

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, астрометрії, небесної механіки.

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

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, астрометрии, небесной механики.

Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов, специализирующихся в области астрономии.

The Herald includes results of original investigations on relativistic astrophysics, solar physics, astrometry, celestial mechanics.

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

<b>ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР</b>	В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.
<b>РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ</b>	В.М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук (заст. відп. ред.); О.В. Федорова, канд. фіз.-мат. наук (відп. секр.); Б.І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук; В.І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; В.В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук; Р.І. Костик, д-р фіз.-мат. наук; В.Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г.П. Міліневський, д-р фіз.-мат. наук; С.Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; І.Д. Караченцев, д-р фіз.-мат. наук; О.А. Соловйов, д-р фіз.-мат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук.
<b>Адреса редколегії</b>	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія ☎ (38044) 486 26 91, 481 44 78, visnyk@observ.univ.kiev.ua
<b>Затверджено</b>	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 24.12.2013 (протокол № 2)
<b>Атестовано</b>	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 1-05/5 від 01.07.2010
<b>Зареєстровано</b>	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 Р від 25.07.2013
<b>Засновник та видавець</b>	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
<b>Адреса видавця</b>	01601, Київ-601, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 3172, 239 32 22; факс 239 31 28

---

## ЗМІСТ

---

<b>Александров О., Жданов В., Коваль С.</b> Координати та підсилення критичних зображень в гравітаційно-лінзових системах: Поправки другого порядку у околі симетричного каспу .....	5
<b>Богдан А, Марченко В., Гнатик Б.</b> Рентгенівські структури позагалактичних джетів.....	11
<b>Гнатик Р.</b> Дослідження області переходу від галактичних до позагалактичних космічних променів на основі даних експерименту KASCADE-Grande.....	14
<b>Кудря Ю.</b> Квадратичні багатопараметричні залежності Таллі-Фішера для галактик каталогу 2MFGC.....	17
<b>Парновський С., Ізотова І.</b> Відношення світності до маси молодого зоряного населення у яскравих компактних галактиках як функція їх металічності та віку спалаху зореутворення.....	23
<b>Криводубський В.</b> Про самоорганізацію магнітних полів в сонячній турбулентній плазмі .....	26
<b>Лозицький В., Єфіменко В.</b> Прогноз сонячної активності у 24-му циклі з врахуванням немонотонності його фази росту .....	30
<b>Молочко О.</b> Визначення магнітного поля різними методами на рівні фотосфери протягом сонячного спалаху .....	32
<b>Пішкало М.</b> Характеристики 24-го циклу сонячної активності, отримані із тривалості 23-го циклу .....	36
<b>Клещонок В., Буромський М., Мазур В.</b> Телевізійні спостереження покрить зір Місяцем у 2012-2013 рр/.....	38
<b>Коваленко Н., Гулієв Р., Чурюмов К.</b> Про нахили орбіт Дамоклоїдів в ході динамічної еволюції .....	41
<b>Ксанфомаліті Л., Чурюмов К.</b> Динамічна стійкість астероїдів Ітокава, Тоутатис та ядра комети Бореллі .....	43
<b>Лук'яник І.</b> Спалахова активність комети 29P Швассман-Вахман 1 .....	46
<b>Мозгова А., Чурюмов К., Смірнов В.</b> Часова еволюція спектра метеора 9-10 серпня 1965 року.....	49
<b>Пономаренко В., Чурюмов К., Клещонок В., Коваленко Н.</b> Параметри пилу та газу у комі комети C/2009 P1 (Garradd).....	52
<b>Лозицька Н., Єфіменко В.</b> Площі груп сонячних плям за каталогами служби Сонця 1942–1951 рр .....	55
<b>Казанцева Л., Кислюк В.</b> Київський період життя і творчості Авеніра Олександровича Яковкіна (до 125-тя з дня народження).....	62
<b>Єфіменко В.</b> Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2012-2013 рр .....	64

---

## СОДЕРЖАНИЕ

---

<b>Александров О., Жданов В., Коваль С.</b> Координаты и усиления критических изображений в гравитационно-линзовых системах: Поправки второго порядка в окрестности симметричного каспа .....	5
<b>Богдан А, Марченко В., Гнатик Б.</b> Рентгеновские структуры внегалактических джетов .....	11
<b>Гнатик Р.</b> Исследования области перехода от галактических к внегалактическим космическим лучам на основе данных эксперимента KASCADE-Grande .....	14
<b>Кудря Ю.</b> Квадратичные многопараметричные зависимости Талли-Фишера для галактик каталога 2MFGC .....	17
<b>Парновский С., Изотова И.</b> Отношение светности к массе молодого звездного населения в ярких компактных галактиках как функция их металличности и возраста вспышки звездообразования .....	23
<b>Криводубский В.</b> Про самоорганизацию магнитных полей в солнечной турбулентной плазме .....	26
<b>Лозицкий В., Єфименко В.</b> Прогноз солнечной активности в 24-м цикле с учетом немонотонности его фазы роста .....	30
<b>Молочко А.</b> Определение магнитного поля различными методами на уровне фотосферы на протяжении солнечной вспышки .....	32
<b>Пишкало Н.</b> Характеристики 24-го цикла солнечной активности, полученные из продолжительности 23-го цикла .....	36
<b>Клещонок В., Буромский Н., Мазур В.</b> Телевизионные наблюдения покрытий звезд Луной в 2012-2013 гг .....	38
<b>Коваленко Н., Гулиев Р., Чурюмов К.</b> Про наклоны орбит Дамоклоидов в процессе динамической эволюции .....	41
<b>Ксанфомалити Л., Чурюмов К.</b> Динамическая стойкость астероидов Итокава, Тоутатис и ядра кометы Борели .....	43
<b>Лукъяник И.</b> Вспышечная активность кометы 29P Швассман-Вахман 1 .....	46
<b>Мозговая А., Чурюмов К., Смирнов В.</b> Временная эволюция спектра метеора 9-10 августа 1965 года .....	49
<b>Пономаренко В., Чурюмов К., Клещонок В., Коваленко Н.</b> Параметры пыли и газа в коме кометы C/2009 P1 (Garradd) .....	52
<b>Лозицкая Н., Ефименко В.</b> Площади групп солнечных пятен по каталогам службы Солнца 1942-1951 гг. ....	55
<b>Казанцева Л., Кислюк В.</b> Киевский период жизни и творчества Авенира Александровича Яковкина (к 125-летию со дня рождения) .....	62
<b>Ефименко В.</b> Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченка в 2012-2013 гг. ....	64

