9/763	24 ⁺² ₋₁	1.2±0.2
PKS2000-330	3.77	7.89	XMM/EPIC	1.68±0.03	-	-	<0.4	218.9/208	213 ⁺⁴⁸³ _90	<0.12
			XMM/EPIC	2.02±0.01	-	-	<0.9	1289.3/1054	21±1	11±4
4C 06.41	1.27	5.8	Swift/XRT	1.9±0.1	-	-	0.2±0.1	229.2/330	89 ⁺⁸⁷ -27	<3
			total	2.02±0.01	-	-	<0.8	1297.6/1062	21±1	11±2
3C432	1.78 5	8.1	XMM/EPIC	2.72±0.11	-	-	0.2±0.1	56.7/65	>53	18±6
3C454	1.75 7	82.5	XMM/EPIC	1.33±0.13	-	-	<0.81	26.8/20	22 ⁺²⁰ -8	<1
PKS2351-154	2.67	10.33	XMM/EPIC	1.9±0.03	-	-	<0.8	556.8/500	50 ⁺⁸ -6	1.8±0.2

Table 3. Individual fits to the quasars spectra

0 - Object name;

1 – Redshift z;

2 – Hydrogen column density in the Galaxy, N_{H0} , in 10^{20} cm⁻², following [7];

3 - Data;

4 – photon indices Γ_1 (for PKS 1830 -211) or Γ (for all the others);

5 – photon index Γ_2 (for PKS 1830 -211);

6 – ionization level χ in keV (for PKS 2126-158) or break energy E_b in keV(for PKS 1830 -211);

7 - Proper hydrogen column density of the absorbing material, or column density of the absorbing material in the galactic-lens (for PKS 1830 -211), or in the Galaxy (for 3C 454), in 10²² cm^{-2;}

8 – the discrepancy χ^2 div. degrees-of-freedom; 9 – high-energy cut-off E_c, keV;

10 - reflection parameter R.

Both the photon index and reflection parameter are changing over the sample in wide ranges, and for the latter it should be noticed that the values significantly overwhelming 1 obtained for 4C 06.41 and 3C 432 can be considered as the sign of more complex geometry than the lamp post one use in pexrav model.

The mean value of the exponential cut-off at high energies over the set, as well as the most part of the individual cut-off values are essentially or at least partially below 100 keV, and thus in a good agreement with the predictions of the "spin-pardigm" model of AGN central machine for RL AGNs[2]. The only exception is PKS2000-330, for which the cut-off value is significantly higher, and this object can be recommended for further more detailed investigations.

Conclusions. The X-ray data of XMM-Newton and Swift/XRT observations of the sample of radio-loud quasars with the redshifts z>1 from the cross-correlation of PKS radio catalog and Veron-Veron AGN catalog were analyzed to compare their spectral parameters with the consequences of the "spin-paradigm" model of the AGN "central engine". The model the reflected and absorbed power-law spectrum with an exponential cut-off at high energies was applied to fit the main part of the spectra of these quasars in the energy range 0.3–10 keB, giving the following average values of the spectral parameters over the set: photon index $\Gamma=1.59\pm0.04$, high-energy cut-off $E_C=77$ keV, reflection parameter R=3.2 and column density of the absorbing material $N_H=4.2*10^{21}$ cm⁻². The value of the exponential cut-off at high energies for the whole set, as well as the individual values of it for the objects of the set, are in good agreement with the "spin-paradigm" predictions, being essentially smaller then 100 keV. The only exception is except PKS2000-330, with cut-off value 213⁺⁴⁹³₊₄₉₃ keV.

Literature

The changing look of PKS 2149-306/ V. Bianchin, L. Foschini, G. Ghisellin, G. Tagliaferri et. at. // Astron. & Astroph., 2009. – Vol. 496, No 2. – P. 423–428.
 PKS 0537-286, carrying the information of the environment of SMBHs in the early universe / E. Bottacini, M. Ajello, J. Greiner et al. // Astronomy & Astrophysics, 2010. – Vol. 509. – P. 1–8.

3. ROSAT spectra of quasars / P. Buehler, T. J.-L. Courvoisier, R. Staubert, H. Brunner, G. Lamer // Astron. & Astroph., 2010. – Vol. 295, № 2. – P. 309–316.

4. Chartas G. X-Ray Observations of Gravitationally Lensed Quasars: Evidence for a Hidden Quasar Population / G. Chartas // Astroph. J., 2000. – Vol. 531, No 1. – P. 81.

5. Variable X-ray absorption toward the gravitationally-lensed blazar PKS 1830-211 / X. Dai, S.Mathur, G. Chartas, S. Nair et al. // Astron. J., 2008. – Vol.135, No 1. – P. 333–337.

6. The broad-band X-ray spectrum of the blazar PKS B1830-211 by Chandra and INTEGRAL / A. de Rosa, Piro L., A. Tramacere, E. Massaro et al. // Astron. & Astroph., 2005. – Vol. 438, Is. 1. – P. 121–126.

7. Dickey J.M. H I in the Galaxy / J.M. Dickey, F.J. Lockman // A&A, 1990. - Vol. 28. - P. 215-261.

8. The remarkable gamma-ray activity in the gravitationally lensed blazar PKS 1830-211 / I. Donnarumma, A. de Rosa, V. Vittorini, H.R. Miller et al. // Astron. J. Lett., 2011. – Vol. 736. – Iss. 2 – P. L 30.

9. 150 keV Emission from PKS 2149–306 with BeppoSAX / M. Elvis, F. Fiore, A. Siemiginowska et al. // Astroph.J., Vol. 543, No 2. – P. 545.

10. Absorption in X-ray spectra of high-redshift quasars / M. Elvis, F. Fiore, B. Wilkes et al. // Astroph. J., 1994. – Part 1. – Vol. 422, No 1. – P. 60–72.

11. Chandra Observations of Two High-Redshift Quasars / T. Fang, H. L. Marshall, G. L. Bryan, C. R. Canizares // Astroph. J., 2001. - Vol. 555, Iss. 1. - P. 356-363.

12. Ferrero E. XMM-Newton observations of four high-z quasars / E. Ferrero, W. Brinkmann // Astron. & Astrophys., 2003. - Vol. 402. - P. 465-476.

13. XMM-Newton observations of a sample of γ-ray loud active galactic nuclei / L. Foschini, G. Ghisellini, C.M. Raiteri et al. // Astron. & Astrophys., 2006. – Vol. 453. – P. 829.

14. Garofalo D. Retrograde versus Prograde Models of Accreting Black Holes / D. Garofalo // Advances in Astronomy, 2013. - Id. 213105.

15. Chasing the heaviest black holes of jetted Active Galactic Nuclei / G. Ghisselini, R. Della Ceca, M. Volonteri et al. // MNRAS, 2010. – Vol. 405. – P. 387. 16. XMM-Newton Observations of Two High-Redshift Quasars: RX J1028-0844 and BR 0351-1034 / D. Grupe, S. Mathur, B. Wilkes, M. Elvis // Astron. J., 2004. – Vol. 127. Iss. 1. – P. 1–9.

17. XMM-Newton Observations of High Redshift Quasars / D. Grupe, S.Mathur, B. Wilkes, P. Osmer // Astron.J., 2006. - Vol. 131. - P. 55-69.

18. Radio loud active galaxies in the northern ROSAT all-sky survey. III New spectroscopic identifications from the Rass-Green bank BL Lacertae survey / S. Laurent-Mühleisen, R. Kollgaard, R. Giardullo et al. // Astron. J., Supp. Series, 1998. – Vol. 118. – P. 127–175.

19. Magdziarz P. Angle-dependent compton reflection of X-rays and gamma-rays / P. Magdziarz, A.A. Zdziarski // MNRAS, 1995. - Vol. 273, Iss. 3. - P. 837-848.

20. Mathur S. X-Ray Absorption toward the Einstein Ring Source PKS 1830-211 / S. Mathur, S. Nair // Astroph. J., 1997. – Vol. 484, N 1. – P. 140.

21. XMM-Newton spectroscopy of high-redshift QSOs / K.L. Page, J.N. Reeves, P.T. O'Brien, M.J.L. Turner // MNRAS. – 2005. – Vol.364. – P. 195–207.

22. Reeves J.N. X-ray Spectra of a large sample of Quasars with ASCA / J.N. Reeves, M.J.L. Turner // MNRAS, 2000. - Vol. 316. - P. 234.

23. The first XMM-Newton spectrum of a high redshift quasar – PKS 0537-286 / J.N. Reeves, M.J.L. Turner, P.J. Bennie et al. // Astron. & Astroph., 2001. - Vol. 365. – P. L116–L121.

24. The complex X-ray spectra of two high redshift quasars observed with ASCA / P. Serlemitsos, T. Yaqoob, G. Ricker et. al. // PASJ, 1994. – Vol. 46, No 3. – P. L43–L47.

25. ASCA observations of high redshift quasars / J. Siebert, M. Matsuoka, W. Brinkmannet al. // Astron. & Astroph., 1996. - Vol. 307. - P. 8.

26. A Highly Doppler Blueshifted Fe-K Emission Line in the High-Redshift QSO PKS 2149-306 / T. Yaqoob, I.M. George, K. Nandra et al. // Astroph. J., 1999. – Vol. 525. – P. L9–L12.

27. XMM observations of the high-redshift quasar RXJ1028.6 – 0844 at z=4.276: soft X-ray spectral flattening / W. Yuan, A.C. Fabian, A. Celotti et al. // MNRAS, 2005. – Vol. 358. – Iss. 2. – P. 432–440.

28. Identification of a complete sample of northern ROSAT All-Sky Survey X-ray sources. V. Discovery of a z=4.28 QSO near the RASS source RX J1028.6-0844 / F.-J. Zickgraf, W. Voges, J. Krautter et al. // Astron. & Astroph., 1997. – Vol. 323. – P. L21–L24.

Надійшла до редколегії 08.10.13

О. Федорова, канд. фіз.-мат. наук, КНУ имені Тараса Шевченка, Київ

РЕНТГЕНІВСЬКІ ВЛАСТИВОСТІ ВІДДАЛЕНИХ РАДІОГУЧНИХ КВАЗАРІВ ЗА ДАНИМИ XMM-NEWTON ТА SWIFT/XRT

Оброблено та промодельовано рентгенівські дані супутникових спостережень XMM-Newton та Swift/XRT вибірки радіогучних квазарів з червоним зміщенням z > 1 за крос-кореляцією радіокаталогу PKS та каталогу AЯГ Верона і Верон. Для підгонки спектрів е діапазоні енергій 0.3–10 кеВ використано модель степеневого континууму з відбиттям та поглинанням, з експоненційним завалом на високих енергіях до всіх квазарів вибірки, окрім гравітаційно-лінзової системи PKS1830-211, до якої було застосовано модель із двома фотонними індексами. Середні значення параметрів по вибірці: фотонний індекс $\Gamma = 1.59\pm0.04$, енергія завалу $E_c = 77$ keV, параметр відбиття R = 3.2, стовпичикова густина поглинаючої матерії N_H = $4.2^{*10^{21}}$ см². Усі об'єкти вибірки, за виключенням PKS2000-330, демонструють експоненційний завал на енергіях нижие 100 кеВ згідно з передбаченнями спін-парадигми для радиогучних АЯГ.

Ключові слова: АЯГ, квазари, рентгенівські спостереження.

Е. Федорова, канд. физ.-мат. наук, КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

РЕНТГЕНОВСКИЕ СВОЙСТВА УДАЛЕННЫХ РАДИОГРОМКИХ КВАЗАРОВ ПО ДАННЫМ XMM-NEWTON И SWIFT/XRT

Обработаны и промоделированы рентееновские данные спутниковых наблюдений XMM-Newton и Swift/XRT выборки радиогромких квазаров с красным смещением z>1 по кросс-корреляции радиокаталога PKS и каталога AЯГ Верона и Верон. Для подгонки спектров в диапазоне энергий 0.3–10 кеВ использовалась модель степенного континуума с отражением и поглощением, с экспоненциальным завалом на высоких энергиях для всех квазаров выборки, кроме гравитационно-линзовой системы PKS1830-211, к которой была применена модель с двумя фотонными индексами. Средние значения параметров по выборке: фотонный индекс Г = 1.59±0.04, энергия завала E_C = 77 keV, параметр отражения R = 3.2, плотность поглощающей материи на луче зрения N_H = 4.2*10²¹ см⁻². Все объекты выборки, за исключением PKS2000-330, демонстрируют экспоненциальный завал на энергиях ниже 100 кеВ, в согласии с выводами спин-парадигмы для радиогромких АЯГ.

Ключевые слова: АЯГ, квазары, рентгеновские наблюдения

УДК 524.7

Л. Задорожна, канд. фіз.-мат. наук, Б. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

КОСМОЛОГІЧНИЙ ШВИДКИЙ РАДІОСПАЛАХ "SPARK" ЯК НЕТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД УДАРНОЇ ХВИЛІ НАВКОЛО НАДПРОВІДНОЇ СТРУНИ

Надпровідні космічні струни можуть бути потужними джерелами нетеплового випромінювання. Випромінювання від ударної хвилі навколо прикаспової області має характер вузьконаправлених спалахів. Показано, що відкритий у 2007 р. на 64-метровому радіотелескопі Паркс мілісекундний позагалактичний швидкий радіоспалах FRB010724 "spark" неототожненої природи може бути пояснений як синхротронне випромінювання від ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної космічної струни енергетичного масштабу, близького до Великого Об'єднання. Тривалість, потік і частота радіовипромінювання спостережуваного спалаху добре узгоджуються із запропонованою моделлю. Наразі виявлено ще п'ять швидких радіоспалахів з подібними характеристиками, що підкріплює пояснення цього явища як випромінювання від петель космічних струн.

Ключові слова: космічні струни, швидкий радіоспалах, нетеплове випромінювання, ударні хвилі.

1. Вступ. Мілісекундний радіоспалах було виявлено групою вчених на чолі з Лорімером у 2007 році [1] під час обробки архівних даних, отриманих при спостереженні Магелланових Хмар на частоті 1.4 ГГц з допомогою 64-метрового радіотелескопа Паркс в Австралії. Спалах було помічено в даних від 24 липня 2001 року за Всесвітнім координованим часом і він знаходився приблизно на три градуси південніше Малої Магеланової Хмари. Потік від радіоспалаху F = 30 Ян, тривалість T < 5 мс. Властивості спалаху не дозволяють асоціювати його з фізичними явищами, що могли б відбутися в нашій Галактиці чи Малій Магелановій Хмарі. Сучасні моделі для вільних електронів космічної плазми дають можливість розрахувати, що спалах відбувся на відстані *r* ≤1 Гпк, що відповідає червоному зміщенню z ≤ 0.3. Дані за подальші 90-годинні спостереження показали, що такий радіоспалах являв собою одиничне явище, тобто особливу подію. У 2013 році з'явилося повідомлення про відкриття на радіотелескопі Паркс ще чотирьох радіоспалахів позагалактичної природи. Спостережуване явище отримало офіційну назву – швидкий радіоспалах (анг. Fast radio burst). Ці чотири радіоспалахи – FRB110220, FRB110627, FRB110703, FRB120127, виявлені при обробці даних за 2011–2012 роки, мають характеристики, подібні до "спалаху Лорімера", якому був присвоєний номер FRB010724 (анг. "spark", "Lorimer burst"), для них червоне зміщення z лежить в межах від 0.45 до 0.81, потік варіюється від F = 0.4 Ян до F = 1.3 Ян, тривалість від T = 1.1 мс до $T = 5.6 \pm 0.1$ мс [2]. Нещодавно з допомогою радіотелескопу обсерваторії Аресібо виявленно ще один швидкий радіоспалах FRB 121102, що був задетектований при обробці 1,4 ГГц пульсарного ALFA огляду, у північній півкулі неба в регіоні Галактичного анти-центру. Тривалість спалаху $T = 3 \pm 0.5\,$ мс, потік $F = 40\,$ мЯн [3]. Міжнародна група вчених на чолі з Лаурою Спітлер із Радіоастрономічного інституту Макса Планка в Бонні, (Німеччина), що займалися обробкою даних по FRB121102. вважають, що в середньому шохвилини в небі відбувається сім швидких радіоспалахів [3]. Так як існує цілий набір швидких радіоспалахів із подібними характеристиками, це дозволяє зробити припущення про їх однакову природу. Пропонується кілька пояснень космологічних швидких радіоспалахів, такі як: вибух наднової, спалах від магнетару чи злиття релятивістських об'єктів – чорних дірок або нейтронних зір. Існує також пояснення для "спалаху Лорімера" FRB010724, запропоноване Вачаспаті у 2008 році [4]. Цей родіоспалах вдалося пояснити як електромагнітне випромінювання від самоперетину і анігіляції частини надпровідної космічної струни енергетичного

масштабу Великого Об'єднання зі струмом $i = 10^5$ ГеВ.

Космічні струни представляють собою один із типів топологічних дефектів, які могли утворюватися під час фазових переходів полів зі спонтанним порушенням симетрії у ранньому Всесвіті. Прикладом такого фазового переходу є фазовий перехід теорії Великого Об'єднання (ТВО) – відділення сильної взаємодії від електрослабкої, що відбувся за 10^{-35} с з моменту Великого вибуху. Космічні струни – квазіодномірні (з товщиною порядку $d \sim \eta^{-1} \sim 10^{-30}$ см, де η – енергетичний масштаб фазового переходу, рівний у випадку ТВО $\eta = \eta_{\text{ТВО}} \sim 10^{16}$ ГеВ) безконечні (в межах нашого космологічного горизонту) чи замкнуті в петлі масивні (маса (натяг) одиниці довжини $\mu \sim \eta^2 \sim 10^{22}$ г/см для ТВО-струн) структури, які можуть відігравати важливу роль як в космологічному аспекті, так і в різноманітних астрофізичних проявах. На різних етапах еволюції Всесвіту петлі космічних струн можуть відповідати за формування структур; утворення згущень темної матерії; магнетогенезис; впливати на іонізаційну © Задорожна Л., Гнатик Б., 2015

історію Всесвіту під час раннього зореутворення; відповідати за надлишок нейтрального гідрогену та яскраві плями на картах 21 см випромінювання. Космічні струни можуть бути спостережуваними завдяки таким астрофізичним проявам як гравітаційне мікролінзування зір та гравітаційне лінзування на нескінченних струнах; випромінювання електромагнітних хвиль та високоенергетичних частинок із кінків та каспів на (надпровідних) струнах; також можуть проявлятися у стохастичному фоні гравітаційних хвиль та спалахами випромінювання гравітаційних хвиль.