---

## CONTENTS

---

<b>Alexandrov A., Zhdanov V., Koval S.</b> Coordinates and magnifications of the gravitational lens critical images: Second order corrections near symmetric cusp .....	5
<b>Bogdan A., Marchenko V., Hnatyk B.</b> The x-ray structure of extragalactic jets.....	11
<b>Gnatyk R.</b> Investigation of the transition region from Galactic to extragalactic cosmic rays using the data of KASCADE-Grande experiment.....	14
<b>Kudrya Yu.</b> Quadratic multiparameter of Tully-Fisher relation (TFR) for the catalog 2MFGC .....	17
<b>Parnovsky S., Izotova I.</b> Dependence of the ratio of luminosity to mass of young stellar population on their metallicity and star burst age for luminous compact galaxies .....	23
<b>Krivodubskij V.</b> On the self-organization of magnetic fields in the Solar turbulent plasma .....	26
<b>Lozitsky V., Efimenko V.</b> Forecasting of Solar activity in 24 <sup>th</sup> cycle taking into account its non-monotonous grown phase .....	30
<b>Molochko O.</b> Definition of magnetic field by different methods on the photospheric level during Solar flare .....	32
<b>Pishkalo M.</b> Characteristics of Solar cycle 24 based on duration of Solar cycle 23 .....	36
<b>Kleshchonok V., Buromsky M., Mazur V.</b> TV observations of double and single stars occultations by the Moon in the 2012-2013 .....	38
<b>Kovalenko N., Guliev R., Churyumov K.</b> About Damokloidiv inclinations of the orbits during the dynamical evolution .....	41
<b>Ksanfomality L., Churyumov K.</b> Dynamic stability of the asteroid Itokawa, Toutatis and the nucleus of comet Borelli .....	43
<b>Lukyanyk I.</b> Flare activity of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 .....	46
<b>Mozgova A., Churyumov K., Smirnov S.</b> Temporal evolution of a meteor spectrum of 9-10 August 1965 .....	49
<b>Ponomarenko V., Churyumov K., Kleshchonok V., Kovalenko N.</b> Parameters of the dust coma of comet C/2009 P1 (Garradd) .....	52
<b>Lozitska N., Efimenko V.</b> Areas of sunspot groups according to catalogues of Sun service in 1942-1952 .....	55
<b>Kazantseva L., Kyslyuk V.</b> Kiev period Avenir Olexandrovich Yakovkin of life (to the 125th anniversary since the birth).....	62
<b>Efimenko V.</b> Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kiev in 2012-2013 .....	64

## КООРДИНАТИ ТА ПІДСИЛЕННЯ КРИТИЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ В ГРАВІТАЦІЙНО-ЛІНЗОВИХ СИСТЕМАХ: ПОПРАВКИ ДРУГОГО ПОРЯДКУ У ОКОЛІ СИМЕТРИЧНОГО КАСПУ

*Знайдені та проаналізовані поправки до аналітичних асимптотичних формул, що описують координати та підсилення критичних зображень точкового джерела у околі каспу каустики. Показано, що у випадку, коли лінзове відображення є симетричним відносно осі каспу, поправки першого порядку тождивно дорівнюють нулю. Для цього випадку знайдені вирази поправок другого порядку. Як ілюстрацію розглянуто модель лінзи Чанг-Рефсдала. Продемонстровано, що врахування поправок другого порядку дозволяє значно розширити окіл, в якому асимптотичні формули мають задану точність.*

*Ключові слова: гравітаційно-лінзові системи, модель лінзи Чанг-Рефсдала.*

**1. Вступ.** Ефекти гравітаційного лінзування дають принципову змогу отримувати унікальні дані (про розподіли мас у Всесвіті та структуру джерел випромінювання), які часто є недоступними для прямих астрономічних спостережень. В даній роботі розглянуто задачу про гравітаційне лінзування для тих випадків, коли джерело випромінювання знаходиться в околі каустичної кривої. Відповідні спостережувані ефекти несуть важливу астрофізичну інформацію, оскільки саме в цих випадках відбувається найбільш інтенсивний вплив гравітаційного поля лінзи на пучок променів [1]. Каустична крива – це проекція на площину джерела критичної кривої лінзового відображення, тобто множини сингулярних точок, в яких якобіан обертається в нуль, а відображення втрачає взаємну однозначність. Саме перетин джерелом каустичної кривої супроводжується найбільш виразним ефектом – появою (зникненням) двох додаткових зображень джерела. При макролінзуванні взаємне розташування зображень, їх відносні інтенсивності та часи затримки можна пов'язати з положенням джерела відносно макрокаустики (див. напр. [2,3]). При мікролінзуванні сумарний потік від усіх мікрозображень змінюється протягом місяців і навіть тижнів, при цьому його найбільш швидкі і значні зміни пов'язуються саме з проходженням джерела в околі мікрокаустики (див. напр. [4,5]). Передбачається, що у недалекому майбутньому стане можливим спостерігати так зване астрометричне мікролінзування, при цьому можливі навіть стрибки зображень при перетині каустики [6].

Сучасний рівень обчислювальної техніки дає широкі можливості для вивчення різноманітних цікавих сценаріїв гравітаційного лінзування, а також статистичних оцінок впливу тих чи інших параметрів. Але він також дозволяє проводити аналітичні дослідження, здійснення яких у ручному режимі було би практично неможливим, і які дозволяють знаходити залежності спостережуваних величин від параметрів гравітаційно-лінзової системи.

В околі каустики вплив гравітації на пучок променів дуже швидко змінюється з координатами. Тому необхідно спочатку знайти відповідні формули для точкового джерела, а для протяжних джерел їх отримують інтегруванням по площі джерела. Звичайно, ця друга частина не завжди може бути проведена аналітично навіть із застосуванням спеціальних функцій. Що стосується формул для точкового джерела, то вони можуть використовуватися безпосередньо у випадку достатньо малих джерел.

Добре відомо, що для гладких відображень одного двовимірного многовиду на інший стійкими до малих збурень є критичні точки лише двох типів – складки та зборки. Каустика є замкненою кривою, яка є гладкою за можливим винятком окремих особливих точок, так званих каспів (рогів). Регулярні точки відповідають складкам, а каспи – зборкам. Точки всередині каустики мають на два зображення більше, ніж ті, що ззовні. Коли джерело наближається до складки (зборки) з внутрішнього боку, два (три) зображення прямують до критичної точки, а підсилення кожного з них формально прямує до нескінченності. Зображення, які таким чином пов'язані з критичними точками, називають критичними. Після перетину джерелом каустики, два критичні зображення зникають.

У роботах, які можна вважати класичними, були знайдені наближені координати критичних зображень у околах складок і каспів, а також формули для коефіцієнта підсилення [1]. Ці формули мають характер асимптотичних співвідношень, які виконуються тим точніше, чим ближче джерело до каустики. Але ці формули не дають уяви про їх точність. У подальшому були розроблені підходи, які дозволили будувати послідовні наближення за степенями допоміжного параметра, який характеризує близькість джерела до каустики. При цьому класичні результати можна розглядати як нульове наближення.

Задача оцінки та підвищення точності асимптотичних формул обговорювалася продовж значного часу [7-10]. Вона набула особливої актуальності, коли при моделюванні конкретних позагалактичних гравітаційно-лінзових систем з'ясувалися значні відхилення спостережуваних потоків, що відповідають різним зображенням, від очікуваних за формулами – так звана проблема аномальних відношень потоків. Ця проблема стимулювала знаходження поправок першого порядку до асимптотичних формул у околі складки [3] і каспу [2].

Поправки другого порядку, які мають місце в околі складки за відсутності неперервної матерії біля променя зору, були отримані у роботах [11, 12]. Важливість їх врахування в задачах мікролінзування була продемонстрована в роботах [13, 4]. В роботі [14] ці результати були узагальнені на випадок присутності в лінзі біля променя зору неперервної матерії. У роботі [15] ми знайшли поправки першого порядку для випадку, коли точкове джерело знаходиться в околі каспу. При цьому вирази, раніше отримані в роботі [16], були уточнені і перетворені до більш явного вигляду.

У цій роботі ми продовжуємо дослідження поправок до асимптотичних формул, які стосуються околів каспу. В наступному розділі сформульовано вихідні співвідношення, введено параметр близькості до каустики та виведено систему лінзових рівнянь у другому наближенні. У третьому розділі подано вирази для поправок першого порядку. Далі, в четвертому розділі ми показуємо, що поправки першого порядку обумовлені асиметрією лінзового відображення відносно віддзеркалення від осі каспу. Отже, для симетричного каспу вони тождивно обертаються на нуль. Для цього випадку ми знаходимо аналітичні вирази для поправок другого порядку. У п'ятому розділі на прикладі лінзи Чанг-Рефсдала ми демонструємо, наскільки врахування цих поправок поліпшує точність формули для коефіцієнта підсилення.

**2. Виведення другого наближення до рівнянь гравітаційного лінзування поблизу зборки.** Нормоване рівняння гравітаційного лінзування зіставляє кожній точці  $\mathbf{x}$  в площині зображень точку  $\mathbf{y}$  в площині джерела і має такий вид [1]:

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} - \nabla\Phi(\mathbf{x}), \quad (1)$$

де  $\Phi(\mathbf{x})$  – потенціал гравітаційного лінзування. У загальному випадку одному положенню точкового джерела відповідає декілька зображень  $\mathbf{X}^{(l)}(\mathbf{y})$  – розв'язків рівняння (1). Потенціал  $\Phi(\mathbf{x})$  задовольняє рівнянню  $\Delta\Phi = 2k$ , де  $k(\mathbf{x})$  – густина неперервної матерії на промені зору, нормована на так звану критичну густину.

Коефіцієнт підсилення кожного окремого зображення дорівнює  $K^{(l)}(\mathbf{y}) = 1/|J(\mathbf{X}^{(l)}(\mathbf{y}))|$ , де  $J(\mathbf{x}) = |D(\mathbf{y})/D(\mathbf{x})|$  – якобіан відображення площини зображень на площину джерел; індексом у дужках позначено номер розв'язку.

Нагадаємо, що критичні криві відображення (1) визначаються рівнянням  $J(\mathbf{x}) = 0$ . Каустика – це образ критичної кривої при відображенні (1). Стейкі критичні точки диференційованих відображень двовимірних многовидів бувають лише двох типів: складки і зборки.

У стандартному підході до розгляду околу каустики, потенціал поблизу точки  $p_{cr}$  критичної кривої апроксимується поліномом Тейлора. При цьому лінзове відображення можна дещо спростити, обертаючи систему координат на площині джерел так, щоб вісь абсцис була дотичною до каустики. Вважаємо, що розглядувана точка  $p_{cr}$  знаходиться в початку координат площини зображень, а її образ – в початку координат площини джерела; при цьому  $|y_2|$  визначає відстань до дотичної до каустики, а  $y_1$  – зсув уздовж цієї дотичної. Коли точка  $p_{cr}$  є каспом, вісь  $y_1$  – це спільна на границя дотичних до двох гілок каустики, яку ми називаємо віссю каспу.

Випишемо с достатньою точністю загальний розклад рівняння (1), а далі отримаємо частинні випадки. Введемо позначення:  $k_0 \equiv k(0)$ ,  $\sigma \equiv 1 - k_0$ . У координатах, що адаптовані до точки на каустиці маємо:

$$\begin{aligned} y_1 &= 2\sigma x_1 - \Phi_{,111} x_1^2/2 - \Phi_{,122} x_2^2/2 - \Phi_{,112} x_1 x_2 - \Phi_{,1111} x_1^3/6 - \Phi_{,1122} x_1 x_2^2/2 - \Phi_{,1222} x_2^3/6 - \Phi_{,1112} x_1^2 x_2/2 - \\ &- \Phi_{,12222} x_2^4/24 - \Phi_{,11122} x_1^2 x_2^2/4 - \Phi_{,11222} x_1 x_2^3/6 - \Phi_{,11112} x_1^3 x_2/6 - \Phi_{,11111} x_1^4/24 + \dots \\ y_2 &= -\Phi_{,112} x_1^2/2 - \Phi_{,222} x_2^2/2 - \Phi_{,122} x_1 x_2 - \Phi_{,1112} x_1^3/6 - \Phi_{,1222} x_1 x_2^2/2 - \Phi_{,2222} x_2^3/6 - \Phi_{,1122} x_2 x_1^2/2 - \\ &- \Phi_{,22222} x_2^4/24 - \Phi_{,11222} x_1^2 x_2^2/4 - \Phi_{,11112} x_1^4/24 - \Phi_{,11222} x_1 x_2^3/6 - \Phi_{,11122} x_1^3 x_2/6 - \Phi_{,222222} x_2^5/120 + \dots \end{aligned}$$

Введемо такі скороченні позначення:

$$\begin{aligned} a_1 &= -\Phi_{,111}/2; \quad a_2 = \Phi_{,122}/2; \quad b_1 = \Phi_{,222}/2; \quad b_2 = -\Phi_{,112}/2; \quad c_1 = \Phi_{,1122}/6; \quad c_2 = -\Phi_{,2222}/6; \\ c_3 &= -\Phi_{,1111}/6; \quad d_1 = \Phi_{,1222}/6; \quad d_2 = -\Phi_{,1112}/6; \quad g_1 = -\Phi_{,12222}/24; \quad g_2 = \Phi_{,11122}/24; \\ g_3 &= -\Phi_{,11111}/24; \quad f_1 = \Phi_{,11222}/24; \quad f_2 = -\Phi_{,11112}/24; \quad f_3 = -\Phi_{,22222}/24; \quad h = -\Phi_{,222222}/120. \end{aligned} \quad (2)$$

Для повноти можна також нагадати, що координати вибрані таким чином, що на початку координат  $\Phi_{,11} = 2k_0 - 1$ ,  $\Phi_{,12} = 0$ ,  $\Phi_{,22} = 1$ .