На сьогодні існують кілька повідомлень про можливе експериментальне відкриття космічних струн. Так, автори [5] проаналізували флуктуації блиску першого відомого гравітаційно лінзованого об'єкту Q0957+561 – це два зображення квазара, утвореного гравітаційним лінзуванням на надмасивній галактиці. Відстань між зображеннями наближено складає 6". Яскравість двох зображень різна, проте флуктуації їх блиску повинні повторювати флуктуації блиску джерела. Так як існує різниця в ході променів від цих двох зображень до спостерігача, то флуктуації блиску зображень зміщені на 417,1 доби. До публікації роботи [5], тобто до 2004 року, цю гравітаційну лінзу спостерігали більш ніж 1500 ночей. Проте у 2004 р. протягом деякого часу спостереження було помічено, що в певній ділянці спектра на несинхронні флуктуації накладаються також синхронні. Ці флуктуації були пояснені прольотом петлі струни, що своїм гравітаційним полем внесла збурення в зображення квазара.

Значна кількість астрофізичних проявів очікується від надпровідних космічних струн – топологічних дефектів, всередині яких містяться безмасові носії заряду (нульові моди) що, рухаючись без опору, поводять себе як струм вздовж струни. Крім гравітаційної дії, надпровідні струни генеруватимуть різного типу електромагнітне випромінювання та потоки елементарних частинок. Особливо ефективно такі процеси протікатимуть в околі каспів – негладких, здеформованих унаслідок руху областей струни, які мають форму складки, вершина якої одномоментно досягає швидкості, близької до швидкості світла. Інше повідомлення про можливе спостереження космічної струни – відкритя швидкого радіоспалаху FRB010724 ("spark", "Lorimer burst"), описаного вище, та його подальше пояснення як спалах від каспа на надпровідній космічній струні [4].

В цій роботі ми пропонуємо альтернативне пояснення для космологічного швидкого радіоспалаху FRB010724 як синхротронне випромінювання електронів, прискорених на фронті ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної космічної струни. І так як у Всесвіті існує приблизно однорідний розподіл петель космічних струн, то подальші відкриття швидких радіоспалахів дозволяють припустити їх зв'язок із петлями космічних струн.

Деякі сучасні експериментальні дані дають можливість накласти обмеження на параметри струн. Одним з таких експериментів є вимірювання періодів пульсарів. Пульсари – нейтронні зорі, що випромінюють строго періодичні радіоімпульси. Так як космічні струни мають велику лінійну густину і осцилюють з релятивістськими швидкостями, вони генерують потужні потоки гравітаційних хвиль. Гравітаційні хвилі мали б вносити збурення в періодичність пульсару. Дані вимірювання представляють особливий інтерес, адже дають можливість накласти обмеження на параметри надпровідних струн, що випромінюють не лише гравітаційні, а й електромагнітні хвилі. Співвідношення між потужностями випромінювання гравітаційних хвиль та електромагнітних хвиль залежить від струму в струні [6].

Космічні струни формуються на початкових стадіях еволюції Всесвіту, що приводить до їх впливу на формування великомасштабної структури Всесвіту, повного спектра флуктуацій густини та флуктуацій космічного мікрохвильового випромінювання. Обмеження на параметри струн накладаються зі спостережень анізотропії космічного мікрохвильового випромінювання. Вимірювання флуктуацій температури були проведені з допомогою космічних апаратів WMAP, що працював на навколоземній орбіті у 2001–2010 рр. та космічної обсерваторії Планк, що функціонувала у 2009–2013 рр. Спектр флуктуацій температури в межах похибки вимірювання гаусівський, відхилення від гаусовості мали б вносити космічні струни. Проте відхилень не було виявлено, що накладає наступні обмеження на натяг струн: $G\mu/c^2 \le 1.3 \cdot 10^{-7}$ для космічних струн Намбу-Гото, $G\mu/c^2 \le 3.2 \cdot 10^{-7}$ для космічних струн абелевої моделі Хіггса [7].

2. Надпровідні струни в космічній плазмі. Типова довжина петлі / визначається співвідношенням $l \approx \alpha ct$, де $t - \kappa$ осмологічний момент часу. Для аналітичних оцінок зручно розглядати фрідманівську космологічну модель з густиною матерії, рівною критичній (без Λ члена), космологічний момент часу $t = t_0(1+z)^{-3/2}$, де $t_0 = (2/3)H_0^{-1}$ - час життя Всесвіту, z – червоне зміщення, H_0 – постійна Хаббла. Параметр $\alpha = \Gamma G \mu / c^2$ визначає темп втрат енергії струною внаслідок гравітаційного випромінювання та залежить від енергетичного масштабу фазового переходу, під час якого струна утворилась, $\Gamma \approx 50$ – безрозмірний параметр [8], G – гравітаційна стала. Петлі струн періодично осцилюють, різні ділянки струни при цьому рухаються з різними релятивістськими швидкостями, так що щоперіоду на них утворюються каспи. Ділянка прикаспової області на характерній власній (в нерухомому стані) відстані ΔI від

вершини каспа при осциляційних формуваннях каспа прискорюватиметься до Лоренц-фактору $\gamma_s = 1/\sqrt{1-\beta^2} \sim 1/\Delta I$, $\beta = v_s / c$, де v_s – швидкість каспа. Тривалість каспового явища для зовнішнього спостерігача

$$\tau_c = \alpha t (1+z) / (2\gamma_s^3) = \alpha t_0 / (2(1+z)^{1/2} \gamma_s^3).$$
⁽¹⁾

Струни рухаються в міжгалактичній плазмі з характерними параметрами: концентрація протонів і електронів $n = n_e = n_p = 10^{-7} (1+z)^3 n_{-7}$ см⁻³, магнітне поле $B = B_0 (1+z)^2 = 10^{-7} B_{-7} (1+z)^2$ Гс (тут і далі приймемо позначення $n_{-7} = n/10^{-7}$, $B_{-7} = B/10^{-7}$ і т. ін.). При осциляціях петлі в міжгалактичному магнітному полі в ній виникає електричний струм $i = k_i e^2 B_0 l/\hbar$, де k_i – постійна, e – заряд електрона, \hbar – постійна Планка. Струм породжує навколо струни власне магнітне поле. Іонізована космічна плазма не може проникнути в область сильного магнітного поля біля струни, тому при обтіканні струни на деякій відстані r_s від неї формується ударна хвиля, що рухається з Лоренц-фактором $\gamma_{sh} = \gamma_s$.

Розгланемо ультрарелятивістську ударну хвилю навколо прикаспової області струни. Основний вклад в густину енергії за фронтом ударної хвилі дають релятивістські протони $e_p \approx e_2$. З аналізу даних щодо ультрарелятивістських хвиль в космологічних гама-спалахах відомо, що магнітогідродинамічні процеси за фронтом приводять до передачі деякої частини теплової енергії протонів до електронів (так що $e_e = \epsilon_e e_2$, $\epsilon_e \approx 0.1$) та до генерації турбулентного магнітного поля (так що $e_B = \epsilon_e e_2$, $\epsilon_B \approx 0.1$), величина якого значно перевищує величину вмороженого магнітного поля $B_2 \approx 1.4\sqrt{8\pi}c\epsilon_B^{1/2}\gamma_s m_p^{1/2}n^{1/2} = 2.8 \cdot 10^{-5}\gamma_s n_{-7}^{1/2}\epsilon_{B,-1}^{1/2}$ Гс, де m_p – маса протона. Продовжуючи аналогію з ультрарелятивістськими ударними хвилями в гама-спалахах, вважатимемо розподіл релятивістських електронів в післяударній області степеневим $N(\gamma_e) = K'\gamma_e^{-p}$ (приймаємо p = 2.2, як для гама-спалахів) [8].

Прискорені електрони, рухаючись в магнітному полі післяударної області, випромінюватимуть синхротронні фотони в широкому інтервалі енергій. Для віддаленого спостерігача синхротронне випромінювання від прикаспової області на струні концентруватиметься у вузькому пучку з кутом θ ~ 1/γ_s – кут між напрямком руху каспа і напрямком джерело-спостерігач. Частота синхротронних фотонів для електронів з Лоренц-фактором γ_s в локальній системі координат рівна:

$$v = \frac{eB_2}{2\pi m_e c} \gamma_e^2. \tag{2}$$

При переході до системи відліку зовнішнього спостерігача, частота зсуватиметься на Доплер-фактор $\delta = 1/(\gamma_s(1 - \beta \cos \theta_s))$, для $\theta_s \le 1/\gamma_s, \delta \approx \gamma_s$. Режим синхротронного охолодження визначається Лоренц-фактором електронів $\gamma_{e,c}$, що висвічують за гідродинамічний час. Для повільного охолодження $\gamma_{e,c} > \gamma_{e,min}$, де $\gamma_{e,min}$ – мінімальний Лоренц-фактор електронів, лише електрони з енергією більшою $\gamma_{e,c}$ ефективно охолоджуються, а основна кількість електронів повільно втрачає енергію порівняно з гідродинамічним часом. Максимум потужності випромінювання для зовнішнього спостерігача припадає на частоту

$$v_m^{obs} \approx \frac{eB_2}{4\pi m_e c} \gamma_{e,\min}^2 \frac{\delta}{1+z} = 1.9 \cdot 10^4 \gamma_s^4 (1+z)^{1/2} n_{-7}^{1/2} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-1}^{1/2} \Gamma \mu.$$
(3)

Максимум спектрального потоку для зовнішнього спостерігача:

$$F_{\nu,\text{max}}^{obs} = \frac{V_{em} K' A \nu_m^{-(p-1)/2}}{4 \pi d_L^2} \delta^3(1+z) = 2.6 \cdot 10^{-38} \frac{\gamma_s^{4.2} k_i^2 B_{-7}^2 \alpha_{-8}^3 n_{-7}^{1/2} \varepsilon_{e,-1}^{1/2} \varepsilon_{B,-1}^{1/2}}{(1+z)^2((1+z)^{1/2}-1)^2} \quad \text{epr/(cm}^2 \cdot \Gamma \mathbf{\mu} \cdot \mathbf{c})$$
(4)

тут $V_{em} = \frac{3}{2} \pi r_s \Delta l / \gamma_s -$ об'єм випромінюючої області, K', A -коефіцієнти, $d_L = 3t_0 c (1+z)^{1/2} ((1+z)^{1/2} - 1) -$ фотометрична відстань від земного спостерігача до області випромінювання [8].

3. Космологічний швидкий радіоспалах як синхротронне випромінювання від каспа на струні. Застосуємо описаний в попередньому розділі сценарій синхротронного випромінювання електронів, прискорених на фронті ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної струни для пояснення мілісекундного позагалактичного радіоспалаху. Тривалість спалаху, а отже і тривалість каспового явища на струні рівні $\tau_c = 5 \cdot 10^{-3}$ с, червоне зміщення $z \approx 0.3$, отже з формули (1) можемо знайти Лоренц-фактор каспа: $\gamma_s = 3.4 \cdot 10^6 \alpha^{1/3}$. Частоту, на яку припадає максимум випромінювання знайдемо з формули (3): $v_m^{obs} = 2.9 \cdot 10^{-3} \alpha^{4/3}$ Гц, тоді як зареєстрована частота радіоспалаху $v^{obs} = 1.4 \cdot 10^9$ Гц. Отже, для будь якого значення α з можливого для струни проміжку значень $10^{-11} \le \alpha \le 10^{-6}$ зареєстроване випромінювання потрапляє на ділянку спектра $v_m \ge v > v_a$, де v_a –

частота самопоглинання (див. повний спектр синхротронного випромінювання в роботі [8]). Спостережуваний

потік від радіоспалаху $F_v^{obs} = F_{v,max}^{obs} \left(\frac{v^{obs}}{v_m^{obs}} \right)^{1/3} = 3 \cdot 10^{-22}$ ерг/(см² ·Гц · с). Використовуючи формулу (4), отримаємо

 $F_v^{obs} = 1.7 \cdot 10^8 \alpha^{35.6/9} = 3 \cdot 10^{-22}$ ерг/(см² · Гц · с), звідки знаходимо безрозмірний параметр, що визначає енергетичний масштаб, під час якого дана струна утворилась $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$, енергетичний масштаб фазового переходу $\eta \sim 10^{15}$ ГеВ.

Отже, ми пропонуємо пояснити швидкий радіоспалах FRB010724, задетектований телескопом Паркс у 2001 р. як синхротронне випромінювання електронів, прискорених на фронті ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної струни. Відкриті пізніше швидкі радіоспалахи можуть мати аналогічну природу. Альтернативна можливість – пояснення спалаху електромагнітним імпульсом випромінювання від струмонесучого каспа на надпровідній струні – буде розглянута в наступній публікації.

Список використаних джерел

^{1.} Abright millisecond radioburst of extragalactic origin / D.R. Lorimer, M. Bailes, M. A. Mc Laughlin et al. // Science Express, 2007. – Vol. 318. – № 5851. – P. 777–780.

^{2.} A Population of Fast Radio Bursts at Cosmological Distances / D. Thornton, B. Stappers, M. Bailes et al. // Sci., 2013. – Vol. 341 – № 6141. – P. 53–56. 3. Fast Radio Burst Discovered in the Arecibo Pulsar ALFA Survey / L.G. Spitler, J.M. Cordes, J.W.T. Hessels et al. // [electronic version] arXiv: 1404.2934. – 2014. – 9 p.

^{4.} Vachaspati T. Cosmic sparks from superconducting strings / T. Vachaspati // Phys. Rev. Lett., 2008. - Vol. 101. - I.14. - P. 1301-1305.

 Schild R. Anomalous fluctuations observations of Q0957+561 A,B: smoking gun of a cosmic string? / R. Schild, I.S. Masnyak, B.I. Hnatyk // Astron.Astrophys., 2004. – Vol. 422. – P. 477–482.
 Miyamoto K. Cosmological and astrophysical constraints on superconducting cosmic strings / K. Miyamoto, K. Nakayama// [electronic version]

arXiv:1212.6687, 2012. – 32 p.
 7. Effects of cosmic strings with delayed scaling on CMB anisotropy / K. Kamada, Yu. Miyamoto, D. Yamauchi et al. // [electronic version] arXiv:1407.2951,

2014 - 9 p.

8. Zadorozhna L.V. Electromagnetic emission bursts from the near-cusp regions of superconducting cosmic strings / L.V. Zadorozhna, B.I. Hnatyk // UJP, 2009. – Vol. 54. – I.11. – P. 1152–116.

Надійшла до редколегії 28.08.14

Л. Задорожная, канд. физ.-мат. наук, Б. Гнатик, д-р физ.-мат. наук КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ БЫСТРЫЙ РАДИОВСПЛЕСК "SPARK"

КАК НЕТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВОКРУГ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СТРУНЫ

Сверхпроводящие космические струны могут быть мощными источниками нетеплового излучения. Излучение от ударной волны вокруг прикасповой области имеет характер узконаправленных вспышек. Показано, что открытый в 2007 г. на 64-метровом радиотелескопе Паркс миллисекундный внегалактический радиовсплеск FRB010724 "spark" неотождествлённой природы может быть объяснен как синхротронное излучение от ударной волны вокруг прикасповой области сверхпроводящей космической струны энергетического масштаба, близкого к Великому Объединению. Продолжительность, поток и частота наблюдаемого всплеска хорошо согласуются с предложенной моделью. Сейчас выявлено еще пять быстрых радиовсплесков с похожими характеристиками, что подкрепляет объяснение этого явления как излучение от петель космических струн.

Ключевые слова: космические струны, быстрый радиовсплеск, нетепловое излучение, ударные волны.

L. Zadorozhna, Ph.D. in Phys. and Math. Sci., B.I. Hnatyk, Dr. Phys. and Math. Sci. Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

COSMOLOGICAL RADIO BURST "SPARK" AS A NONTHERMAL RADIATION FROM SHOCK WAVE AROUND THE SUPERCONDUCTING STRING

Superconducting cosmic strings can be powerful sources of nonthermal radiation. Radiation from the shock wave around near-cusp region has the character of targeted bursts. It is shown that opened in 2007 on the 64-meter radio telescope Parks millisecond extragalactic fast radio burst FRB010724 "spark" with unknown nature can be explained as synchrotron radiation from shock wave around near-cusp region of the superconducting cosmic string with the energy scale close to the Grand Unification scale. The observed duration, flow and event rate are in good agreement with the proposed model. Currently detected five fast radio burst with similar characteristics reinforce the explanation of this phenomenon as radiation from cosmic string loops.

Key Words: cosmic strings, fast radio burst, non-thermal radiation, shock waves.

УДК 524.7

А. Василенко, асп., О. Федорова, канд. фіз.-мат. наук, В. Жданов, д-р. фіз.-мат. наук, проф. КНУ ім. Тараса Шевченка, Київ

КОРЕЛЯЦІЇ РЕНТГЕНІВСЬКИХ СПЕКТРАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ДЛЯ АКТИВНИХ ЯДЕР ГАЛАКТИК ЗА ДАНИМИ КАТАЛОГУ SWIFT/BAT AGNS

Створено вибірку 65 галактик з активними ядрами за даними каталогу Swift/BAT AGNs. Проаналізовано рентгенівські спектри, отримані супутниками XMM-Newton та INTEGRAL у сумарному діапазоні енергій 0,5– 300 кеВ. Для об'єктів вибірки визначено такі спектральні параметри: фотонний індекс Г, параметр відносного відбиття R, еквівалентна ширина EW_{FeK} лінії Fe K_a, внутрішня світність I, енергія експоненційного обрізання E_c. Отримано оцінки кореляцій Г-R, EW_{FeK}-I, Г-E_c, EW_{FeK}-N_H. Кореляція Г-R отримана окремо для галактик Сейферт 1 та Сейферт 2; встановлено, що вона не є сильною. Параметр відносного відбиття для Сейфертів 2 на малих степеневих показниках систематично вищий, ніж для Сейфертів 1, що може бути вказівкою на внесок відбиття від газо-пилового тору.