В цих позначеннях розклад рівняння (1) має вигляд:

$$\begin{aligned} y_1 &= 2\sigma x_1 + a_1 x_1^2 - a_2 x_2^2 + 2b_2 x_1 x_2 + c_3 x_1^3 - 3c_1 x_1 x_2^2 - d_1 x_2^3 + 3d_2 x_1^2 x_2 + g_1 x_2^4 - \\ &- 6g_2 x_1^2 x_2^2 - 4f_1 x_1 x_2^3 + 4f_2 x_1^3 x_2 + g_3 x_1^4 + \dots \\ y_2 &= b_2 x_1^2 - b_1 x_2^2 - 2a_2 x_1 x_2 + d_2 x_1^3 - 3d_1 x_1 x_2^2 + c_3 x_2^3 - 3c_1 x_2 x_1^2 + f_3 x_2^4 - \\ &- 6f_1 x_1^2 x_2^2 + f_2 x_1^4 + 4g_1 x_1 x_2^3 - 4g_2 x_1^3 x_2 + h x_2^5 + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Позначення (2) введені таким чином, що, аби отримати рівняння за умови сталості густини  $k(\mathbf{x}) \equiv k_0$  достатньо відкинути індекси біля коефіцієнтів, тобто покласти  $a_1 = a_2$ ,  $b_1 = b_2$ ,  $c_1 = c_2$ ,  $d_1 = d_2$ ,  $g_1 = g_2 = g_3$ ,  $f_1 = f_2 = f_3$ . Точніше, з урахуванням рівняння для потенціалу маємо:

$$\begin{aligned} a_2 - a_1 &= k_{,1}; \quad b_1 - b_2 = k_{,2}; \quad c_1 - c_2 = \frac{1}{3}k_{,22}; \quad c_1 - c_3 = \frac{1}{3}k_{,11}; \quad d_1 - d_2 = \frac{1}{3}k_{,12}; \\ g_2 - g_1 &= \frac{1}{12}k_{,122}; \quad g_2 - g_3 = \frac{1}{12}k_{,111}; \quad f_1 - f_2 = \frac{1}{12}k_{,112}; \quad f_1 - f_3 = \frac{1}{12}k_{,222}. \end{aligned}$$

Умова того, що точка  $\mathbf{x} = 0$  є каспом – це  $b_1 = 0$ . Параметр близькості у цьому разі вводиться такими співвідношеннями:  $y_1 = t^2 \tilde{y}_1$ ,  $y_2 = t^3 \tilde{y}_2$ ,  $x_1 = t^2 \tilde{x}_1$ ,  $x_2 = t \tilde{x}_2$ . Після підстановки в рівняння (3) з точністю до квадратичних складових знаходимо:

$$\begin{aligned} \tilde{y}_1 &= 2\sigma \tilde{x}_1 - a_2 \tilde{x}_2^2 + (2b_2 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2 - d_1 \tilde{x}_2^3) \cdot t + (a_1 \tilde{x}_1^2 - 3c_1 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2^2 + g_1 \tilde{x}_2^4) \cdot t^2 + \dots \\ \tilde{y}_2 &= -2a_2 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2 + c_2 \tilde{x}_2^3 + (b_2 \tilde{x}_1^2 - 3d_1 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2^2 + f_3 \tilde{x}_2^4) \cdot t + (-3c_1 \tilde{x}_1^2 \tilde{x}_2 + 4g_1 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2^3 + h \tilde{x}_2^5) \cdot t^2 + \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Це і є рівняння другого наближення в околі каспу. У цьому разі модель лінзи характеризується параметрами  $a_1, a_2, b_2, c_1, c_2, d_1, f_3, g_1, h$ . У подальшому ми будемо відкидати більшість індексів біля параметрів, вважаючи:  $a = a_2, b = b_2, c = c_2, d = d_1, f = f_3, g = g_1$ .

**3. Наближення першого порядку для координат та підсилення критичних зображень в околі каспу.** З формул (4) знаходимо, що з точністю до членів першого порядку лінзові рівняння у околі каспу приймають вид:

$$\begin{aligned} \tilde{y}_1 &= 2\sigma\tilde{x}_1 - a\tilde{x}_2^2 + (2b\tilde{x}_1\tilde{x}_2 - d\tilde{x}_2^3) \cdot t, \\ \tilde{y}_2 &= -2a\tilde{x}_1\tilde{x}_2 + c\tilde{x}_2^3 + (b\tilde{x}_1^2 - 3d\tilde{x}_1\tilde{x}_2^2 + f\tilde{x}_2^4) \cdot t. \end{aligned} \quad (5)$$

Розв'язки шукаємо у вигляді:  $\tilde{x}_1 = x_{10} + tx_{11}, \tilde{x}_2 = x_{20} + tx_{21}$ . В основі побудови розв'язків лежить рівняння третього порядку для  $x_{20}$ :

$$Cx_{20}^3 - a\tilde{y}_1x_{20} - \sigma\tilde{y}_2 = 0, \quad (6)$$

де  $C = c\sigma - a^2$ .

Рівняння (6) має один чи три дійсних корені в залежності від знака виразу  $Q = \frac{\tilde{y}_2^2\sigma^2}{4C^2} - \frac{a^3\tilde{y}_1^3}{27C^3}$ . Один дійсний корінь, коли  $Q > 0$ ; три дійсних кореня, коли  $Q \leq 0$  (два з них збігаються, коли  $Q = 0$ ). На осі  $y_2 = 0$  маємо один тривіальний корінь  $x_{20}^{(1)} = 0$  і ще два дійсні корені  $x_{20}^{(2,3)} = \pm\sqrt{a\tilde{y}_1/C}$ , які існують на тій півосі, де  $a(\sigma c - a^2)y_1 > 0$ . Явні вирази розв'язків рівняння (6), тобто нульове наближення для другої координати зображень  $x_{20}$ , даються відомими формулами Кардано.

Для першої координати зображень у нульовому порядку знаходимо:

$$x_{10} = \frac{1}{2\sigma}(\tilde{y}_1 + ax_{20}^2). \quad (7)$$

Перейдемо до розгляду поправок першого порядку. Ми не зупиняємося тут на проміжних формулах, які аналогічні тим, що подані в [16], і децю їх уточнюють [15]. Наводимо одразу кінцеві спрощені вирази для поправок, які можна перевірити підставленням у рівняння (5). Отже маємо:

$$x_{11} = \frac{CB_1\tilde{y}_2x_{20}^2 + A_1\tilde{y}_1^2x_{20} + A_2\tilde{y}_1\tilde{y}_2}{4\sigma C^2E}, \quad (8)$$

$$x_{21} = \frac{B_1\tilde{y}_1x_{20}^2 + B_2\tilde{y}_2x_{20} + Cb\tilde{y}_1^2}{4\sigma CE}, \quad (9)$$

де введені позначення:

$$E = a\tilde{y}_1 - 3Cx_{20}^2, \quad (10)$$

$$A_1 = \sigma a(5bc^2 - 10acd + 4a^2f), \quad (11)$$

$$A_2 = a^4b - 2\sigma a^2bc + \sigma^2(6bc^2 - 10acd + 4a^2f), \quad (12)$$

$$B_1 = 6\sigma abc - a^3b - 4\sigma a^2d - 6\sigma^2cd + 4\sigma^2af, \quad (13)$$

$$B_2 = \sigma(5a^2b - 10\sigma ad + 4\sigma^2f), \quad (14)$$

Для складових якобіана  $\tilde{J} = t^2(J_0 + tJ_1)$  знаходимо такі вирази:

$$J_0 = -2E, \quad (15)$$

$$J_1 = \frac{I_1(3Cx_{20}^2 + a\tilde{y}_1)\tilde{y}_2 + I_2x_{20}\tilde{y}_1^2}{CE}, \quad (16)$$

де

$$I_1 = a^2b + \sigma(10ad - 6bc) - 4\sigma^2f, \quad (17)$$

$$I_2 = 16a^3d - 8a^2bc - \sigma(6acd - 3bc^2 + 4a^2f). \quad (18)$$

Підсилення окремого зображення у цьому наближенні дається наступним виразом:

$$K = \frac{1}{|J|} = \frac{1}{t^2} \frac{1}{|J_0 + tJ_1|} = \frac{1}{t^2|J_0|} \left(1 - t \frac{J_1}{J_0}\right). \quad (19)$$

При отриманні останньої рівності ми врахували, що для достатньо малих  $t$  маємо  $|tJ_1/J_0| < 1$ .

**4. Наближення другого порядку у випадку локально симетричного каспу.** Важливою особливістю каспів є та обставина, що поправки першого порядку, які були розглянуті в попередньому підрозділі, пов'язані виключно з асиметрією лінзового відображення відносно віддзеркалення  $y_2 \rightarrow -y_2$ . Будемо називати лінзу локально симетричною в околі каспу, коли з потрібною точністю виконуються такі умови:

$$y_1(x_1, -x_2) = y_1(x_1, x_2), \quad y_2(x_1, -x_2) = -y_2(x_1, x_2). \quad (20)$$

З рівнянь (4) неважко побачити, що за цих умов

$$b = d = f = 0 \quad (21)$$

і всі доданки першого порядку за  $t$  взагалі відсутні.

При виконанні умов (21) усі поправки першого порядку тотожно дорівнюють нулю і на перший план виходять поправки другого порядку по  $t$ . Рівняння (4) у цьому випадку приймає такий вигляд:

$$\tilde{y}_1 = 2\sigma\tilde{x}_1 - a\tilde{x}_2^2 + (a_1\tilde{x}_1^2 - 3c_1\tilde{x}_1\tilde{x}_2^2 + g\tilde{x}_2^4) \cdot t^2 + \dots \quad (22)$$

$$\tilde{y}_2 = -2a\tilde{x}_1\tilde{x}_2 + c\tilde{x}_2^3 + (-3c_1\tilde{x}_1^2\tilde{x}_2 + 4g\tilde{x}_1\tilde{x}_2^3 + h\tilde{x}_2^5) \cdot t^2 + \dots$$

Розв'язки шукаємо у вигляді:  $\tilde{x}_1 = x_{10} + t^2x_{12}$ ,  $\tilde{x}_2 = x_{20} + t^2x_{22}$ . Для поправок знаходимо такі вирази:

$$x_{12} = \frac{1}{8\sigma^3C^2E} (A_3x_{20}^2\tilde{y}_1^2 + A_4x_{20}\tilde{y}_1\tilde{y}_2 + A_5\tilde{y}_2^2 - C^2aa_1\tilde{y}_1^3), \quad (23)$$

$$A_3 = -a^6a_1 + 3\sigma a^4a_1c - 3\sigma^2a^2a_1c^2 + \sigma^3(24a^2cg + 8a^3h - 18ac^2c_1 + 3a_1c^3), \quad (24)$$

$$A_4 = \sigma a^5a_1 - 3\sigma^2a^3a_1c + 6\sigma^3(2a^3g - 3a^2cc_1 + aa_1c^2) + 2\sigma^4(18acg + 8a^2h - 9c^2c_1), \quad (25)$$

$$A_5 = -\sigma^2a^4a_1 + 3\sigma^3a^2a_1c + 6\sigma^4(2a^2g - 3acc_1) + 4\sigma^5(3cg + 2ah). \quad (26)$$

Для другої координати знаходимо:

$$x_{22} = \frac{1}{4\sigma C^2E} (CB_3x_{20}^2\tilde{y}_2 + B_4x_{20}\tilde{y}_1^2 + B_5\tilde{y}_1\tilde{y}_2), \quad (27)$$

$$B_3 = a^3a_1 - 9\sigma a^2c_1 + 12\sigma^2a g_1 + 4\sigma^3h, \quad (28)$$

$$B_4 = \sigma(-6a^2cc_1 + aa_1c^2 + 4a^3g) + \sigma^2(8acg + 4a^2h - 3c^2c_1), \quad (29)$$

$$B_5 = -a^4a_1 + \sigma(3a^3c_1 + 2a^2a_1c) + 4\sigma^2(-3acc_1 + a^2g) + 4\sigma^3(ah + 2cg), \quad (30)$$

Нарешті, для поправки другого порядку до якобіану отримуємо:

$$J_2 = \frac{1}{2\sigma^2CE} (I_3x_{20}^2y_1^2 + I_4x_{20}y_1y_2 + I_5y_1^3 + I_6y_2^2), \quad (31)$$

$$I_3 = a^5a_1 + \sigma(3a^4c_1 - 2a^3a_1c) + 3\sigma^2(14a^2cc_1 - aa_1c^2 - 16a^3g) - \sigma^3(16a^2h + 9c^2c_1), \quad (32)$$

$$I_4 = -\sigma a^4a_1 + 3\sigma^2(3a^3c_1 + 2a^2a_1c) + 6\sigma^3(18acc_1 - 3a_1c^2 - 22a^2g) - 4\sigma^4(13ah + 6cg), \quad (33)$$

$$I_5 = -C(a^2a_1 + 3\sigma a c_1), \quad (34)$$

$$I_6 = 9\sigma^2(a^3a_1 + \sigma(3a^2c_1 - 2aa_1c) - 6\sigma^2(2ag - cc_1) - 4\sigma^3h). \quad (35)$$

Відповідна поправка до коефіцієнта підсилення дається формулою (19) із заміною  $tJ_1 \rightarrow t^2J_2$ .