Вступ. Згідно із широко прийнятою уніфікованою моделлю [1] типи активних ядер галактик (АЯГ) від Сейферт 1 до Сейферт 2 відрізняються лише орієнтацією відносно променя зору. Вважають, що джерело випромінювання в АЯГ представлене акреційним диском та його короною поблизу надмасивної чорної діри. Основним механізмом, який відповідає за рентгенівське випромінювання, вважають обернене комптонівське розсіювання теплових фотонів ультрафіолетового діапазону не гарячих електронах корони. Це випромінювання може мати різні спектральні властивості залежно, насамперед, від геометрії корони, її стану та стану акреції [4, 21, 22, 24]. Окрім цього, спостережні властивості радіо-гучного чи тихого джерела пов'язують з темпом акреції та спіном чорної діри. Наявність навколоядерного газопилового тору сильно впливає на прояви ліній поглинання та випромінювання (особливо на найважливішу та найяскравішу лінію рентгенівського діапазону – Ге К_а з енергією 6,4 кеВ), а також на фотонний індекс (степеневий показник спектра). Усі ці фактори напряму впливають на значення спектральних параметрів, таких як поглинання, еквівалентні ширини ліній, значення відносного відбиття, світності та вже згаданого фотонного індексу [14], тому вивчення цих параметрів та їх кореляцій дозволяє аналізувати фізичні процеси, які не можуть спостерігатись напряму через віддаленість галактик та обмежені можливості здатність інструментів.

Для дослідження цих питань нами складено вибірку галактик з активними ядрами на основі 22-місячного огляду неба супутником Swift. З даного огляду були вилучено усі подвійні рентгенівські системи та блазари. Ми вибрали лише ті галактики, для яких можна одночасно побудувати рентгенівські спектри з використанням

© Василенко А., Федорова О., Жданов В., 2015

супутників XMM-Newton та INTEGRAL, що дозволило нам працювати в енергетичному діапазоні 0,5–250 кеВ. Повна кінцева вибірка включає 95 галактик, зокрема Сейфертів 1 – 44, Сейфертів 2 – 21, радіо-гучних – 16 і радіо-тихих галактик – 49. Рентгенівські дані для цієї вибірки, отримані з супутників XMM-Newton та INTEGRAL були опрацьовані стандартними пакетами програм XMM SAS ver. 11.0 (Science Analysis Software) OSA 9.0 (Offline Standart Analysis Software), відповідно. Аналіз спектрів виконувався за допомогою програмного забезпечення XSpec ver.12.6.

Для галактик вибірки побудовано та досліджено рентгенівські спектри та отримані відповідні спектральні параметри, такі як степеневий індекс Г, параметр відносного відбиття R, еквівалентна ширина *ЕW_{FeK}* лінії Fe K_a,

внутрішня світність I, енергія обрізання E_{cut-off} та величина поглинання N_H. Частково ці результати показано нижче на

Рис. 1 та Рис. 2. В даній роботі ми наводимо отримані на цій основі кореляції таких спектральних параметрів: "фотонний індекс г – параметр відносного відбиття R", "еквівалентна ширина лінії Fe K_α – внутрішня світність" (ефект Балдвіна), " фотонний індекс г – енергія обрізання" та "величина поглинання – еквівалентна ширина лінії Fe K_α".

Фотонний індекс – показник відносного відбиття. Залежність між параметрами відносного відбиття R та фотонного індексу Г була досліджена в роботах [7, 16, 20, 25, 28] з різними висновками щодо її існування. Вперше на цю залежність було вказано в [28] для рентгенівських даних по 23 радіо-тихим галактикам типу Сейферт 1, 1.2, 1.5 та по декільком подвійним рентгенівським системам; було отримано значення коефіцієнта Спірмена 0.91. Це є занадто великим значенням, яке пізніше не було підтверджено. У нашій роботі розглянуто цю кореляцію для 58 сейфертівських галактик усіх типів. При цьому ми перевірили кореляцію окремо для Сейфертів 2 (включають Сейферти 1, 1.2, 1.5), радіо-тихих та радіо-гучних.

Було проведено дві оцінки. Спочатку було отримано коефіцієнт кореляції Спірмена, який, як виявилося, дає ненульові значення, наприклад *r* = 0.45±0.17 для 58 активних ядер галактик¹, тобто певна кореляція є, але вона невелика. Дійсно, як видно з Рис. 1, для значень Г >2 має місце певне одночасне збільшення разом із R. Це – певний натяк на існування залежності між параметрами R та Г. Тому, як варіант, було розглянуто підгонку цієї залежності за моделлю Бєлобородова [4]. У цій моделі зменшення рентгенівського відбиття від диску відбувається внаслідок об'ємного руху ("bulk motion") випромінюючої гарячої плазми в напрямку від "відбивача". Поведінка даної моделі (темно- та світло-сіра лінії для Сейфертів 1 та Сейфертів 2 відповідно на Рис. 1) за малих значеннях фотонного індексу зашумлена стохастикою; тоді як для впевненого висновку за великих г даних замало.

Отриманий нами результат узгоджується з результатами робіт інших авторів, наприклад [7, 16, 20, 25], але є відмінним від результату роботи [28]. Можна стверджувати, що існування залежності між фотонним індексом та відносним відбиттям залишається спірним. Для можливого виявлення шуканої залежності, потрібно, принаймні, поперше, використовувати велику кількість якісних рентгенівських даних галактик без додаткового поглинання (для зменшення впливу газопилового тору), по-друге, використовувати реалістичну модель корони акреційного диску і по-третє, під час підгонки спектрів обов'язково розділяти відбиття від газопилового тору та акреційного диску (що можливо, лише з дуже якісними даними широкого діапазону енергій).





Поглинання-еквівалентна ширина лінії. Залежність величини стовпчикового поглинання найчастіше використовується для часткового визначення області утворення емісійної лінії Fe K_α завдяки тому, що тут э можливість розділити внесок випромінювання від акреційного диску та газопилового тору. У роботі при дослідженні цієї залежності було використано дані 48 галактик, в основному, типу Сейферт 2.

Як видно на рис. 2, до значення поглинання $N_{H} = 10^{23.5}$ см⁻² еквівалентна ширина значуще не змінюється, її середнє значення $EW_0 = 92,5\pm9,8$ еВ.

¹ Значення похибки коефіцієнта кореляції отримано за допомогою методу "jackknife" (метод "складного ножа").

Вище за $N_{\mu} = 10^{23.5}$ см⁻² поведінка даних перестає бути плоскою, показуючи певний зв'язок величини поглинання та еквівалентної ширини. Така поведінка теоретично була описана в роботі [2], де розглядалось відбиття рентгенівського випромінювання від товстого газо-пилового тору. Тобто, великі ширини при великих $N_{\mu} \sim 10^{23.5-24}$ см⁻² можуть утворюватись завдяки товстому тору. Зокрема, в роботі [10] зазначено, що типовий газо-пиловий тор з $N_{\mu} = 10^{24}$ см⁻² буде показувати значення ~650 еВ для сонячного вмісту. Одночасно, великі еквівалентні ширини при малих N_{μ} (<10^{23.5} см⁻²), означають, що лінія Fe K_α утворюється внаслідок відбиття від матеріалу, відмінного від тору. Малі величини еквівалентної ширини (~100 еВ) для галактики з малим поглинанням та Сейфертів 1, означають, що лінії утворюються в одному і тому середовищі, наприклад в області широких ліній.

Лінія, проведена на Рис. 2, відтворює функцію $EW(N_H) = EW_0 \exp(\sigma_{Fe}N_H)$ і задовільно описує поведінку збільшення еквівалентної ширини зі зростанням поглинання. Ця крива може описувати випадок, коли лінія Fe K_α утворюється відбиттям від області широких ліній за наявності поглинача, який не лежить точно на промені зору для галактик з малим N_H , але при цьому він поглинає частину континууму. Але ця функція не описує значення $EW_{FeK} \sim 50-150$ eB при $N_H < 10^{23.5}$ cm⁻² [27].

Підсумовуючи, можна стверджувати, що результати опрацювання даної вибірки узгоджуються з уявленням, що в галактиках із сильним поглинанням ($N_H > 10^{23.5}$ см⁻²) лінія Fe може випромінюватися газопиловим тором; а при малій величини поглинання ($N_H < 10^{23.5}$ см⁻²), переважна більшість ліній Fe K_α line утворюється у середовищі, ближчому до чорної діри.



Рис. 2. Еквівалентна ширина лінії Fe K_α як функція від величини стовпчикового поглинання

Енергія обрізання-фотонний індекс. Аналізуючи дані різних авторів по визначенню параметрів Г, E_{cut-off} можна побачити, що у багатьох випадках більшим значенням г відповідають більші значення E_{cut-off}, причому цей ефект особливо виражений для спектрів низької якості (за великих похибок спостережень). Це відома проблема кореляції параметрів Г та E_{cut-off} при опрацюванні спектра кожного окремого об'єкта. Оскільки первинний спектр (до врахування ефектів розсіювання, відбиття та поглинання) в моделі рехгах [14] апроксимують формулою $E^{-\Gamma} \exp(-E/E_{cut-off})$, за наявності похибок вимірювань помилкове збільшення одного з цих параметрів може компенсуватися – також в рамках похибок – збільшенням іншого параметру. Цей чисто статистичний ефект опрацювання даних може маскувати реальний фізичний зв'язок між цими параметрами, які відповідають різним фізичним процесам. Якщо фотонний індекс є характеристикою спектра випромінювання корони, то наявність експоненційного обрізання на енергіях менше 200 кеВ пов'язують з вимітанням частинок з великими енергіями з області поблизу чорної діри, що обертається, та з появою струменів в АЯГ. Для з'ясування зазначеного зв'язку треба порівнювати результати обробки для різних об'єктів. На можливість існування кореляції між енергією обрізання та степеневим показником вперше була звернута увага в роботах [21, 22, 23], де опрацьовувались дані супутника ВерроSAX. Але автори цих робіт працювали з дуже малими вибірками галактики типу Сейферт 1 (наприкл., з 6-ма та 9-ма, в роботах [22] та [21], відповідно). Ми використали дані для 39 галактик. Для шуканої залежності встановлено відсутність будь-якої чіткої кореляції, значення коефіцієнта Спірмена становить r = 0.15±0.10. Також не виявлено присутність інших типових залежностей (наприклад, степеневої чи експоненційної).

Потрібно відзначити, що для подальшого дослідження бажано ще збільшити об'єм вибірки. Також можливо, що потрібно більш точно враховувати геометрію системи, що випромінює. Модель pexrav [14] застосована для підгонки, використовує припущення на геометричну форму корони у вигляді "лампи над плоскою поверхнею", яка зверху опромінює акреційний диск. Але це є досить грубим наближенням і не враховує також варіацію оптичної товщі в різних місцях диску. ~ 42 ~

Ефект Балдвіна. Ми також дослідили актуальну та одночасно спірну можливу антикореляцію між внутрішньою (виправленою за поглинанням) світністю та EW_{FeK} для радіо-тихих галактик типу Сейферт 1 (т.зв. ефект Балдвіна) [3, 12]. Цей ефект був виявлений у вибірці радіо-тихих Сейфертів 1 в роботах [5, 19] у формі $EW_{FeK} \sim L_{X.44}^{-0.17\pm0.03}$, де L_{х 44} є світністю в діапазоні 2–10 кеВ в одиницях 10⁴⁴ ерг*с⁻¹. Ефект Балдвіна не виявлений для Сейфертів 2 [6]. У нашій вибірці, яка містить 30 галактик, як виявилось, ефект не є абсолютно підтверджений, але й не можна сказати про його повну відсутність. При перевірці ефекту для енергетичного діапазону 2-10 кеВ залежність має вигляд $\log(EW) = (-0.235 \pm 0.077) \cdot \log(L_{corr}) + (12.09 \pm 3.39)$. Коефіцієнт кореляції має значення $\rho = -0.49 \pm 0.13$, тобто антикореляція є, хоча вона й не дуже значна. Для енергетичного діапазону 20–100 кеВ лінійна залежність має вигляд $log(EW) = (-0.123 \pm 0.087) \cdot log(L_{corr}) + (7.19 \pm 3.81)$, коефіцієнт кореляції має значення $\rho = -0.26 \pm 0.16$, тобто антикореляція для жорсткого рентгенівського діапазону на межі статистичної значущості.

Чітке та остаточне фізичне пояснення не розроблене до цього часу. Можливі пояснення можуть бути такі як варіація іонізації випромінюючого матеріалу та його металічності зі зміною світності [13]; чи залежність від світності фактору перекриття поглиначем та іонізаційного стану області широких ліній [17]. Також можливо, що основним фізичним фактором, який зумовлює ефект Балдвіна, є швидкість акреції, а не світність, як така.

Висновки. На основі оригінальної вибірки з 65 галактик з активними ядрами, складеної на основі 22-місячного огляду неба супутником Swift, нами визначено основні спектральні параметри рентгенівських спектрів цих галактик. Вибірка включає у себе 44 галактики типу Сейферт 1 та 21 галактику типу Сейферт 2. При поділі за радіо-гучністю – 16 радіо-гучних та 49 радіо-тихих галактик. В даній роботі ці результати використано для вивчення кореляцій між спектральними параметрами. Висновки можна сформулювати так.

1. Не підтверджується наявність сильної кореляції між значеннями фотонного індексу г та параметром відбиття R при загальному та попарному аналізі Сейфертівських галактики 1 та 2 типів та радіо-гучних/радіо-тихих галактик.

2. За даними нашої вибірки відсутня кореляція між величиною енергії обрізання та фотонного індексу. Це свідчить про відсутність прямого зв'язку між характером випромінювання корони та вимітанням високоенергетичних частинок поблизу чорної діри в АЯГ.

3. Досліджуючи залежність *EW_{FeK}* від N_H можна припустити, що (принаймні) частина ліній Fe K_α повинна утворюватись у комптонівськи-тонкому газі на промені зору, ймовірно, в області широких ліній. Також потрібно ситуативно враховувати присутність товстого тору, який не лежить на промені зору, (при помірному значенні поглинання), але дає внесок у спектр відбиття та емісію Fe K_a.

4. З огляду на рентгенівський ефект Балдвіна для радіо-тихих галактик типу Сейферт 1 визначено коефіцієнти Спірмена: $\rho = -0.49 \pm 0.13$ в діапазоні енергій 2–10 кеВ та $\rho = -0.26 \pm 0.16$ в діапазоні 20–100 кеВ.

Список використаних джерел

- 1. Antonucci R. Unified models for active galactic nuclei and quasars / R. Antonucci // ARA&A, 1993. Vol. 31. P. 473–521.
- 2. X-ray implications of a unified model of Seyfert galaxies / H. Awaki, K. Koyama, H. Inoue et al. // PASJ, 1991. Vol. 43. P. 195-212.
- 3. Baldwin J. A. Luminosity indicators in the spectra of guasi-stellar objects / J. A. Baldwin // Astroph. J., 1977. Vol. 214. P. 679-684.
- 4. Beloborodov A. M. Plasma ejection from magnetic flares and the x-ray spectrum of Cygnus X-1 / A. M. Beloborodov // Astroph. J., 1999. Vol. 510. P. 123–126. 5. On the Iwasawa-Taniguchi effect of radio-quiet AGN / S.Bianchi, M.Guanazzi, G. Matt et al. // A&A, 2007. - Vol. 467. - P. 19-22.
- 6. Dadina M. Seyfert galaxies in the local Universe (z ≤ 0.1): the average X-ray spectrum as seen by BeppoSAX / M. Dadina // A&A, 2008. Vol. 485. P. 417–424.
- 7. Broad-band study of hard X-ray-selected absorbed active galactic nuclei / Á. de Rosa, F. Panessa, L. Bassani et al. // MNRAS, 2012. Vol. 420. P. 2087–2101.
- 8. An X-ray view of absorbed INTEGRAL AGN / A. de Rosa, L. Bassani, P. Ubertini et al. // A&A, 2008. Vol. 483. P. 749–758.
- 9. Dickey J.M. H I in the Galaxy / J.M. Dickey, F.J. Lockman // A&A, 1990. Vol. 28. P. 215–261.
- 10. Ghisellini G. The contribution of the obscuring torus to the X-ray spectrum of Seyfert galaxies a test for the unification model / G. Ghisellini, F. Haardt, G. Matt // MNRAS, 1994. - Vol. 267. - P. 743-754.
- 11. On the driver of relativistic effect strength in Seyfert galaxies / M. Guainazzi, S. Bianchi, I. de la Calle Perez et al. // A&A, 2011. Vol. 531. P. 131–144. 12. Iwasawa K. The x-ray Baldwin effect / K. Iwasawa, Y. Taniguchi // Astroph. J., 1993. - Vol. 413. - P. 15-18.
- 13. Korista K. Quasars as cosmological probes: The ionizing continuum, gas metallicity, and the WA-L relation / K. Korista, J. Baldwin, G. Ferland // Astroph. J., 1998. - Vol. 507. - P. 24-30.
- 14. Magdziarz P. Angle-dependent compton reflection of X-rays and gamma-rays / P.Magdziarz, A. A. Zdziarski // MNRAS, 1995. Vol. 273. Iss. 3. P. 837–848. 15. A broad-band spectral analysis of eight radio-loud type 1 active galactic nuclei selected in the hard X-ray band / M. Molina, L. Bassani, A. Malizia, et al.
- // MNRAS, 2008. Vol. 390. P. 1217-1228.