**5. Приклад: лінза Чанг-Рефсдала.** Аби оцінити наскільки значущим є внесок поправок другого порядку порівняємо знайдені наближені вирази для підсилення з точними значеннями для моделі, яка допускає повний аналітичний розгляд. Модель Чанг-Рефсдала описує гравітаційну лінзу, яка утворюється точковою масою та великомасштабним зовнішнім гравітаційним полем. Останнє характеризується параметром зсуву  $\gamma$ . Будемо вважати  $\gamma < 1$ . Рівняння лінзи у координатах, початок яких співпадає з положення маси (центровані координати позначаємо "кришкою") і які перенормовані на масу, має вид:

$$\hat{y}_1 = (1+\gamma)\hat{x}_1 - \frac{\hat{x}_1}{\hat{x}_1^2 + \hat{x}_2^2}, \quad \hat{y}_2 = (1-\gamma)\hat{x}_2 - \frac{\hat{x}_2}{\hat{x}_1^2 + \hat{x}_2^2}. \quad (36)$$

Відповідний потенціал дається таким виразом:

$$\Phi = \frac{1}{2} \ln(\hat{x}_1^2 + \hat{x}_2^2) - \frac{1}{2} \gamma (\hat{x}_1^2 - \hat{x}_2^2).$$

Точне значення якобіана відображення (36):

$$J = 1 - \gamma^2 - \frac{1 + 2\gamma(\hat{x}_1^2 - \hat{x}_2^2)}{(\hat{x}_1^2 + \hat{x}_2^2)^2}. \quad (37)$$

Критична крива визначається рівнянням:  $J(\hat{\mathbf{x}}) = 0$ . Форма критичної кривої, а також і каустики для цієї лінзи добре відомі. Каспові критичні точки – це точки перетину критичної кривої з координатними осями. Як приклад будемо розглядати точку з координатами:  $\hat{x}_1 = (1-\gamma)^{-1/2}$ ,  $\hat{x}_2 = 0$ . Відповідна точка на каустиці лежить на осі  $\hat{y}_2 = 0$  і має координату  $\hat{y}_1 = 2\gamma/\sqrt{1-\gamma}$ . Перенесенню початку координат у цю каспову точку відповідають такі перетворення координат:

$$x_1 = \hat{x}_1 - (1-\gamma)^{-1/2}, \quad x_2 = \hat{x}_2; \quad y_1 = \hat{y}_1 - 2\gamma(1-\gamma)^{-1/2}, \quad y_2 = \hat{y}_2$$



В цій моделі немає неперервної матерії в околі променя зору, отже  $\sigma = 1$ ,  $a_1 = a$ ,  $c_1 = c$ . Умови симетрії каспу (20) виконуються. Далі неважко знайти відповідні значення коефіцієнтів  $a, c, g, h$ . Маємо:

$$a = -(1-\gamma)^{3/2}, \quad c = (1-\gamma)^2, \quad g = -(1-\gamma)^{5/2}, \quad h = -(1-\gamma)^3, \quad C = \gamma(1-\gamma)^2. \quad (38)$$

На базі цих формул можна знайти вирази для коефіцієнтів усіх раніше отриманих поправок. Тут ми обмежуємося коефіцієнтами поправки для підсилення. Знаходимо:

$$I_3 = a^6 + a^4c + 39a^2c^2 - 48a^3g - 16a^2h - 9c^3 = \gamma(1-\gamma)^6(4 - 4\gamma - \gamma^2), \quad (39)$$

$$I_4 = -a^5 + 15a^3c + 90ac^2 - 132a^2g - 52ah - 24cg = \sqrt{1-\gamma} \left[ (1-\gamma)^7 - 15(1-\gamma)^6 + 42(1-\gamma)^5 - 28(1-\gamma)^4 \right], \quad (40)$$

$$I_5 = a^5 + 2a^3c - 3ac^2 = \sqrt{1-\gamma} \left[ -(1-\gamma)^7 - 2(1-\gamma)^6 + 3(1-\gamma)^5 \right], \quad (41)$$

$$I_6 = 9(a^4 + a^2c - 12ag - 4h + 6c^2) = 9 \left[ (1-\gamma)^6 + (1-\gamma)^5 - 6(1-\gamma)^4 - 4(1-\gamma)^3 \right]. \quad (42)$$

Розглянемо ситуацію, коли точкове джерело знаходиться на осі  $y_2 = 0$ . У цьому випадку рівняння для  $x_{20}$  приймає такий вид  $Cx_{20}^3 - ay_1x_{20} = 0$  і має три розв'язки:  $x_{20}^{(1)} = 0$ ,  $x_{10}^{(1)} = \frac{y_1}{2}$ ;  $x_{20}^{(2,3)} = \pm \sqrt{\frac{a}{C}} y_1$ ,  $x_{10}^{(2,3)} = \frac{c}{2C} y_1$ . Індeksi в дужках показують номери розв'язків.

Для якобіанів знаходимо такі вирази. Для першого розв'язку:

$$J_0^{(1)}(y_1) = 2(1-\gamma)\sqrt{1-\gamma} \cdot y_1, \quad J_2^{(1)}(y_1) = -\frac{1}{2}(1-\gamma)^2(4-\gamma) \cdot y_1^2. \quad (43)$$

Для другого та третього розв'язків:

$$J_0^{(2,3)}(y_1) = -4(1-\gamma)\sqrt{1-\gamma} \cdot y_1, \quad J_2^{(2,3)} = -\frac{(1-\gamma)^2}{\gamma} y_1^2. \quad (44)$$

Поряд з точним значенням коефіцієнта підсилення кожного із зображень, яке дорівнює  $K^{(l)} = 1/|J^{(l)}|$ , будемо розглядати його наближенні значення у нульовому та другому наближеннях:

$$K_0^{(l)} = 1/|J_0^{(l)}| \quad \text{і} \quad K_2^{(l)} = 1/|J_0^{(l)} + J_2^{(l)}| \approx \left(1 - J_2^{(l)}/J_0^{(l)}\right) / |J_0^{(l)}|.$$

Потрібно звернути увагу, що, на відміну від інших величин, які розглядалися вище, і які фактично ототожнювалися зі своїми наближеними значеннями (при цьому індексами позначалися відповідні поправки), для коефіцієнта підсилення ми розрізняємо точне значення  $K$  і друге наближення, яке позначено символом  $K_2$ .

Цікаво відзначити, що у розглядуваному прикладі різниця  $\Delta K^{(l)} = K_2^{(l)} - K_0^{(l)}$  не залежить від координати джерела:  $\Delta K^{(1)} = \pm(4-\gamma)/8(1-\gamma)$  (лише знак цього виразу співпадає із знаком  $y_1$ ),  $\Delta K^{(2,3)} = 1/16\gamma(1-\gamma)$ .

На рис. 1 подано порівняння точного та наближених значень коефіцієнта підсилення для першого зображення в залежності від положення джерела на осі  $y_1$ . На наступному рис. 2 подане те ж саме для другого і третього зображень. Зауважимо, що в останньому випадку точне значення якобіана збігається з його другим наближенням  $J^{(2,3)} = J_0^{(2,3)} + J_2^{(2,3)}$ . Відмінність між  $K$  та  $K_2$  на рис. 2 обумовлена розкладанням в ряд з точністю до  $J_2/J_0$ .