16. The INTEGRAL complete sample of type 1 AGN / M. Molina, L. Bassani, A. Malizia et al. // MNRAS, 2009. – Vol. 399. – P. 1293–1306.

17. Mushotzky R. The line continuum luminosity ratio in active galactic nuclei - or, on the 'Baldwin effect' / R. Mushotzky, G. J. Ferland // Astroph. J., 1984. - Vol. 278. - P. 558-563.

18. Nandra K. On the origin of the iron Kα line cores in active galactic nuclei / K. Nandra // MNRAS, 2006. - Vol. 368. - P. 62-66. 19. An X-ray Baldwin effect for the narrow Fe K_a lines observed in active galactic nuclei / K. L. Page, P. T. O'Brien, J. N. Reeves et al. // MNRAS, 2004.

– Vol. 347. – P. 316–322.

20. The broad-band XMM-Newton and INTEGRAL spectra of bright type 1 Seyfert galaxies / F. Panessa, L. Bassani, A. de Rosa et al. // A&A, 2008. - Vol. 483. – P. 151–160.

- 21. Compton reflection and iron fluorescence in BeppoSAX observations of Seyfert type 1 galaxies / G. C. Perola, G. Matt, M. Cappi et al. // A&A, 2002. - Vol. 389. - P. 802-811.
- 22. Testing comptonization models using BeppoSAX observations of Seyfert 1 galaxies / P. O. Petrucci, F. Haardt, L. Maraschi et al. // A&A, 2001. Vol. 556. – P. 716–726.

Piro L. Probing the AGN environment with X-ray measurements / L. Piro // Astron. Nachr., 1999. – Vol. 320. – P. 236–239.
 Reflection in Seyfert galaxies and the unified model of AGN / C. Ricci, R. Walter, T. J.-L. Courvoisier et al. // A&A, 2011. – Vol. 532. – P.102–122.

25. X-ray properties of the northern galactic cap sources in the 58 month Swift/BAT catalog / R. V. Vasudevan, W. N. Brandt, R. F. Mushotzky et al. // Astroph. J., 2013. - Vol. 763. - P. 111-149.

26. X-ray properties of an unbiased hard X-ray-detected sample of active galactic nuclei / L. M. Winter, R. F. Mushotzky, J. Tueller et al. // Astroph. J., 2008. - Vol. 674. - P. 686-710.

27. Physical diagnostics from a narrow Fe K_α emission line detected by Chandra in the Seyfert 1 galaxy NGC 5548 / T. Yaqoob, I. M. George, K. Nandra et

al. // Astroph. J., 2001. – Vol. 546. – P. 759–768.
 29. Zdziarski A. A. Correlation between compton reflection and X-ray slope in Seyferts and X-ray binaries / A. A. Zdziarski, P. Lubinski, D. A. Smith // MNRAS. – 1999. – Vol. 303. – P. 11–15.

А. Василенко, асп.,

Е. Федорова, канд. физ.-мат. наук, В. Жданов д-р. физ.-мат. наук, проф.

КНУ им. Тараса Шевченко, Киев

КОРРЕЛЯЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА SWIFT/BAT AGNS

Создана выборка из 65 галактик с активными ядрами по данным каталога Swift/BAT AGNs. Проанализированы рентгеновские спектры, полученные спутниками XMM-newton и INTEGRAL в суммарном диапазоне энергий 0,5–300 кэВ. Для объектов выборки определены следующие спектральные параметры: фотонный индекс Г, параметр относительного отражения R, эквивалентная ширина EW_{Fek} линии Fe K_{an} внутренняя светимость I, энергия експоненциального обрезания E_c и величина поглощения N_H. Получены оценки корреляций Г-R, EW_{Fek}-I, Г-E_c, EW_{Fek}-N_H. Корреляция Г-R получена отдельно для галактик типа Сейферт 1 и Сейферт 2. Показано, что она не является сильной. Параметр относительного отражения для Сейфертов 2 на малых степенных показателях систематически выше, чем для Сейфертов 1, что может указывать на вклад отражения от газопылевого тора.

A. Vasylenko, postgrad. stud.,

E. Fedorova, Ph.D.,

V. Zhdanov Dr. Sci., Prof., Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

CORRELATIONS OF THE X-RAY SPECTRAL PARAMETERS FOR A SAMPLE OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI USING THE DATA OF SWIFT/BAT AGNS CATALOG

We treated a homogeneous sample of 65 active galactic nuclei, which are part of the Swift/BAT AGN catalogue. For this sample we analyzed Xray spectra from XMM-Newton and INTEGRAL satellites thus allowing us to extend the spectral range to 0,5-300 keV. The spectral parameters, such as the photon index Γ , relative reflection R, equivalent width of Fe K line, neutral absorption and intrinsic luminosity I are determined for objects of this sample. We determined correlations Γ -R, EW_{FeK} - N_H . Dependence of "power-law index – relative reflection" for Seyfert ½ galaxies were investigated separately. We found that this dependence is not clearly approximated by linear model. Also, we found that the relative reflection parameter at low power-law indexes for Seyfert 2 galaxies systematically higher than in Seyfert 1. This can be explained by inCreasing contribution of reflected radiation from the gas-dust torus.

УДК: 523.982.6+982.8; 550.386

Н. Лозицька, канд. фіз.-мат. наук, В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ІНДЕКСИ ГРУП СОНЯЧНИХ ПЛЯМ ДЛЯ ДОВГОСТРОКОВОГО ПРОГНОЗУВАННЯ ГЕОМАГНІТНОЇ АКТИВНОСТІ

На матеріалах наземних спостережень сонячної фотосфери, а також міжнародних даних геомагнітної активності, вивчені сонячно-земні зв'язки на часових інтервалах у десятки років. Отримані докази існування синхронних вікових варіацій напруженості магнітного поля, площі та протяжності великих груп сонячних плям, які разом з параметрами їх 11-річних варіацій і кореляційних зв'язків з геомагнітними індексами дозволяють прогнозувати геомагнітну збуреність у наступному циклі сонячної активності.

Ключові слова: сонячна активність, цикл сонячної активності, групи сонячних плям, прогнозування геомагнітної активності.

Вступ. На сьогодні найбільш розробленими є короткострокові прогнози імовірності виникнення сонячних спалахів з викидами корональних мас та їх геомагнітних наслідків, тоді як прогнози геомагнітних індексів на 27 та 45 днів мають меншу справджуваність. Мета нашої роботи – дослідження геліо-геомагнітних зв'язків на інтервалах в десятки років і прогнозування геомагнітних параметрів на наступний 11-річний цикл. Задача прогнозування довготривалих варіацій геомагнітних ефектів, спричинених сонячною активністю, є актуальною також для завбачення кліматичних змін [10; 14]. На сьогодні прогнозування сонячної активності зосереджене переважно на побудові статистичних моделей варіацій числа сонячних плям, і лише невелика кількість робіт присвячена дослідженню змін характеристик площі груп сонячних плям і їх магнітних полів з метою прогнозування параметрів міжпланетного простору. В роботі [14] показано, що саме з напруженістю магнітних полів сонячних плям сильно корелює річна кількість корональних викидів маси. Основну проблему оцінки вікових варіацій магнітних полів Сонця можна вирішити безпосередньо статистичною обробкою всіх результатів візуальних вимірювань зеєманрозщеплення в ядрах великих плям, проведених обсерваторіями світу. Це вперше виконано в [15], але повторні результати, отримані різними дослідниками, інколи не давали незаперечних доказів існування довгочасних змін, окрім 11-річних [19; 21] через низку невирішених методичних проблем. Виявлені нами вікові зміни напруженості магнітного поля сонячних плям [15] спочатку заперечувалися [20], потім активно обговорювалися та інтерпретувалися [19; 21]. Останні роботи з цієї тематики націлені не на дискусії відносно існування, а на пошук і пояснення особливостей вікового циклу магнітних полів сонячних плям [12; 14], між тим шляхи вирішення методичних причин розбіжності результатів знайдені в [16].

Індекс числа плям згідно з роботою [2] – частотна характеристика, а площа груп плям – індекс потужності циклів з чітким фізичним змістом. Ми використовуємо площу груп, як і їх протяжність, як непрямі індекси потоку магнітного поля через одиницю площі [7]. Пошук вікових варіацій у площах і протяжності великих груп плям дозволить веріфікувати отримані зміни магнітних полів. Знайдені в роботах [1, 8; 17] вікові максимуми площ великих плям цікаві як для теорій динамо, так і для задач прогнозування сонячної активності. Напруженість полярного магнітного поля в мінімумі сонячної активності визначає висоту наступного циклу [18]. В свою чергу, ця напруженість залежить від параметрів груп плям у попередньому максимумі. Отже, детальне дослідження змін магнітного поля, протяжності та площі груп сонячних плям у поточному 11-річному циклі дозволяє будувати статистичні моделі прогнозів і практично прогнозувати параметри наступного циклу ще до настання мінімуму [3]. Не менш важливим результатом таких досліджень є накопичення фактів для вибору моделі процесів генерації сонячних магнітних полів з багатьох теоретично розроблених варіантів, яка має узгоджуватися з усіма спостережними даними. Для побудови моделей геоефективності активних сонячних утворень насамперед потрібні тривалі неперервні ряди індексів сонячної активності, які безпосередньо представляють фізичні характеристики груп сонячних плям.



Рис. 1. Варіації величини магнітного поля B_{sp} , площі S_{gr} і протяжності *dL* великих груп сонячних плям протягом останніх 65 років. Великими вважаємо групи з максимальною площею понад 500 м.ч.п. [2, ст. 61] або середньою площею понад 420 м.ч.п. (відмінність максимальної і середньої площ проілюстрована в роботі [9, ст. 58]). Стандартні похибки зазначених індексів не перевищують двох поділок шкали ординат (0.2 сТл, 40 м.ч.п. і 0.4° відповідно), за винятком похибки площі і протяжності груп у 18 циклі (70 м.ч.п. та 0.7°). Розглянуті індекси, на відміну від *RI,* симетричні відносно середини циклу, тому дані за неповні цикли (друга половина 18-го і перша половина 24-го циклу) дозволяють оцінити індекси за повний цикл

Вікові зміни індексів сонячної активності. Обчислення проведені за каталогами спостережень площ і протяжності груп сонячних плям, складених в обсерваторіях Києва [5; 6; 13], в Кисловодській Гірській станції ГАО РАН (http://solarstation.ru/), а також за розрахунками середньорічних значень протяжності груп за спостереженнями в Далекосхідній обсерваторії [4] та напруженості магнітного поля сонячних плям у [7; 8] і в даній роботі (рис. 1).

В роботі [2, ст. 11–13 та 60] зазначено, що індекси потужності груп сонячних плям, таких як середня і максимальна за рік площа груп сонячних плям, середня площа груп, що перевищують 1000 м.ч.п., показували зменшення від 12 до 15 циклу сонячної активності, і збільшення від 15 до 18 циклу. Наше дослідження є продовженням таких робіт, і воно доводить, що у 18 циклі був віковий максимум інтенсивних показників (або потужності) сонячної активності.

Індекси сонячної і геомагнітної активності в 11-річному циклі. Індекси геомагнітної активності взяті як річні дані (або розраховані за відсутності річних, з поденних данних) на сайті http://ngdc.noaa.gov/stp/geomag/indices.html. 11-річні варіації цих індексів показані на рис. 2 разом з варіаціями числа плям, площі та протяжності великих груп.

З рисунка видна суттєва відмінність розподілу індексу числа плям від решти геліогеомагнітних індексів в 11-річному циклі сонячної активності. Сума числа плям за перші 5 років циклу перевищує таку за другу половину циклу. Мода і медіана індекса RI припадає на 4–5 роки циклу, тоді як для інших індексів – на початок гілки спадання числа плям (5–7 роки). Відомо, що максимум таких екстенсивних індексів сонячної активності, як сумарна площа плям чи потік радіовипромінювання, також, як числа плям, спостерігається на 4–5-у році циклу. Факт, що геомагнітні індекси запізнюються відносно числа плям в середньому на 1–2 роки теж добре відомий, але не було досі встановлено, які спостережні характеристики Сонця найбільше корелюють з геомагнітними індексами, що необхідно знати для прогнозування останніх.

Регресійні залежності між показниками збурень геомагнітного поля та індексами груп плям. Індекси числа плям *RI*, протяжності груп великої площі *dL* та середньорічну площу великих груп *S*_{gr} ми зіставили з річною кількістю днів сильних магнітних бур Ap*, індекс магнітного поля плям *B*_{sp} порівняли з геомагнітним індексом *D*_{st} (рис. 3, 4). При зіставленні *RI* з Ap* без зсуву бачимо, що кореляційний зв'язок між ними слабкий (рис. 3, ліворуч), але якщо ввести лаг 1-2 роки, *r* зростає до 0,6 (95 % межі по Фішеру 0.4–0.7) (табл. 1).

Індекс магнітних полів великих плям *B*_{sp} антикорелює з геомагнітним індексом *D*_{st}, тобто за рахунок збурень, спричинених відкритими магнітними потоками активних областей, зменшується напруженість геомагнітного поля.

Залежності, представлені на рис. 3 та 4, запишемо як рівняння регресії (1) з відповідними значеннями коефіцієнтів регресії, приведеними в табл.1:

$$Ap_{1}^{*}(t) = a_{1} \cdot RI(t-1) + b_{1}; Ap_{2}^{*}(t) = a_{2} \cdot dL(t) + b_{2}; Ap_{3}^{*}(t) = a_{3} \cdot S_{gr}(t) + b_{3}; D_{st}(t) = a_{4} \cdot B_{sp}(t) + b_{4}$$
(1)

АСТРОНОМІЯ. 1(52)/2015



Рис. 2. 11-річні варіації геліо- та геомагнітних індексів: середньорічної величини міжнародного числа плям *RI*, кількості днів сильних геомагнітних бур *Ар**, середньорічного індекса збурення геомагнітного поля *D*_{st}, індекса магнітних полів сонячних плям *B*_{sp}, середньорічної площі великих груп сонячних плям *S*_{gr} та їх протяжності *dL*

Таблиця 1. Результати розрахунків коефіцієнтів кореляції і регресії для чотирьох пар індексів геомагнітно
і сонячної активності із зазначенням довжини рядів

	Пари індексів	∆ <i>t</i> , роки	Коефіцієнт кореляції, <i>г</i>	Межі <i>r</i> в довірчому інтервалі 0.95	Коефіцієнт <i>а</i> і, 95 % межі	Коефіцієнт <i>b</i> і 95 % межі
1	<i>Ap*^RI</i> (t-1)	83	0.581	0.417; 0.708	0.12 (0,09; 0.15)	9 (7; 11)
2	Ap*^dL	66	0.552	0.366; 0.700	4.6 (3.0; 5.8)	-22 (-20; -24)
3	Ap*^S _{gr}	72	0.634	0.472; 0.754	0.049 (0.036; 0.058)	-20 (-18; -22)
4	$D_{\rm st}^{A}B_{\rm sp}$	58	-0.536	-0.322; -0.697	-3.7 (-2.22; -4.81)	76 (75; 77)

Високі коефіцієнти кореляції між парами індексів свідчать, що обрані параметри сонячної активності можуть використовуватися для пошуку сонячно-земних зв'язків. Зіставлення об'єднаного ряду протяжності великих груп сонячних плям і ряду їх площ з рядом Ар* показало, що статистичний зв'язок між ними існує з достовірністю, більшою за 0,99, коефіцієнти кореляції *г* дорівнюють 0.55–0.63. З рівнянь регресії (1) і їх коефіцієнтів з табл. 1 можна розрахувати, що кількість геомагнітних бур в 24 та 25 циклах буде невисокою, як у 20-му циклі.







Рис. 4. Середньорічні значення індексів магнітних полів сонячних плям і збурення магнітосфери Землі у 1956–2014 р. (ліворуч) та площі великих груп сонячних плям і кількості геомагнітних бур на рік у 1940–2014 р. (праворуч)

Висновки. Запропоновані нові параметри для довгострокового прогнозування рівня геомагнітних збурень: індекси магнітних полів, площі та протяжності великих груп сонячних плям. Нами розраховано, що в середньому за 25-й цикл сонячної активності протяжність груп з площею понад 420 м.ч.п. (або з максимальною за проходження площею понад 500 м.ч.п.) становитиме 8.0 ± 0.4; площа цих великих груп буде 620 ± 40 м.ч.п., а величина магнітного поля великих плям (діаметром 22–44 Мм) очікується 24.4 ± 0.2 сТл. За очікуваними параметрами циклу у вікових варіаціях (Рис. 1) і даними відхилень щорічних значень від середніх у 11-річному циклі (Рис. 2), використовуючи регресійні залежності, можна прогнозувати параметри геомагнітної збуреності: в рік мінімуму 25-го циклу кількість днів сильних магнітних бур становитиме 7 (з 95 % імовірністю не перевищить 16 бур на рік), а в максимумі 25-го циклу становитиме 19 (з 95 % імовірністю не перевищить 30 бур на рік). За даними прогнозу індексу числа плям *RI* в роки екстремумів 25-го циклу з роботи [11] з використанням знайдених нами коефіцієнтів регресії, отримаємо, що в наступний рік після мінімуму 25-го циклу очікується 10 геомагнітних бур (95% інтервал від 7 до 12), а в середині 25-го циклу – 22 геомагнітні бурі на рік (95% інтервал від 16 до 28). Середньорічний індекс збурення геомагнітного поля *D*_{st} в мінімумі 25-го циклу прогнозуємо –11 нТл, а в максимумі –17 нТл.

Список використаних джерел

1. Бабий В.П. Статистические характеристики крупных солнечных пятен в циклах солнечной активности NN 17–23 / В.П. Бабий, В.М. Ефименко, В.Г. Лозицкий // Кинематика и физика небес. тел, 2011. – 27, № 4. – С. 48–56.

2. Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности / Ю.И. Витинский. – Л. : Наука, 1973.

3. Ерофеев Д.В. О связи между пятенной активностью в соседних 11-летних циклах / Д.В. Ерофеев // Солнечная активность и её влияние на Землю. Тр. УАФО. – Владивосток : Дальнаука, 2004. – Т. 8. – С. 37–52.

4 Ерофеев Д.В. Систематические изменения размеров групп солнечных пятен в циклах активности 19–23 / Д.В. Ерофеев // Солнечная активность и её влияние на Землю. Тр. УАФО. – Владивосток : Дальнаука, 2010. – Т.13. – С. 57–67.

5. Зельдина М.Ю. Наблюдения фотосферы и хромосферы Солнца в 1942–1945 годах на Киевской Астрономической обсерватории / М.Ю. Зельдина, Е.Н. Земанек, А.Н. Сергеева // Тр. Київ. астроном. обсерваторії. – К. : Вид-во КДУ ім. Т.Г. Шевченка. – 1956. – Т. 1. – С. 81–300.

 Зельдина М.Ю. Наблюдения фотосферы и хромосферы Солнца на Астрономической обсерватории Киевского университета в 1946–1950 гг. / М.Ю. Зельдина, Е.Н. Земанек, А.Н. Сергеева // Тр. Київ. астроном. обсерваторії. – К. : Вид-во КДУ ім. Т.Г. Шевченка, 1958. – Т. 2. – С. 1–468.

7. Лозицкая Н.И. Вековые вариации магнитных полей солнечных пятен: сопоставление различных индексов / Н.И. Лозицкая // Космічна наука і технологія, 2010. – Т. 16, № 4. – С. 30–36.

8. Лозицька Н. Міжрічні варіації модулів та асиметрії магнітного поля, площ та широт сонячних плям / Н. Лозицька // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія, 2010. – Вип. 46. – С. 16–21.

9. Лозицька Н. Площі груп сонячних плям за каталогами Служби Сонця 1942–1952 рр. / Н.Лозицька, В. Єфіменко // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія, 2013. – Вип. 50. – С. 55–62.

10. Лозицкая Н.И. Геомагнитные и климатические проявления солнечной активности / Н.И. Лозицкая, В.В. Лозицкий // Тр. 9-й Пулковской межд. конф. по физике Солнца "Солнечная активность как фактор космической погоды"; С.-Пб, 4-9 июля 2005. – СПб. : ВВМ, 2005. – С. 87–92.

11. Пішкало М. Попередній прогноз максимуму 25-го циклу сонячної активності / М. Пішкало // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія, 2014. - Вип. 51. - С. 36-38.

12. Тлатова К.А. Магнитные поля солнечных пятен по данным наблюдений в период 1917–2013 гг. / К.А. Тлатова, В.В. Васильева, А.Г. Тлатов // Изв. Крымской Астрофиз. обсерватории, 2013. – Т. 109, № 4. – С. 76–84. 13. *Циркуляры* Киевской Астрономической Обсерватории, 1946–1952. К. : Изд. КГУ им.Т.Г. Шевченко. – № 1. – № 65.

14. Georgieva K. Solar magnetic fields and terrestrial climate / K. Georgieva, Yu. Nagovitsyn, B. Kirov // Proc. of the XVIII conf. "Solar and Solar-Terrestrial Phys., 2014" / Pulkovo, Russia, 20-25 October, 2014 / 2014arXiv1411.6030G / http://esoads.eso.org/abs/2014arXiv1411.6030G. 15. Lozitska N.I. Interannual variation of sunspot magnetic fields from 1924 to 2004 / N.I. Lozitska // Kinematika i Fizika Neb. Tel, Suppl., 2005. - Vol. 5,

– P. 151–152.

16. Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots / N.I. Lozitska, V.G. Lozitsky, O.A. Andryeyeva et al. // Advances in Space Res., 2015. - Vol. 55. - Iss. 3. - P. 897-907.

17. Javaraiah J. Long-term temporal variations in the areas of sunspot groups / J. Javaraiah // Advances in Space Res., 2013. - Vol. 52. - Iss. 5. - P. 963-970. 18. Using dynamo theory to predict the sunspot number during solar cycle 21 / Schatten K.H., Scherrer P.H., Svalgaard L. et al. // Geophysical Research Lett., 1978. - Vol. 5. - P. 411-414.

19. Nagovitsyn Yu.A. On a Possible Explanation of the Long-term Decrease in Sunspot Field / Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, W.C. Livingston // Astrophys. J. Lett., 2012. - Vol. 758. - Iss. 1. - L20.

20. Penn M.J. Solar Cycle Changes in Sunspot Umbral Intensity / M.J. Penn, R.K.D. MacDonald // Astrophys. J., 2007. - Vol. 662. - Iss. 2. - L123-L126. 21. Long-term trends in sunspot magnetic fields / A.A. Pevtsov, Yu.A. Nagovitsyn, A.G. Tlatov, A.L. Rybak // Astrophys. J. Lett., 2011. – Vol. 742. – Iss. 2. – L36.

Надійшла до редколегії 17.02.15

Н. Лозицкая, канд. физ.-мат. наук,

В. Ефименко, канд. физ.-мат. наук КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

ИНДЕКСЫ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

ДЛЯ ДОЛГОСРОЧНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

На материалах наземных наблюдений солнечной фотосферы, а также международных данных геомагнитной активности, изучены солнечно-земные связи на временных интервалах в десятки лет. Получены доказательства существования синхронных вековых вариаций напряженности магнитного поля, площади и протяженности крупных групп солнечных пятен, которые наряду с уточненными параметрами их 11-летних вариаций и корреляционных связей с геомагнитными индексами позволяют прогнозировать геомагнитную возмущенность.

Ключевые слова: солнечная активность, цикл солнечной активности, группы солнечных пятен, прогнозирование геомагнитной активности.

N. Lozitska, Ph. D. in Phys. and Math. Sci., V. Efimenko, Ph. D. in Phys. and Math. Sci.

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

SUNSPOT GROUPS INDICES FOR LONG-TERM PREDICTION OF GEOMAGNETIC ACTIVITY

The solar-terrestrial relations were studied at intervals of ten years on materials of ground-based observations of the solar photosphere and international geomagnetic activity data. We have obtained evidence of synchronous secular variation of magnetic field, area and length of large sunspot groups, which together with their parameters of 11-year variations and correlations with geomagnetic indices allow us to predict geomagnetic perturbation level in the next cycle of solar activity.

Keywords: solar activity, cycle of solar activity, sunspots groups, predict of geomagnetic activity.

УДК 523.987

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук, С. Камінський. інж. 2 кат. КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ТЕЛЕСКОП ДЛЯ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ФОТОСФЕРИ СОНЦЯ

Спостереження сонячних плям на Астрономічній обсерваторії розпочалося в 1923 р. З 1951 р. велись фотографічні спостереження з використанням фотопластинок. Перехід з фотопластинок на ССД-матриці потребує модернізації або заміни телескопа. Зроблений аналіз з урахуванням параметрів ССД приймача доводить необхідність виготовлення нового телескопа. Були виконані розрахунки, моделювання і виготовлення телескопа можливостями Астрономічної обсерваторії КНУ. Випробовування телескопа з камерою показали, що якість зображень задовільна, роздільна здатність телескопа відповідає розрахованій, а телескоп з цифровою камерою може використовуватися для отримання знімків фотосфери Сонця. Середня помилка визначення числа Вольфа не перевищує 10 %. Ключові слова: фотосфера Сонця, телескоп, ССД-матриця.

Вступ. З 1923 р. спостереження сонячних плям і факелів у Києві розпочав обраний директором Київської астрономічної обсерваторії професор Чорний С.Д. з рефрактором Герца (D = 70 мм). З 1924 р. до 1937 р. київські спостереження сонячних плям використовувалися Цюріхською обсерваторією для визначення чисел Вольфа, що публікувалися нею в "Astronomische Mitteilungen" і в "Bulletin for Character Figures of Solar Phenomena". В Аналах обсерваторії [1] опубліковано статистичні спостереження сонячних плям і факелів за 1916–1935 рр. З 1937 р. дані спостережень направлялись комісії з досліджень Сонця в ГАО АН СРСР (Пулково).

У 1941–1944 роках за ініціативи Астрономічної обсерваторії і ДАІШ була створена мережа сонячних обсерваторій, яка забезпечувала потреби військових. На сонячній станції ДАШ і КАО в евакуації у Свердловську спостереження були розпочаті у грудні 1941 р. і велися з 3" і 4" рефракторами Цейса, які продовжувались у Києві після повернення з евакуації з травня 1944 р. з використанням 5" кометошукача Фраунгофера. Поточні зведення сонячних даних створювались АО та ІЗМІРАНом і друкувалися в "Декадных обзорах" (видання ІЗМІРАН), пізніше в Астрономічному циркулярі (АН СРСР, Казань).

У 1948 р. реконструйовано фотосферний телескоп і протуберанц-спектроскоп, які використовувалися для спостережень фотосфери Сонця [2]. У 1951 р. придбано фотогеліограф системи Максутова, після чого візуальні спостереження сонячних плям замінили фотографічними. За дорученням Астрономічної Ради обсерваторія виконує обов'язки центра Служби Сонця. 1957 р. придбано та встановлено фотосферно-хромосферний телескоп АФР-2, на якому ведуться спостереження за програмою служби Сонця. З 1960 р. використовувалися пластинки ASTRO фірми АGFA, з 1971 р. пластинки FU-5 фірми ORWO. Після припинення постачання пластинок FU-5 впродовж 2001–2010 рр. фотосфера Сонця знімалась на фотоплівку ПФМ-3L, яка близька за своїми характеристиками до фотопластинок FU-5 фірми ORWO.

В останні роки з плівкою необхідного формату (12х9 см) і якості теж виникли ускладнення. Враховуючи обставини, що склалися, а також світову тенденцію переходу на ССD-матриці як світлонакопичувального елемента з'явилась ідея розробити і виготовити телескоп, який міг би працювати з такою матрицею [3]. В якості ССD-приймача було вирішено використати матрицю цифрової камери Canon 450D. На жаль телескоп АФР-2 не розрахований для вирішення цього питання тому що діаметр зображення Сонця на світлонакопичувальному елементі (фотопластинці або фотоплівці) дорівнює 78 мм – набагато більше ніж необхідно для ССD-приймача. Зменшити розмір Сонця в фокальній площині без чутливого погіршення якості зображення на жаль неможливо.

У цій роботі ставиться метою дати можливість використати здобутий досвіт виготовлення телескопа з ССД-приймачем камери Canon 450D.

Вибір оптичної схеми. Корекція хроматичної аберації телескопу АФР-2 виконана з урахуванням використання фотографічних пластинок FU-5 і має довгий "хвіст" в червоній і інфрачервоній області, до якої фотопластинки FU-5 не чутливі, але чутлива ССD-матриця. Цей фактор є найбільшою перешкодою щодо застосування телескопа АФР-2 і в деякій мірі стримує використання лінзових об'єктивів з великим фокусом для ССD-приймачів. Тому вибір оптичної схеми пішов у напрямку дзеркальних систем, які принципово вільні від хроматичної аберації [4, 5].

Для нового телескопа були висунуті такі вимоги:

1. роздільна здатність не гірше 1 секунди дуги;

2. розмір зображення Сонця в фокальній площині повинен максимально використовувати корисну площу ССО-матриці;

3. роздільна здатність в кутовій мірі залежить тільки від діаметра об'єктива телескопа і розраховується по формулі, застосованій Релєєм для подвійних зірок, і яка підходить для більшості випадків спостережень в діапазоні 5000-5500 Å: *а* = 140"/D. Таким чином діаметр об'єктива телескопа не повинен бути менше 140 мм;

4. розмір зображення Сонця повинен бути трохи менший ніж мала сторона матриці цифрової камери Canon 450D. Матриця має вхідне вікно 22x15 мм і діаметр Сонця відповідно повинен бути менше ніж 15 мм, бажано с невеличким запасом;

5. масштаб зображення в фокальній площині залежить від кутового розміру спостережного об'єкта та фокуса оптичної системи і вираховується за формулою: / = F•tg(ψ) = F•0,5/57,3

Наприклад, для діаметра зображення Сонця 14 мм, фокус оптичної системи дорівнює 1600 мм. З метою зменшення польових аберацій: коми та астигматизму, робимо вибір відносного отвору 1:10. Тоді діаметр об'єктива становить 160 мм, тобто відповідає вимогам роздільної здатності. Такі вимоги добре узгоджуються з оптичною системою Касегрена (рис. 1). Маючи діаметр об'єктива та фокальну відстань можна розрахувати оптичну схему. Система Касегрена є дводзеркальною, її розрахунок не є складним. Була використана програма "ATMOS", яка має графічні засоби представлення результату.

У табл. 1 наведено результати розрахунку параметрів оптичної схеми телескопа за допомогою програми "ATMOC". На рис. 2 подано геометричні розміри зображення зорі при розфокусуванні на різній відстані від центра. Видно, що по всьому полю геометричне зображення точкового об'єкту не виходить за межі кола Ері (Airy Diam), тобто відповідає вимогам "optical diffraction limited" – якість оптичної системи обмежена дифракцією.

Моделювання та виготовлення. Для конструювання телескопа була використана програма тривимірного моделювання – SolidWorks (http://www.solidworks.com/). За її допомогою були змодельовані деталі телескопа, та зроблені їх креслення. На рис. З наведена змодельована труба телескопа в розрізі.



Рис. 1. Оптична схема телескопа



Рис. 2. Геометричні розміри зображення зорі при розфокусуванні на різній відстані від центра поля

Телескоп виготовлявся на базі Астрономічної обсерваторії КНУ. Для зменшення світлового потоку був використаний повно апертурний фільтр з плівки "AstroSolar" німецької фірми "Baader", яка відзеркалює 99,999 % світла (по інформації виробника) і має оптичну якість плоскопаралельних скляних фільтрів. Телескоп був встановлений на монтування АФР-2 поруч з його класичною трубою з лінзовим об'єктивом. Монтування телескопа АФР-2 дуже якісне, виготовлене з урахуванням значних навантажень і цілком здатне нести на собі додаткове устаткування, яким є в цьому випадку новий телескоп для спостережень фотосфери Сонця.

У табл. 2 наведено порівняння числа плям (n) і обчислених чисел Вольфа для окремих дат квітня 2013 р. за даними сайту http://www.solen.info/solar/ і отриманих числа плям (n*) зі спостережень виготовленим дзеркальним телескопом з цифровою камерою Canon EOS 400D. Обчислені числа Вольфа за даними сайту http://www.solen.info/solar/ (W) і зі спостережень новим телескопом (W*) для 17.04, 22.04 і 23.04 становлять відповідно 89, 83, 81 одиниць і 91, 70, 73 одиниці. Середня похибка визначення числа Вольфа не перевищує 10 %.

	Т		
Вхідні дані		Розрахований результат	
Effective Focal Length	1600	Primary Curv. Radius	-1 114.000
F1 (primary focal len)	557	Secondary Curv. Radius	-607.668
D1 (primary diameter)	160	S (primary-sec. dist.)	-358.938
E (primary foc. plane)	210	D2 (second.mirr. diameter)	60.26
Df (field diam.in mm)	15	Magnification	2.873
		Back Focal Length	568.938
		Linear Obstruction %	37.66
		Aperture Ratio	10.00
		Ls (light shield length)	38.08
		Lp (light shield length)	180.98
		Ds (light shield Diam.)	74.78
		Dp (light shield Diam.)	45.79

Таблиця 1. Розрахунок оптичних компонентів

Зроблені знімки Сонця за допомогою нового телескопа і камери Canon 450D по якості зображень цілком відповідают потребам спостережень фотосфери Сонця. У випадках спокійної земної атмосфери на знімках Сонця, зроблених за допомогою нового телескопа ми можемо спостерігати грануляцію, що є доказом достатніх оптичних можливостей нового телескопа (рис. 4).







Рис. 3. Труба телескопа в розрізі

Рис. 4. Знімок активної області AR

Таблиця 2. Порівняння числа плям та чисел Вольфа для окремих дат квітня 2013 р. за даними сайту http://www.solen.info/solar/ (n) і отриманих при спостереженнях виготовленим телескопом з цифровою фотокамерою Canon EOS 400D (n*)

	17.04			22.04			23.04	
Nº AR	n	n*	Nº AR	n	n*	№ AR	n	n*
11719	3	3	11723	3	2	11726	34	26
11721	5	3	11726	42	32	11727	3	4
11722	6	10	11727	8	6	11728	2	1
11723	21	21				11729	2	2
11724	4	4						

Висновки. Порівняння знімків Сонця, зроблених за допомогою нового телескопа для спостережень фотосфери Сонця, та знімків фотосфери за даними сайту http://www.solen.info/solar/ дають змогу зробити висновок, що використання дзеркального телескопу в поєднанні з ССD-камерою є цілком доцільним в спостереженнях Сонця. Випробовування телескопа з камерою показали, що якість зображень задовільна, роздільна здатність телескопа відповідає розрахованій а телескоп з цифровою камерою може використовуватися для отримання знімків фотосфери Сонця. Середня помилка визначення числа Вольфа не перевищує 10 %.

Література

1. Чорний С.Д. Статистичні спостереження сонячних плям та факелів у Ростові н/Д протягом 1916–1922 рр. та в Києві протягом 1923–1935 рр. / С.Д. Чорний // КДУ ім. Т.Г. Шевченка. Анали Астрономічної обсерваторії, 1936. – Т. VI. – Вип. 2. – С. 9–71

2. Лозицька Н. Площі груп сонячних плям за каталогами Служби Сонця 1942–1951 рр. / Н. Лозицька, В. Єфіменко // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія, 2013. - Вип. 1 (50). - С. 55-62.