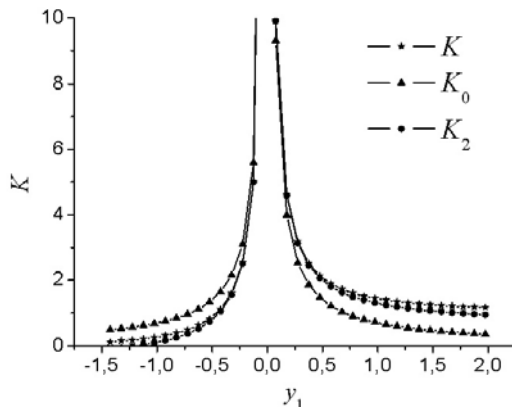


Рис. 1. Порівняння точного і наближених значень коефіцієнта підсилення першого зображення джерела (лінза Чанг-Рефсдала з  $\gamma = 0.3$ )

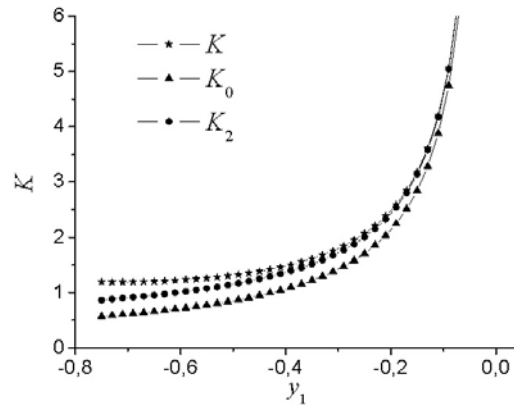


Рис. 2. Те ж саме для другого і третього зображень, які існують лише, коли джерело знаходиться у середині каустики ( $y_1 < 0$ )

Відносний внесок поправок залежить звичайно від значення параметра  $\gamma$ . Тому розглянемо це питання трохи більш детально. Аби чисельно охарактеризувати точність наближених формул для підсилення введемо відношення

$$\delta_{0,2}(\gamma_1) = |K(\gamma_1) - K_{0,2}(\gamma_1)| / K(\gamma_1) \quad (45)$$

Для ілюстрації в табл. 1 подані значення цих величин у випадку першого зображення і чотирьох значень координат джерела та значень параметра  $\gamma$  у діапазоні від 0.1 до 0.9. З таблиці видно, що нульове наближення  $K_0$  є застосовним, наприклад, з п'ятивідсотковою точністю, лише приблизно в діапазоні  $-0.1 \leq \gamma_1 \leq 0.1$  при  $\gamma > 0.6$ . Область застосовності наближених формул доцільно порівнювати з розміром каустики, для цього у другому стовпчику наведені значення координати  $\tilde{y}_{c1}$  каспу відносно центру каустики (тобто половинний розмір каустики вздовж цієї координати). У двох останніх стовпчиках подано границі інтервалів  $y_{1(-)}(\gamma) \leq y_1 \leq y_{1(+)}(\gamma)$ , в яких похибка другого наближення менша за п'ять відсотків,  $\delta_2(\gamma_1) < 5\%$ .

**Таблиця 1.** Відносна точність нульового та другого наближень для підсилення першого зображення в залежності від координати джерела і значень параметра  $\gamma$

$\gamma$	$\tilde{y}_{c1}$	$\delta_0(-0.2) \setminus \delta_2(-0.2)$ (%)	$\delta_0(-0.1) \setminus \delta_2(-0.1)$ (%)	$\delta_0(0.1) \setminus \delta_2(0.1)$ (%)	$\delta_0(0.2) \setminus \delta_2(0.2)$ (%)	$y_{1(-)}$	$y_{1(+)}$
0.1	0.211	20.94 \ 1.43	9.84 \ 0.325	8.71 \ 0.27	16.43 \ 0.97	-0.34	0.53
0.2	0.447	19.15 \ 1.10	9.01 \ 0.25	8.02 \ 0.21	15.17 \ 0.75	-0.38	0.62
0.3	0.717	17.35 \ 0.82	8.19 \ 0.19	7.33 \ 0.16	13.89 \ 0.57	-0.44	0.74
0.4	1.033	15.52 \ 0.59	7.35 \ 0.13	6.23 \ 0.11	12.60 \ 0.42	-0.50	0.90
0.5	1.414	13.66 \ 0.40	6.50 \ 0.09	5.90 \ 0.08	11.27 \ 0.29	-0.59	1.13
0.6	1.897	11.75 \ 0.26	5.62 \ 0.06	5.15 \ 0.05	9.89 \ 0.20	-0.71	1.44
0.7	2.556	9.76 \ 0.16	4.69 \ 0.04	4.36 \ 0.03	8.40 \ 0.12	-0.88	1.92
0.8	3.578	7.62 \ 0.08	3.69 \ 0.02	3.47 \ 0.02	6.74 \ 0.07	-1.17	2.73
0.9	5.692	5.12 \ 0.03	2.50 \ 0.01	2.40 \ 0.01	4.70 \ 0.03	-1.79	4.46

**6. Висновки.** Ми розглянули задачу підвищення точності асимптотичних формул для координат критичних зображень та їх підсилення в околі каспових критичних точок. Для загального рівняння гравітаційного лінзування ми знайшли аналітичні вирази для поправок першого порядку (8-14, 16-19) за степенями параметра близькості. Ці вирази записано через коефіцієнти тейлорівського розкладу лінзового потенціалу (2) та корені кубічного рівняння (6), яке визначає координати критичних зображень у нульовому наближенні. У багатьох випадках лінзове відображення в околі каспу з достатньою точністю є симетричним відносно осі каспу (20). У такому випадку всі поправки першого порядку тотожно дорівнюють нулю, і для нього ми знайшли поправки другого порядку (23-35). Аби проілюструвати роль цих поправок ми розглянули модель Чанг-Рефсдала і показали, що їх врахування дозволяє розширити окіл каспу, в якому асимптотичні формули мають задану точність.

**Список використаних джерел:**

1. Schneider P., Ehlers J., Falco E. E. Gravitational Lenses. – Berlin: Springer, 1992.
2. Keeton C.R., Gaudi B.S., Petters A.O. Identifying lenses with small-scale structure. I. Cusp lenses // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 598. – P. 138–161.
3. Keeton C.R., Gaudi B.S., Petters A.O. Identifying lenses with small-scale structure.II. Fold lenses // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 635. – P. 35–59.
4. Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. Asymptotic expansions and amplification of a gravitational lens near a fold caustic // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2011. – Vol. 417. – P. 541–554; arXiv:1006.5903. 2010.
5. Zhdanov V.I., Alexandrov A.N. Fedorova E.V., Sliusar V.M. Analytical methods in gravitational microlensing // *ISRN Astronomy and Astrophysics.* – 2012. – Vol. 2012. – Article ID 906951, doi:10.5402/2012/906951.
6. Федорова О.В., Жданов В.І., Александров О.М. Стрибки зображення джерела при перетині каустики в гравітаційній лінзі Чанга-Рефсдала // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2003. – Вип. 39–40. – С. 108–111.
7. Fluke C.J., Webster R.L. Investigating the geometry of quasars with microlensing // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1999. – Vol. 302. – P. 68–74.
8. Александров О.М., Жданов В.І., Федорова О.В. Аналітичні співвідношення для гравітаційно-лінзового відображення в околі критичної кривої // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2003. – Вип. 39–40. – С. 52–59.
9. Fedorova E.V., Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+030 // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2005. – Вип. 41–42. – С. 49–54.
10. Pejcha O., Heyrovsky D. Extended-source effect and chromaticity in two-point-mass microlensing // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 690. – P. 1772–1796.
11. Александров О.М. Аналітична теорія гравітаційного лінзування: асимптотичні формули в околі каустики і квадратичне наближення // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2007. – № 44. – С. 21–29.
12. Александров О., Жданов В. Коефіцієнт підсилення блиску малого гаусівського джерела поблизу каустики гравітаційної лінзи // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2009. – № 45. – С. 4–8.
13. Alexandrov A.N., Zhdanov V.I., Fedorova E.V. Asymptotic formulas for the magnification of a gravitational lens system near a fold caustic // *Astronomy Letters.* – 2010. – Vol. 36, №5. – P. 329–337.
14. Александров О.М., Жданов В.І., Коваль С.М. Асимптотичні формули для подій сильного мікролінзування з урахуванням темної матерії // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2012. – № 49. – С. 16–19.
15. Alexandrov A. N., Koval S.M., Zhdanov V.I. Gravitational lens equation: critical solutions and magnification near folds and cusps // *Advances in Astronomy and Space Physics.* – 2012. –Vol. 2, Is. 2. – P. 184–187.
16. Congdon A.B., Keeton C.R., Nordgren C.E. Analytic relations for magnifications and time delays in gravitational lenses with fold and cusp configurations // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 389. – P. 398–406.