3. Камінський С.В. Новий 160-мм телескоп системи Касегрена для спостережень фотосфери Сонця в Астрономічній обсерваторії КНУ / С.В. Камінський // Тези доп. Міжнар. конф. " Астрономія та фізика космосу в Київському університеті". 22-25 травня 2012 р. – К., 2012. – С. 49–50.

4. Максутов Д.Д. Астрономическая оптика / Д.Д. Максутов. – М.; Л. : Наука, 1979.

5. Михельсон Н.Н. Оптические телескопы: Теория и конструкция / Н.Н. Михельсон. – М. : Наука, 1976.

Надійшла до редколегії 12.12.14

В. Ефименко, канд. физ.-мат. наук,

С. Каминский, инж. 2 кат.

КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

ТЕЛЕСКОП ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА

Визуальные наблюдения солнечных пятен на Астрономической обсерватории начались в 1923 г. С 1951 г. велись фотографические наблюдения с использованием фотопластинок AGFA и ORWO. Переход с фотопластинок на CCD-матрицы требует модернизации или замены телескопа. Выполненный анализ с учетом параметров ССD приемника доказывает необходимость изготовления нового телескопа. Были выполнены расчеты, моделирование и изготовление телескопа возможностями Астрономической обсерватории КНУ. Испытания телескопа с камерой показали, что качество изображений удовлетворительное, разрешающая способность телескопа отвечает расчетной а телескоп с цифровой камерой может использоваться для получения снимков фотосферы Солнца. Средняя ошибка определения чисел Вольфа не превышает 10 %.

Ключові слова: фотосфера Сонця, телескоп, ССД-матрица.

V. Efimenko, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, S. Kaminsky, Eng.

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

THE TELESCOPE FOR OBSERVATION OF THE PHOTOSPHERE OF THE SUN

Visual observation of solar spots on Astronomical observatory began in 1923. Since 1951 photographic observation with use of photographic plates of AGFA and ORWO were conducted. Transition from photographic plates to CCD matrixes demands modernization or replacement of the telescope. The made analysis taking into account the parameters a CCD matrixes of the receiver proves need of production of the new telescope. Calculations, modeling and production of the telescope were executed by opportunities of Astronomical observatory. Tests of the telescope with the digital camera showed that quality of images satisfactory, resolution of the telescope answers settlement and the telescope with the digital camera can be used for receiving pictures of the photosphere of the Sun. The average error of definition of numbers of Wolf doesn't exceed 10 %. Keywords: photosphere of the Sun, telescope, CCD matrix,

· 50 ~

УДК 523.98

В. Криводубський, д-р. фіз.-мат. наук, провід. наук. співроб. КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ПОВТОРНІ МАКСИМУМИ СОНЯЧНИХ ЦИКЛІВ ПЛЯМ

Запропоновано пояснення спостереженого феномену повторних максимумів циклів сонячних плям. Ключову роль у запропонованому сценарії відіграють два припливи тороїдальних полів від нижньої основи сонячної конвективної зони (СКЗ) до поверхні. Глибинні тороїдальні поля, які збуджуються *Ω*-ефектом на початку циклу поблизу дна СКЗ, завдяки комбінованій дії магнітної плавучості, магнітного *Vp*-потоку і турбулентного діамагнетизму в приекваторіальному домені транспортуються до поверхні. Фрагменти магнітних полів через певний час можна спостерігати у вигляді біполярних плям на середніх широтах у "королівській зоні". Ця спрямована вгору перша хвиля тороїдальних полів дає основний максимум активності плям. Разом з тим у високоширотних полярних доменах глибинні тороїдальни поля на початку циклу заблоковані спрямованою вниз магнітною *Vp*-накачкою і турбулентним діамагнетизмом. Приблизно через 1–2 роки, коли спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витіснить ці поля в низькоширотні ділянки приекваторіального домену, настає черга підйому цих "запізнілих" полів (другий приплив тороїдальних полів). Прориваючись на поверхню на низьких широтах друга порція тороїдальних полів зумовлює повторний максимум сонячних полям.

Вступ. Найпростішим і історично першим доступним для спостережень проявом сонячної активності (СА) були сонячні плями. Тому найбільш поширеним індексом СА служить число Вольфа, яке характеризує кількість плям на видимій поверхні Сонця (т.з. відносне число сонячних плям). Загально прийнятим кількісним виразом ступені СА являються усереднені значення (за місяць або рік) чисел Вольфа. Циклічність проявляється в регулярному, майже періодичному збільшенні і зменшенні числа плям і пов'язаних з ними активних утворень. Найкраще вивчений 11-літній цикл зміни кількості плям, спостережених на сонячній поверхні (цикл Швабе-Вольфа). Роки (точніше певні моменти часу), коли числа Вольфа досягають найбільшої і найменшої величини називають відповідно епохами максимуму і мінімуму 11-річного циклу. Одначе 11-річний цикл визначається не тільки за зміною частоти утворень плям. Виявилося, що з фазою сонячного циклу змінюється розподіл сонячних плям за геліоширотою (закон Шпьорера). Групи сонячних плям виникають не на всьому диску Сонця, а тільки в так званих "королівських зонах", розміщених на відстані приблизно до 40-45° обабіч сонячного екватора. Поблизу самого екватора, до широти ±5°, плями також трапляються дуже рідко. На початку кожного нового циклу плями з'являються переважно на середніх, а пізніше на все нижчих і нижчих широтах, наближаючись до екватора (діаграма "метеликів" Маундера). При цьому середня тривалість циклу з діаграми "метеликів" визначається значно точніше, ніж з кривої зміни чисел Вольфа. Другим важливим індексом, який використовується при дослідженні сонячної циклічності, є сумарна площа сонячних плям, яка вимірюється в мільйонних частках площі видимої півсфери Сонця (м.ч.п.).

В 1908 р. Дж. Хейлу на основі поздовжнього ефекту Зеємана вдалося зробити перші вимірювання величини магнітного поля сонячних плям, чим було встановлено їх магнітну природу. Частіше всього плями з'являються у вигляді біполярних магнітних груп, які складаються з двох великих плям протилежних полярностей та значної кількості дрібних плям і пор між ними. На сьогодні ми знаємо, що магнітне поле служить тим первісним фактором, який зумовлює як існування сонячних плям, так і всієї активності Сонця. Тому з точки зору розуміння спостережуваних закономірностей та аномалій циклічності СА необхідно досліджувати механізми просторово-часової еволюції сонячного магнетизму. Згідно з сучасними уявленнями глобальне (великомасштабне) магнітне поле Сонця **В** складається з двох компонент.



Рис. 1. Крива часової зміни сонячної активності (спостережені і згладжені місячні відносні числа сонячних плям) в другій половині 23-го циклу і в першій половині 24-го циклу (станом на квітень 2015 р.) (http://www.swpc.noaa.gov/communities/space-weather-enthusiasts)

Перша компонента – глибинне сильне тороїдальне (азимутальне) поле **B**_T, магнітні силові трубки якого мають протилежні спрямування в північній і південній півкулях. Внаслідок магнітного спливання на поверхню це поле визначає інтенсивність плямоутворення. Друга магнітна компонента – слабке полоїдальне (меридіональне) поле **B**_P, силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля. При спостереженнях ми бачимо лише викликані магнітною плавучістю випадкові локальні опуклості тороїдального поля, що проявляються на сонячній поверхні в "королівській зоні" у вигляді біполярних магнітних груп плям. Потужне магнітне поле плям з'являється спочатку поблизу широти 40–45° і впродовж приблизно 11 років зміщується в напрямку менших широт. Зрештою, магнітне поле біля екватора послаблюється проникненням поля протилежного спрямування з іншої півкулі, зменшується і зникає. Стало ясно, що знаменита діаграма "метеликів" Маундера відображає місця концентрації тороїдального магнітного поля під фотосферою і визначає швидкість його міграції до екватора. Спостереження свідчать, що тороїдальна і полоїдальна компоненти осцилюють з середнім періодом близько 11 років у протифазі по відношенню до їхньої магнітної полярності. Тому очевидно, що обидві магнітні компоненти поля пов'язані між собою, і збуджуються, напевне, одним процесом, який носить коливальний характер.

Механізм турбулентного динамо. Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що спусковим механізмом сонячного циклу служить процес турбулентного динамо. Роль "динамо-машини" на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю Ω) і турбулізованої конвекції (яка характеризується полем швидкостей v) створюється специфічна комбінація диференційного обертання і спіральної турбулентної конвекції. Диференційне обертання в епоху мінімуму активності витягує силові лінії полоїдального поля **B**_P, орієнтуючи їх в азимутальній площині, що приводить до збудження поблизу дна сонячної конвективної зони (СКЗ) тороїдальної компоненти **B**_T (Ω-ефект). Тоді як усереднена спіральна турбулентність в епоху максимуму активності регенерує із тороїдального поля нову полоїдальну компоненту **B**_P (α-ефект), антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної орієнтації, замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл. Описаний сценарій відтворення глобальних магнітних компонент внаслідок двох процесів збудження отримав назву модель αΩ-динамо [1, 2].

Таким чином, сонячний цикл забезпечується осциляцією полоїдальної і тороїдальної компонент глобального магнітного поля. Впродовж кількох останніх десятиліть було запропоновано низку динамо-моделей сонячного циклу. Внаслідок проведеного рядом дослідників чисельного моделювання на основі αΩ-динамо моделей (див. огляди [3-6]) вдалось відтворити основні спостережені закономірності сонячної циклічності. Наведений в цих роботах перелік відтворених спостережених фактів свідчить, що модель аΩ-динамо досить адекватно описує природу та динаміку сонячного магнітного циклу і в загальному відображає реальні процеси, які мають місце в СКЗ. Разом з тим, ще залишилася низка спостережених явищ і проблем, які потребують пояснення.

Подвійні цикли. Одна із таких актуальних проблем – так звані подвійні цикли, які описуються "двовершинними" кривими залежності від часу більшості індексів СА [7]. Як відомо, середньорічні відносні числа сонячних плям досягають свого максимального значення через кілька років після початку циклу (основний максимум). Однак, М.Гнєвишев [8], досліджуючи еволюцію сумарної яскравості зеленої корональної спектральної лінії λ 5303 Å (яка служить безпосередньою мірою магнітною активності та нагрівання корони) в різних геліоширотних смугах впродовж 19-го циклу, виявив насправді два максимуми циклу. Впродовж першого максимуму (в околі 1957 р.) корональна інтенсивність спочатку зростала, а потім зменшувалася одночасно на всіх широтах, тоді як другий (повторний) максимум проявився пізніше в 1959–1960 pp. і спостерігався тільки на низьких широтах (≤ 15°). Аналогічне дослідження широтного розподілу значень середньорічної площі протуберанців і середньорічної сумарної площі груп плям протягом 19 го циклу показало, що в кривих часових змін цих індексів також були присутні два максимуми. А. Анталова і М. Гнєвишев [9] вирішили перевірити виявлену широтну особливість активності. Для цього вони дослідили криві часової зміни індексу сумарної площі плям для сонячних циклів за проміжок часу від 1874 р. до 1962 р. (12–18-й цикли) і отримали такий самий результат. Було установлено, що в кожному циклі завжди спостерігалося два максимуми: перший проявлявся одночасно на всіх широтах "королівської зони" (за сумарними площами плям центрований на широту 25°), тоді як другий – пізніше і тільки на низьких широтах (10–15°). Відносні амплітуди двох максимумів і часові проміжки між ними змінювалися, так що в деяких циклах при широтних усередненнях максимуми зливалися, тоді як в інших циклах щілина між ними, відома як "щілина Гнєвишева" (іноді її ще називають локальним мінімумом), спостерігалася досить чітко. Згідно М. Гнєвишеву [10, 11] перший максимум збігається з основним максимумом 11-річного циклу за числами Вольфа, тоді як другий максимум пов'язаний зі збільшенням числа плям великих розмірів (т.зв. максимум потужності плямоутворення). Іншими словами, перший максимум є максимумом числа плям, тоді як другий – максимумом їх розмірів. У циклічних кривих чисел Вольфа вторинні максимуми не завжди помітні, однак при роздільному врахуванні плям різних розмірів можна виявити два максимуми. Використавши дані Грінвіцького і Пулковського каталогів М. Гнєвишев [11] побудував циклічні криві зміни усередненого (за вісім циклів) числа груп сонячних плям з різними площами. Виявилося, що маленькі плями з площею менше 200 м.ч.п. дають згладжену 11-річну криву з одним максимумом. Разом з тим при роздільному розгляді великих плям (з площами відповідно > 200 м.ч.п. і > 500 м.ч.п.) 11-річні криві виразно демонструють два максимуми. Зокрема, затяжний за тривалістю попередній 23-й цикл був чітко подвійним [12]. Новий 24-й цикл, що розпочався в 2009 р. і досяг за числами Вольфа першого максимуму в 2012 р., приблизно через два роки (в 2014-2015 рр.) також увійшов у стадію повторного максимуму активності (рис. 1).

М. Гнєвишев [10, 11] вважав, що для всіх циклів притаманні два максимуми, походження яких пов'язане з двома фізичними механізмами збудження сонячного магнетизму, але іноді щілина між максимумами така коротка, що на кривій чисел Вольфа її важко виявити. На жаль, М. Гнєвишев не конкретизував, які він мав на увазі фізичні механізми. На наш погляд феномен повторних максимумів циклів сонячних плям можна пояснити в рамках моделі турбулентного динамо, якщо до неї залучити меридіональну циркуляцію, магнітну плавучість і ефекти транспортування тороїдального поля. Саме цій проблемі присвячена наша робота.

Меридіональна (полоїдальна) циркуляція. В зорях меридіональна циркуляція з необхідністю виникає в ротаційних конвективних оболонках за умови стисненої турбулентної плазми. На сонячній поверхні слабка великомасштабна меридіональна течія речовини спрямована до полюсів. Спочатку вона була виявлена шляхом відстеження рухів магнітних структур [13-15] і прямими вимірюваннями доплерівських зміщень в спектральних лініях [16]. На середніх геліоширотах амплітуда швидкості, спрямованої від екватора до полюсів поверхневої меридіональної течії, становить V_M^(surf)≈ 5–15 м/с. Нещодавно К. Георгієва [17, 18] запропонувала оригінальний метод розрахунку поверхневої швидкості меридіональної течії на основі аналізу гео- і геліомагнітних даних (запізнення в часі максимумів аа-індексів геомагнітної активності по відношенню до максимумів чисел Вольфа в 10-23-му циклах), який дає оцінку V_M^(surf)≈4 -18 м/с. Отримані двома методами оцінки швидкості меридіональної течії узгоджуються з результатами геліосейсмологічних вимірювань, згідно з якими V_M^(surf) плавно зростає від 0 м/с на екваторі до 20-25 м/с на середніх широтах і знову спадає до 0 м/с біля полюсів. Геліосейсмологічні експерименти засвідчили, що спрямованість меридіональної течії до полюсів діагностується методами локальної геліосейсмології у приповерхневих шарах СКЗ до глибин *г* ≈ 0,85 *R* (до 15 % радіуса Сонця) [19-23]. Виняток становлять тільки локальні і дуже близькі до поверхні ділянки в околі смуг активних центрів [24–27]. Виходячи із закону збереження речовини дослідники дійшли висновку, що біля нижньої основи СКЗ мусить існувати меридіональна течія протилежного спрямування від полюсів до екватора. За такої умови речовина біля полюсів повинна опускатися донизу до тахокліну, тоді як біля екватора вона мусить підніматися із глибин на поверхню, щоб в такий спосіб забезпечити замкнутий цикл меридіональної (полоїдальної) циркуляції сонячної речовини в СКЗ. В найпростіший спосіб полоїдальну циркуляцію на Сонці можна параметризувати у вигляді стійкої квадрупольної структури в меридіональній площині з однією великомасштабною коміркою течії плазми в кожному квадранті, яка простягається від поверхні (де течія спрямована до полюсу) до нижньої межі конвективної оболонки з променистою зоною (де течія спрямована до екватора) [28]. Швидкість спрямованої до екватора глибинної течії V_M^(deep) не можна виміряти безпосередньо. Тому для її розрахунку доводиться застосовувати опосередковані методи. Зокрема, К.Георгієвій в рамках згаданого вище методу [18] вдалося зробити оцінку V_M^(deep). Для цього вона додатково врахувала два припущення щодо циркуляції речовини і транспортування магнітних полів в СКЗ. Перше припущення: згідно роботи [29] величина швидкості опускання речовини біля полюсів співпадає з амплітудою швидкості спрямованої до екватору глибинної течії. Друге припущення враховує час транспортування тороїдальних магнітних силових трубок (МСТ) від основи СКЗ до поверхні в смузі сонячних плям [30]. В такому разі розрахована швидкість спрямованої до екватора глибинної течії становила V_M^(deep)≈2-5м/с, що узгоджується з оцінками V_M^(deep)≈1,5-3м/с, отриманими з аналізу швидкості міграції смуги сонячних плям до екватору [31]. Крім того, К. Георгієва [18] проаналізувала кілька режимів сонячного динамо, які залежать від співвідношення внесків турбулентної дифузії і меридіональної циркуляції (адвекції) в механізм динамо. У результаті вона показала, що в певних режимах відкривається шлях до пояснення подвійних максимумів сонячних циклів. Зауважимо, що для опису широтного розподілу сонячних плям Д. Нанді і А. Чудхурі [32] запропонували модель динамо з перенесенням магнітного потоку, в якій спрямована до екватора глибинна меридіональна течія проникає в променисту зону нижче СКЗ трохи глибше, ніж це вважалося раніше.

Ротаційний $\nabla \rho$ -ефект. У замагніченому турбулентному середовищі виникає магнітне перенесення глобального магнітного поля, зумовлене змінністю густини плазми [33–35]. Неоднорідність густини високопровідної плазми, в якій збуджені маломасштабні магнітні пульсації b, в нелінійному режимі викликає перенесення магнітного поля вздовж градієнта густини середовища $\nabla \rho$ (в напрямку зростання густини) з ефективною швидкістю

$$V_{\rho} \approx (1/6) \tau (b^2/4\pi\rho^2) \nabla \rho \approx (1/6) \tau v^2 \nabla \rho / \rho$$
(1)

(τ – характерний час турбулентних пульсацій). Оскільки густина речовини у радіальному напрямку від поверхні до дна СКЗ зростає майже на 6 порядків величини, то тут виникає спрямований донизу – проти класичної магнітної плавучості – доволі інтенсивний магнітний потік. Щоб підкреслити роль неоднорідності густини плазми в досліджуваному процесі ми присвоїли йому в роботі [33] назву ∇ρ-ефект. Проведені нами розрахунки для моделі СКЗ Стікса [36] показали, що спрямована донизу швидкість V_ρ змінюється в діапазоні від 6·10³ см/с (*z* ≈ 20 тис. км) до 2·10³ см/с (*z* ≈ 180 тис. км). Таким чином, ∇ρ-ефект у СКЗ відіграє роль механізму антиплавучості (негативної магнітної плавучості).

Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє ∇ρ-ефект новими властивостями [37]. Вплив обертання приводить до відносного збільшення масштабів конвективних пульсацій вздовж осі обертання. Ступінь збурення конвекції обертанням визначається числом Коріоліса $\omega = 2\tau\Omega$ (обернене число Росбі). Найбільш суттєва модифікація відбувається за умови помірного обертання ($\omega \sim 5$) біля дна СКЗ. Крім того трансформація $\nabla \rho$ -ефекту залежить від кутової відстані від полюсів. Якщо біля полюсів градієнт густини $\nabla \rho$ спрямований паралельно осі обертання, то при наближенні до середніх і низьких широт він поступово змінює своє спрямування, так що на екваторі вектор $\nabla \rho$ стає перпендикулярним до осі обертання. За таких умов ротаційний $\nabla \rho$ -ефект здійснює "селекцію полів", у результаті чого тороїдальна і полоїдальна магнітні компоненти переносяться у радіальному і меридіональному напрямах незалежно, з різними (за величиною і знаком) швидкостями. Найбільшої актуальності набуває дослідження радіального потоку тороїдального поля $B_{\rm T}$, оскільки вихід останнього на поверхню приводить до формування сонячних плям. Важливо, що напрям і швидкість перенесення тороїдального поля (донизу чи догори) суттєво залежать від глибини z, полярного кута θ і числа Коріоліса ω [33, 37]:

$$V_{\rho r}^{T}(z, \theta, \omega) = 6 V_{\rho}(z) \{ \phi_{2}[\omega(z)] - \phi_{1}[\omega(z)] \sin^{2}\theta \}.$$
(2)

Функції числа Коріоліса φ₁[ω(z)] і φ₂[ω(z)] описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. Залежно від знака множника {φ₂[ω(z)] – φ₁[ω(z)] sin²θ} магнітний потік може бути спрямованим як донизу (коли цей знак позитивний), так і догори (коли знак множника негативний). Наші розрахунки для моделі СКЗ [36] показали, що у високоширотних ділянках (θ^{*} > 45°) швидкість перенесення тороїдального поля V_{pr}^T у всьому об'ємі СКЗ спрямована донизу, тоді як в біляєкваторіальному домені (θ^{*} < 45°) напрямок перенесення залежить від глибини (θ^{*} = 90° – θ – геліоширота) (рис. 2). Таким чином, на відміну від раніше запропонованих схем полоїдальної циркуляції [28, 29, 31, 32], в яких течія речовини спрямована донизу тільки поблизу полюсів, в розрахованій нами схемі ∇ρ-ефект витісняє поля донизу майже у всьому об'ємі СКЗ. Ще важливішим є те, що нами виявлена досить протяжна ділянка – нижня половина приекваторіального



Рис. 2. Меридіональний розріз СКЗ, який демонструє розподіл радіальної швидкості перенесення тороїдального магнітного поля $V_{\rho r}^{T}(z, \theta, \omega)$ за глибиною z і коширотою θ (число Коріоліса ω змінюється в діапазоні від одиниці в поверхневих шарах до 5 поблизу дна СКЗ). Стрілочки показують напрямок перенесення, швидкість якого змінюється від ≈(1–3)·10² см/с поблизу дна СКЗ до ≈10⁴ см/с в поверхневих шарах [33]. Штрихова крива відповідає лінії нульової швидкості $V_{or}^{T}(z, \theta, \omega) = 0$, де відбувається зміна напряму магнітного перенесення. Видно, що в більшій частині СКЗ спрямоване донизу перенесення протидіє магнітній плавучості. Однак, в глибоких шарах в приекваторіальному домені (починаючи з геліошироти θ* ≈ 45° біля дна СКЗ) магнітний потік, викликаний abla
ho-ефектом, стає спрямованим догори. Тому тут ∇ρ-ефект допомагає магнітному спливанню і, таким чином, сприяє прориву сильних полів до поверхні, де вони спостерігаються як сонячні плями в "королівській зоні"

домену, де цей магнітний потік змінює напрям на протилежний – догори. При розрахункові сценарію перебудови магнітного поля ми будемо брати також до уваги макроскопічний турбулентний діамагнетизм (відкрив Я.Б. Зельдович [1]), фізична суть якого полягає в перенесенні усередненого магнітного поля вздовж градієнта турбулентної в'язкості $v_{T} \approx (1/3) v I (I - 1)$ характерний розмір турбулентних пульсацій) в напрямі зменшення величини останньої з ефективною швидкістю $V_{\mu} = -\nabla v_T/2$. У нелінійному режимі (при врахуванні впливу магнітного поля В на турбулентність) швидкість діамагнітного перенесення набуває вигляду $V_D(B) \approx 6 V_\mu \Psi_D(B)$, де $\Psi_D(B)$ – функція магнітного пригнічення. Турбулентна в'язкість v_т, розрахована на підставі моделі Стікса [36], досягає свого максимального значення посередині вертикальної протяжності СКЗ [33]. Тому турбулентне діамагнітне перенесення згідно наших розрахунків [33] у нижній половині СКЗ спрямоване в глибинні шари, тоді як у верхній половині – до поверхні. Водночас загально відома паркерівська плавучість у всіх ділянках на Сонці завжди переносить поля до поверхні. Тому при врахуванні всіх ефектів слід очікувати досить складної картини перебудови тороїдальних полів.

Перебудова тороїдального поля. Проаналізуємо ситуацію окремо для приполярних і приекваторіального доменів. У нижній частині високоширотних ділянок abla
ho-ефект і макроскопічний турбулентний діамагнетизм відіграють роль механізму антиплавучості (негативної магнітної плавучості), оскільки вони викликають витіснення магнітного поля у глибинні шари [33] (відповідно з швидкостями ↓V_D і ↓V_p^{, т}, вертикальні стрілки показують напрям перенесення). Два магнітні потоки, діючи проти магнітної плавучості ([↑]V_в), здатні в значній мірі нейтралізувати спливання полів. Оскільки швидкість паркерівського спливання залежить від величини магнітного поля ($V_{\rm B} \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}$), то із умови балансу вертикальних швидкостей конкуруючих ефектів

$$\uparrow V_{\rm B} + \downarrow V_{\rm pr}^{\rm T} + \downarrow V_{\rm D} \approx 0 \tag{3}$$

можна визначити величину рівноважного магнітного поля $B_0 \approx (V_{\rho r}^{\ T} + V_D)(4\pi\rho)^{1/2}$, яке може утримуватися поблизу дна СКЗ. Для фізичних умов на глибині z ≈ 180 тис. км ($\rho \approx 2 \cdot 10^{-1}$ г/см³ [36], $\downarrow V_D \approx (1 \cdot 10^3)$ см/с [33], $\downarrow V_{\rho r}^{\ T} \approx 3 \cdot 10^2$ см/с [33]) отримуємо оцінку заблокованого поля $B_0 \approx 2000$ –3000 Гс. Таким чином, два ефекти антиплавучості здатні компенсувати спливання доволі інтенсивних тороїдальних полів, в результаті чого поблизу тахокліну у високоширотних доменах повинен формуватися *магнітний шар* потужного тороїдального поля. Очевидно, саме тому глибоко вкорінені в цьому шарі сильні тороїдальні поля в приполярних ділянках не можуть прорватися до поверхні, щоб спостерігатися на високих широтах у вигляді сонячних плям.

Водночас зовсім інша картина транспортування тороїдального поля створюється в приекваторіальному домені (θ = 0°-45°). Як видно із рис. 2, в глибоких шарах магнітний ∇ρ-потік, як і магнітна плавучість, спрямований догори, тому умова балансу вертикального перенесення полів набуває вигляду

$$\uparrow V_{\mathsf{B}} + \uparrow V_{\mathsf{pr}}^{\mathsf{T}} + \downarrow V_{\mathsf{D}} \approx 0.$$
⁽⁴⁾

Саме цей спрямований догори магнітний ∇_ρ-потік (↑V_{ρr}^т), допомагаючи паркерівській магнітній плавучості, служить тригерним механізмом, який започатковує процес витіснення полів до поверхні в приекваторіальному домені. В результаті, сильні тороїдальні поля досить швидко переносяться догори (розрахунки часу підйому полів див. нижче). Максимальна геліоширота поблизу дна СКЗ, де ∇_ρ-ефект сприяє спливанню полів, відповідає величині θ*≈ 45° (рис. 2), що співпадає з широтною полярної границі "королівської зони".

Одначе у верхніх шарах СКЗ $\nabla \rho$ -ефект і турбулентний діамагнетизм змінюють свої знаки на протилежні. Нова умова балансу перенесення полів ($\uparrow V_B + \downarrow V_{\rho r}^{T} + \uparrow V_D \approx 0$) свідчить, що тут $\nabla \rho$ -ефект, діючи проти магнітної плавучості і турбулентного діамагнетизму, може до певної міри нейтралізувати спливання слабких полів. Зробимо оцінки. Протяжність по глибині шару, в якому $\nabla \rho$ -ефект протидіє двом ефектам спливання, в радіальній площині максимальної інтенсивності плямоутворення ($\theta^* \approx 20^\circ$) становить $\Delta z \approx 80$ тис. км. Із наведеної вище умови балансу протилежно спрямованих швидкостей на певній вибраній глибині можна визначити величину критичного щодо спливання поля $B_{\kappa\rho} \approx (|V_D - V_{\rho r}^T|)(4\pi\rho)^{1/2}$. Для фізичних умов ($\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$, $\uparrow V_D \approx 5 \cdot 10^2 \text{ см/с}$, $\downarrow V_{\rho r}^T \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см/с}$) на глибині $z \approx 40$ тис. км (середина по вертикалі

приповерхневого шару, в якому ∇р-накачка спрямована донизу) отримуємо оцінку заблокованого поля *B_{кp}* ≈ 1000 Гс. Разом з тим, ∇р-ефект не в змозі затримати спливання потужніших полів. Зрештою, верхня частина приекваторіального домену відіграє роль своєрідного "фільтру", який блокує спливання відносно слабких полів, але не може перешкодити підйому фрагментів сильних полів (*B* > 1000 Гс), які прориваючись у деяких місцях до фотосфери, з'являються там у вигляді магнітних біполярних груп плям у "королівській зоні".

Розрахунок повторних максимумів. Для пояснення феномену повторного максимуму сонячних плям ми пропонуємо сценарій перебудови глобального магнетизму, в якому беруть участь п'ять процесів: Ω-ефект, ∇_P-ефект, турбулентний діамагнетизми, магнітна плавучість і меридіональна циркуляція. Найбільш сприятливим місцем для ефективного збудження тороїдального поля завдяки Ω-ефекту (т.з. процесу "накручування" тороїдального поля із полоїдального) служать глибинні шари поблизу дна СКЗ, оскільки тут густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину енергії магнітного поля. Крім того, лише в глибинних шарах, де густина речовини р досягає найбільшого значення в СКЗ, швидкість паркерівського спливання V_в ≈ *B*/(4πρ)^{1/2} достатньо мала, щоб досить потужне поле, яке спостерігається в активних ділянках, мало змогу згенеруватися внаслідок Ω-ефекту, перш ніж плавучість ефективно вступить в дію. Наступне транспортування збудженого глибинного поля до поверхні залежить від геліошироти.

Як показано вище, у високоширотних доменах глибинні поля (≈ 2000–3000 Гс) заблоковані поблизу дна СКЗ спрямованими донизу магнітною ∇₀-накачкою і турбулентним діамагнетизмом. Водночас у нижній частині приекваторіального домену два спрямовані догори магнітні потоки (паркерівська плавучість і abla
ho-потік) переважають турбулентний діамагнетизм і забезпечують, таким чином, досить швидке виштовхування сильних глибинних полів вверх. Для поля величиною ≈ 2000 Гс швидкість паркерівського спливання ↑V_в біля дна СКЗ становить 1,3 ·10³ см/с. Швидкості двох інших магнітних потоків згідно наших розрахунків [33] набувають тут таких значень: ↑V_o^T ≈ 3·10² см/с (для $\theta^* \approx 20^\circ$), $\downarrow V_D \approx 1.10^3$ см/с. За таких умов час вертикального перенесення поля величиною ≈ 2000 Гс від дна СКЗ (z₀ ≈ 200 тис. км) до глибини z₁ ≈ 80 тис км (де відбувається зміна напряму магнітного ∇₀-потоку) в радіальній площині $\theta^* \approx 20^\circ$ становить $\tau_1 \approx (z_0 - z_1)/(V_B + V_{\rho r}^T - V_D) \approx 2,4 \cdot 10^7 c$ (≈ 9 місяців). Проаналізуємо тепер ситуацію у верхній частині приекваторіального домену, де ∇_{ρ} -ефект ($\downarrow V_{\rho r}^T \approx 3 \cdot 10^3 cm/c$) частково нейтралізує спливання полів, викликане паркерівською плавучістю (↑V_B ≈ 5·10³ см/с) і турбулентним діамагнетизмом (↑V_D≈5·10² см/с) (наведені величини швидкостей відповідають глибині z ≈ 40 тис. км – середині по вертикалі досліджуваного приповерхневого шару). Розрахований час транспортування полів з глибини $z_1 \approx 80$ тис. км до поверхні ($z_2 \approx 0$ км) становить $\tau_2 \approx (z_1 - z_2)/(V_B - V_{ot}^T + V_D) \approx 10^{-1}$ 3,2·10 ⁶ с (≈1 місяць). В такому разі, загальний час виносу тороїдального поля τ = τ₁ + τ₂ від дна СКЗ на поверхню становить близько одного року. Розрив силових трубок внаслідок їх спливання і утворення плям зупиняє підсилення поля на відповідній широті. Однак, підсилення продовжується на нижчих широтах, в результаті чого смуга сонячних плям мігрує до екватора. З розвитком циклу критичний рівень поля, необхідний для його спливання, досягається в деякій смузі, центральна широта якої змінюється з експериментальним законом Шпьорера для сонячних плям. Отже, впродовж фази наростання СА глибинне тороїдальне поле у приекваторіальному домені завдяки комбінованій дії трьох ефектів транспортується до поверхні, де через відносно короткий час (близько одного року) проявляється на фотосферному рівні у вигляді плям в широтній смузі (∆θُ ≈45°-20°) "королівської зони". Ця перша хвиля виносу тороїдального поля на поверхню відповідальна за основний максимум активності плям.

Разом з тим, в приполярних доменах спрямовані донизу магнітний ∇ρ-потік і турбулентний діамагнетизм приводять, як показано вище, до утворення шару потужного магнітного поля поблизу дна СКЗ. Завдяки спрямованій до екватора глибинній меридіональній течії ці заблоковані на початку циклу сильні поля переноситься з ділянок полярних широт до середніх, а потім і низьких широт. Якщо для швидкості глибинної меридіональної течії біля дна СКЗ (*r*≈ 5 ·10¹⁰ см) взяти величину *V*_м^(deep) ≈ 3 · 5 м/с [18,31], то характерний час міграції поля від широти θ₁* =70° до широти θ₂* = 15° · 20° становить τ_м ≈ *r*(∆θ*/360°)/*V*_м^(deep) ≈ 1 - 2 роки. В низькоширотній ділянці ці мігруючі "запізнілі" поля згідно з описаною вище схемою транспортуються до поверхні, але вже на трохи нижчих геліоширотах "королівської зони" (другий приплив тороїдального поля до поверхню). В результаті, інтенсивність плямоутворення, що вже пішла на спад (оскільки основна частина фрагментів першої хвилі тороїдального поля вже встигла вийти на поверхню раніше на вищих широтах), знову зростає, оскільки тепер настала черга підйому "запізнілих" полів. На наш погляд, саме ця "друга порція" глибинних полів, яка поступає із запізненням в приекваторіальний домен із полярних ділянок, зумовлює повторний максимум активності сонячних плям.

Висновок. В рамках моделі турбулентного динамо, до якої залучено паркерівську магнітну плавучість, ротаційний ∇_ρ-ефект, турбулентний діамагнетизм і спрямовану до екватора глибинну меридіональну течію розроблено сценарій пояснення спостереженого феномену повторних максимумів циклів сонячних плям, в якому ключову роль відіграють два зміщених в часі припливи тороїдальних полів від нижньої основи СКЗ до поверхні. Глибинні тороїдальні поля, які збуджуються Ω-ефектом на початку циклу поблизу дна СКЗ, завдяки комбінованій дії магнітної плавучості, ∇_ρ-потоку і турбулентного діамагнетизму в приекваторіальному домені транспортуються до поверхні, де їх фрагменти через певний час можна спостерігати у вигляді магнітних біполярних груп плям на середніх широтах "королівської зони". Ця спрямована догори перша хвиля тороїдальних полів відповідальна за основний максимум активності плям. Водночас у високоширотних полярних доменах глибинні тороїдальні поля заблоковані біля дна СКЗ спрямованими донизу магнітною ∇_ρ-накачкою і турбулентним діамагнетизмом. Тільки приблизно через 1-2 роки, коли спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витіснить ці поля в низькоширотні ділянки приекваторіального домену, де існують сприятливі умови для спливання, настає черга підйому "запізнілих" полів (другий приплив тороїдальних полів 3 умовлює повторний максимум сонячних в часі тороїдальних полів 3 умовлює повторний максимум сонячних плям. Список використаних джерел

- 1. *Вайнштейн С.И. //* Турбулентное динамо в астрофизике / С.И. Вайнштейн, Я.Б. Зельдович, А.А. Рузмайкин. М. : Наука, 1980.
- 2. Краузе Ф. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо / Ф. Краузе, К-Х. Рэдпер. М. : Мир, 1984.
- 3. Stix M. Theory of the solar cycle / M. Stix // Solar. Phys., 1981. Vol. 74. P. 79-101.

4. Rüdiger G. Physics of solar cycle / G. Rüdiger, R. Arlt. - In: Advances in nonlinear dynamos/ The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics, 2002. - Vol. 9. - P. 147-191.

- 5. Ossendrijver M. The solar dynamo / M. Ossendrijver // Astron. Astrophys. Rev., 2003. Vol. 11, No 4. P. 287-367.
- 6. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle / P. Charbonneau // Living Rev. Solar Phys., 2010. Vol. 7, No 3. P. 1-91.
- 7. Витинский Ю.И. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца / Ю.И. Витинский, М. Копецкий, Г.В. Куклин. М. : Наука, 1986.
- 8. Gnevyshev M. N. The corona and the 11-year cycle of solar activity / M. N. Gnevyshev // Soviet Astronomy, 1963. Vol. 7, No.3. P. 311-318.
- 9. Анталова А. Принципыальные характеристики 11-летнего цикла солнечной активности / А. Анталова, М.Н. Гневышев // Астрон. журн., 1965. -T 42 - C 253-259
- Gnevyshev M.N. On the 11-years cycle of solar activity / M.N. Gnevyshev // Solar Phys., 1967. Vol. 1. P. 107-120.
 Gnevyshev M.N. Essential features of the 11-year solar cycle / M.N. Gnevyshev // Solar Phys., 1977. Vol. 51. P. 175-183.

12. Ishkov V. N. The current 23 solar cycle: its evolution and principal features / V. N. Ishkov // Abstracts of the conf. "Astronomy and space physics at Kyiv University". Kviv. Ukraine. May 22-26. 2005. – P. 63–64.

13. Komm R.W. Meridional flow of small photospheric magnetic features / R.W. Komm, R.F. Howard, J.W. Harvey // Solar Phys., 1993. - Vol. 147. - P. 207-223

14. Nesme-Ribes E. Solar dynamics over cycle 19 using sunspots as tracers / E. Nesme-Ribes, N. Meunier, I. Vince // Astron. Astrophys., 1997. - Vol. 321. - P. 323-329.

15. Snodgrass H.B. Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere / H.B. Snodgrass, S.B. Dailey // Solar Phys., 1996. - Vol. 163. - P. 21-42. 16. Hathaway D.H. Doppler measurements of the Sun's meridional flow / D.H. Hathaway // Astrophys. J., 1996. - Vol. 460. - P.1027-1033.

17. Georgieva K. Solar dynamo and geomagnetic activity / K. Georgieva, B. Kirov // J. Atmospheric and Solar Terrestrial Physics, 2011. - Vol. 73, No 2-3. - P. 207-222.

- 18. Georgieva K. Why the sunspot cycle is doubly peaked / K. Georgieva // ISRN Astronomy and Astrophysics, 2011. Vol. 2. Article ID 437838.
- 19. Hathaway D.H. GONG observations of solar surface flows / D.H. Hathaway, P. Gilman, J.W. Harvey et al. // Science, 1996. Vol. 272. P. 1306-1309.
- 20. A subphotospheric flow of material from the Sun's equator to its poles / P.M. Giles, T.L.Jr.Duval, P.H. Scherrer, R.S. Bogart // Nature (London). 1997. Vol. 390. - P. 52-54.
- 21. Braun D.L. Helioseismic measurements of the subsurface meridional flow / D.L. Braun, Y. Fan // Astrophys. J., 1998. Vol. 508. P. L105-L108.
- 22. Braun D.C. Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation / D.C. Braun, A.C. Birc // Astrophys. J. Lett., 2008. Vol. 689. P. L161-L165.
- 23. Schou J. Flow and horizontal displacements from ring diagrams / J. Schou, R.S. Bogart //Astrophys. J. Lett., 1998. Vol. 504. P. L131–L134.
- 24. Evolving submerged meridional circulation cells within the upper convection zone revealed by ring-diagram analysis / D.A. Haber, B.W. Hindman, J. Toomre et al. // Astrophys. J., 2002. - Vol. 570. - P. 855-864.
 - 25. Basu S. Changes in solar dynamics from 1995 to 2002 / S. Basu, H.M. Antia // Astrophys. J., 2003. Vol. 585. P. 553-565.

26. Zhao J. Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection of the Sun by time-distance helioseismology / J. Zhao, A.G. Kosovichev // Astrophys. J., 2004. – Vol. 603. – P. 776–784.

- 27. Kosovichev A.G. Probing solar and stellar interior dynamics and dynamo / A.G. Kosovichev // Advances in Space Res., 2008. Vol. 41. P. 830–837. 28. Van Ballegooijen A.A. The possible role of meridional circulation in suppressing magnetic buoyancy / A.A. Van Ballegooijen, A.R. Choudhuri // Astrophys. J., 1988. - Vol. 333. - P. 965-977.
- Jiang J. Solar activity forecast with a dynamo / J. Jiang, P. Chatterjee, A. Choudhuri // MNRAS, 2007. Vol. 381, No 4. P. 1527–1542.
 Magnetic flux tubes inside the Sun / G.Y. Fisher, J. Fan, D.W. Longcope et al. // Physics of Plasma., 2000. Vol. 7, No 5. P. 2173–2179.

31. Evidence that a deep meridional flow sets the sunspot cycle / D.H. Hathaway, D. Nandy, R.M. Wilson, E.J. Reichmann // Astrophys. J., 2003. - Vol. 589. – P. 665-670.

32. Nandy D. Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow / D. Nandy, A.R. Choudhuri // Science, 2002. - Vol. 296. - P. 1671-1674.

33. Krivodubskij V.N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Astron. Nachr., 2005. - Vol. 326, No 1. - P. 61-74.

34. Drobyshevskij E.M. Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar "semi-dynamo" / E.M. Drobyshevskij // Astrophys. Space Sci., 1977. Vol. 46. – P. 41–49.

35. Вайнштейн С.И. Магнитные поля в космосе / С.И. Вайнштейн. – М. : Наука, 1983.

36. Stix M. The Sun: an introduction, second edition / M. Stix. - Berlin : Springer-Verlag, 2002.

37. Kitchatinov L.L. Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle / L.L. Kitchatinov // Astron. Astrophys., 1991. - Vol. 243, No 2. - P. 483-491.

Надійшла до редколегії 12.12.14

В. Криводубский, д-р физ.-мат. наук КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

ПОВТОРНЫЕ МАКСИМУМЫ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ ПЯТЕН

Предложено объяснение наблюдаемого феномена повторных максимумов циклов солнечных пятен. Ключевую роль предложенном сценарии играют два прилива тороидальных полей от нижнего основания солнечной конвективной зоны (СКЗ) к поверхности. Глубинные тороидальные поля, возбуждаемые Ω-эффектом в начале цикла вблизи дна СКЗ, благодаря комбинированному действию магнитной плавучести, магнитного Vo-потока и турбулентного диамагнетизма в приэкваториальном домене, транспортируются к поверхности. Фрагменты магнитных полей через некоторое время можно наблюдать в виде биполярных пятен на средних широтах в "королевской зоне". Эта, направленная вверх первая волна тороидальных полей дает основной максимум активности пятен. Вместе с тем в высокоширотных полярных доменах глубинные тороидальные поля в начале цикла заблокированы, направленной вниз магнитной 🖓 накачкой и турбулентным диамагнетизмом. Примерно через 1-2 года, когда направленное к экватору глубинное меридиональное течение вытеснит эти поля в низкоширотные участки приэкваториального домена, наступает очередь подъема этих "запоздалых" полей (второй приток тороидальных полей). Прорываясь на поверхность на низких широтах вторая порция тороидальных полей ведет к повторному максимуму солнечных пятен.

V. Krivodubskij. Dr. Sci.

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

REPEATED MAXIMA OF SUNSPOT CYCLES

The explanation for the observed phenomenon of repeated maxima of sunspot cycles is proposed. Key roles in the proposed scenario play two tides of toroidal field from the lower base of the solar convection zone (SCZ) to the surface. Deep toroidal field is excited due to greffect near the bottom of the SCZ at the beginning of the cycle. Then this field is transported to the surface due to combined acting of magnetic buoyancy, magnetic Vp-flow and turbulent diamagnetism in the equatorial domain. Over time the magnetic fragments can be seen as bipolar spots in the middle latitudes in the "royal zone". This first wave of toroidal field, which is directed up, gives the main maximum activity spots. However, the underlying toroidal field in the high-latitude polar domains at the beginning of the cycle is blocked by directed downward magnetic V_{P} -pumping and turbulent diamagnetism. Directed to the equator deep meridional flow replaces this field to the low latitudes (the equatorial domain) during about 1–2 years. After that the turn of floating this "retarded" field to surface (second tide of toroidal field). Coming to the surface at low latitudes this second portion of toroidal field leads to second sunspot maximum.

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2014 р.

Наведено інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії за 2014 рік. Висвітлено найбільш важливі результати наукових досліджень, зміни кадрового складу, об'ємів фінансування. Ключові слова: наукові дослідження, Астрономічна обсерваторія.

Інформація про роботу Астрономічної обсерваторії за 2012–2013 рр. була подана у Віснику Київського університету [1]. Тут висвітлено результати наукових досліджень та найважливіші події у житті обсерваторії за 2014 рік.

У 2015 р. обсерваторія буде відзначати 170 річницю з часу заснування. Головним заходом стане наукова конференція присвячена цій даті. Також слід відзначити, що впродовж 2013–2014 рр. проведено ремонт головного корпусу обсерваторії, який є пам'яткою архітектури 19 ст. (головний корпус обсерваторії побудовано за проектом архітектора В.Беретті), виконано впорядкування території обсерваторії.

Структура та склад. На кінець 2014 р. в обсерваторії працювало 36 співробітників за штатним розписом науково-дослідної частини та 25 – за штатним розписом адміністративно-господарчої частини і наукової бібліотеки університету. Наукових співробітників – 24 (6 докторів та 18 кандидатів наук), інженерів – 12. В науковій роботі брали участь викладачі, аспіранти та студенти кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету.

25 серпня 2014 року помер ветеран праці Київського університету, доктор фіз.-мат. наук Курочка Лев Миколайович (народився 18 вересня 1934 р.), який у 1958–2002 рр. працював на посадах наукового співробітника, завідувача відділу фізики сонячних спалахів.

Відбулися зміни у структурі обсерваторії – замість двох наукових відділів астрометрії та малих тіл сонячної системи, сонячної активності і сонячно-земних зв'язків введено науково-дослідні сектори. Таким чином до складу обсерваторії на кінець 2014 р. входили сектор астрометрії та малих тіл сонячної системи (зав. сектору канд. фіз.мат. наук, старший науковий співробітник Клещонок В.В.), відділ астрофізики (зав. відділу доктор фіз.-мат. наук, професор Жданов В.І.), сектор сонячної активності та сонячно-земних зв'язків (зав. сектору кандидат фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Пішкало М.І.), а також 2 спостережні станції (с. Лісники Києво-Святошинського р-ну і с. Пилиповичі Бородянського р-ну Київської області).

Об'єм фінансування у 2014 р. становив: бюджетного – 2932.9 тис. грн., договірного – 29.2 тис. грн.

За результатами роботи працівниками обсерваторії у 2014 р. опубліковано 1 монографії, 1 навчальний посібник, 78 наукових статей, з них 20 у закордонних виданнях, проведено 3 наукові конференції, зроблено 107 доповіді на 12 конференціях.

У 2014 р. Маслюх В.О. захистив кандидатську дисертацію "Прискорення космічних променів у Гіпернових зорях, залишках Гіпернових зір та у скупченнях галактик" (науковий керівник Гнатик Б.І.).

Доктор фіз.-мат. наук, професор Жданов В.І. у складі авторського колективу Берцик П.П., Вавилова І.Б., Жданов В.І., Жук О.І., Караченцева В.Ю., Мінаков А.О. (посмертно), Новосядлий Б.С., Павленко Я.В., Пелих В.О., Пілюгін Л.С. отримав Державну премію у галузі науки і техніки за роботу "Будова та еволюція Всесвіту на галактичних та космологічних масштабах, прихована маса і темна енергія".

Кандидат фіз.-мат наук Мельник О.В. за цикл наукових праць "Мультихвильові дослідження галактик та активних ядер галактик на основі близьких та далеких оглядів неба" отримала премію Президента України для молодих вчених 2014 року.

Тематика наукових досліджень. У 2014 р. виконувались 3 бюджетні теми: "Характеристики розподілу матерії у Всесвіті та властивості об'єктів, розташованих на космологічних відстанях", науковий керівник проф. Жданов В.І.; "Магнітна активність Сонця і сонячно-земні зв'язки у новому 24 циклі", науковий керівник доктор фіз.-мат. наук Лозицький В.Г.; "Фізичні та кінематичні характеристики малих тіл сонячної системи", науковий керівник членкореспондент НАН України Чурюмов К.І. Також виконувалась одна договірна тема "Вивчення взаємодії космічних променів з фоновими електромагнітними полями, міжгалактичним і галактичним магнітними полями, її вплив на формування спостережуваного спектра космічних променів надвисоких енергій", замовник Головна астрономічна обсерваторія НАН України, науковий керівник доктор фіз.-мат. наук Гнатик Б.І.

Результати наукових досліджень.

Астрометрія та малі тіла сонячної системи. Знайдено існування люмінесцентного континууму в навколоядерній області комет 81Р/Вілд 2, 103Р/Хартлі 2, С/2007 N3 (Лулінь), С/2009 К5 (Макнот) та проведено дослідження його параметрів для кожної комети. Запропоновано органічні молекули-люмінофори, які можуть пояснити люмінесцентний континуум в цих кометах (Чурюмов К.І. з співавторами). Зафіксована джетовая активність комети 67Р / Чурюмова–Герасименко в першій появі 1969-1970 рр., яка відповідає сучасному періоду обертання ядра 12,4 год, але показує, що напрямок осі обертання ядра в першій появі істотно відрізняється від сучасного значення (Чурюмов К.І. з співавторами).

Астрофізика. Визначено орбітальні маси найбільших галактик Місцевого об'єму; отримані оцінки мас темних гало навколо 15-и великих галактик Місцевого об'єму, в т.ч., Чумацького шляху та М31. Виявлено трикратне розходження між глобальним та локальним значенням густини маси. Результати отримано з більшими вибірками та з більшим рівнем достовірності, ніж у попередніх авторів (Ю.М. Кудря зы співавторами). Оцінено вплив галактичних та позагалактичних магнітних полів на траєкторії космічних променів. Показано, що низка частинок високих енергій, зареєстрованих набільшим сучасним детектором AUGER, можуть відповідати космічним променям, прискореним в околі активного галактичного ядра Центавр А (Б.І. Гнатик зы співавторами).

Фізика Сонця, сонячно-земні зв'язки. На основі детального аналізу тонких проявів ефекту Зеємана в чотирьох лініях Fel і MgI встановлено, що у сонячних спалахах найчастіше виникають дві дискретні моди локальних магнітних

~ 58 ~

полів, з напруженостями близько 6 і 11–12 кГс на фотосферному рівні, які несуттєво (≤ 10%) відрізняються у спалахах різних балів від С5 до Х1.4 (В.Г. Лозицький зы співавторами). Отримано, що в одиницях місячних згладжених чисел Вольфа мінімум 25-го циклу становитиме біля 5 у квітні-червні 2020 р., а максимум – біля 105–110 у кінці 2024 р. 25-й цикл сонячної активності буде вищим за поточний 24-й цикл. Отримані результати не підтверджують настання чергового дуже глибокого мінімуму сонячної активності, аналогічного мінімумам Дальтона чи Маундера (Пішкало М.І.).

Список використаних джерел

1. Єфіменко В.М. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2012–2013 рр. / В.М. Єфіменко // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія, 2013. – Вип. 1(50). – С. 64–65.

Надійшла до редколегії 10.01.15

В. Ефименко, канд. физ.-мат. наук. КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ КИЕВСКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА ИМЕНИ ТАРАСА ШЕВЧЕНКО В 2014 г.

Представлена информация о работе Астрономической обсерватории в 2014 г. Приведены наиболее важные результаты научных исследований, изменения кадрового состава и объмов финансирования.

Ключевые слова: научные исследования, Астрономическая обсерватория.

V. Efimenko, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences. Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

ASTRONOMICAL OBSERVATORY

OF TARAS SHEVCHENKO NATIONAL UNIVERSITY OF KIEV IN 2014

The information on work of the Astronomical observatory for 2014. The basic results of scientific researches for 2014 are stated. Key words: scientific researches, Astronomical observatory.

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 1(52)

Друкується за авторською редакцією

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"

Автори опублікованих матеріалів несуть повну відповідальність за підбір, точність наведених фактів, цитат, економіко-статистичних даних, власних імен та інших відомостей. Редколегія залишає за собою право скорочувати та редагувати подані матеріали. Рукописи та дискети не повертаються.



Формат 60х84^{1/8}. Ум. друк. арк. 6,6. Наклад 300. Зам. № 215-7463. Гарнітура Агіаl. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1. Підписано до друку 26.10.15 Видавець і виготовлювач ВПЦ "Київський університет" 01601, Київ, 6-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43 T (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28 е-mail: vpc@univ.kiev.ua http: vpc.univ.kiev.ua Cвідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02 Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"