Надійшла до редколегії 15.02.13

О. Александров, канд. физ.-мат. наук, В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф., С. Коваль, студ. КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

**КООРДИНАТЫ И УСИЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗОВЫХ СИСТЕМАХ: ПОПРАВКИ ВТОРОГО ПОРЯДКА В ОКРЕСТНОСТИ СИММЕТРИЧНОГО КАСПА**

*Найденны и проанализированы поправки к аналитическим и асимптотическим формулам, описывающим координаты и усиление критических изображений точечного источника в окрестности каспа каустики. Показано, что в случае, когда Размытие при малой глубине отражения является симметричным относительно оси каспа, поправки первого порядка тождественно равны нулю. Для этого случая найдены выражения поправок второго порядка. В качестве иллюстрации рассмотрена модель линзы Чанг – Рефсдала. Продемонстрировано, что учет поправок второго порядка позволяет значительно расширить окрестность, в котором асимптотические формулы имеют заданную точность.*

**Ключевые слова:** гравитационно-линзовые системы, модель линзы Чанг-Рефсдала.

A. Alexandrov, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, V. Zhdanov, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof., S. Koval, stud.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### COORDINATES AND MAGNIFICATIONS OF THE GRAVITATIONAL LENS CRITICAL IMAGES: SECOND ORDER CORRECTIONS NEAR SYMMETRIC CUSP

We found and analyzed corrections to the asymptotic formulae that describe coordinates and magnifications of the point source critical images near a cusp. We show that in the case when the lens mapping is symmetric with respect to the cusp axis, the first-order corrections equal to zero identically. For this case, expressions of the second order corrections are found. The Chang-Refsdal lens model is used as an illustration. It is shown that the account of the second order corrections can significantly extend the region near the cusp, where the asymptotic formulae have the prescribed accuracy.

*Key words:* gravitational lens systems, Chang-Refsdal lens model.

УДК 524.8

A. Bogdan, postgrad. stud., V. Marchenko, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences,  
B. Hnatyk, Dr. Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### THE X-RAY STRUCTURE OF EXTRAGALACTIC JETS

The X-ray internal structure of extragalactic jets is analyzed. We have elaborated a method for recovering of the multi-component structure of a source on the basis of the observational data. The analysis was applied to the Chandra observations of core-dominated quasar 3C 273.

*Key words:* extragalactic jets, Chandra telescope.

**1. Introduction.** In spite of great progress in exploring active galactic nuclei (AGN) these objects remain one of the most enigmatic in modern astrophysics [1]. One of the manifestations of AGN activity is the existence of extragalactic jets that constitute the longest collimated structures in the Universe [2]. The detailed study of extragalactic jet structures in all wavelengths is important task for modeling the different astrophysical processes that take place in jets, for example the acceleration of cosmic rays up to the ultra high energies due to Fermi acceleration mechanisms [3-5].

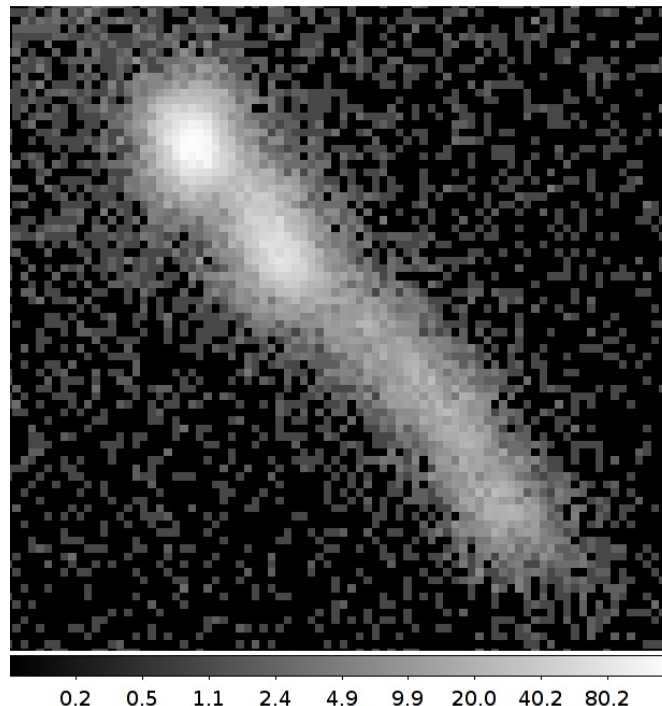


Figure 1. The merged Chandra image (counts) of the 3C 273 jet binned in 0.123'' bins

**2. Observational data.** We have used four Chandra observations of core-dominated quasar 3C 273 and its jet (ObsIDs: 4876, 4877, 4878, 4879) with total exposure time of 160 ks [6]. The X-ray data analysis was processed with CIAO 4.4 – a software package for Chandra interactive analysis of the observations [7]. Before analysis we have reprocessed the data using reprocessing script that makes all recommended data processing steps presented in the CIAO analysis threads.

The pixel randomization was removed during reprocessing. We have not included energy-dependent sub-pixel event repositioning algorithm (EDSER) because the current version of SAOSac ray-trace simulator does not model the dither motion of the telescope, so currently it's not possible to use EDSER in a point spread function (PSF) model.

We have merged four observations for the further analysis (ObsIDs: 4876, 4877, 4878, 4879) and have binned them with the binning factor of 0.25 (it corresponds to the bin size 0.123''). The merged and binned image of the jet is presented on Figure 1.

**3. Data analysis.** Observing a multi-component source with spatial photon distribution  $s_i(x,y)$  and using a telescope with PSF  $P_i(x,y)$ , one obtains a source image  $N_i(x,y)$  that can be written as a convolution of the source  $s_i(x,y)$  with PSF  $P_i(x,y)$

$$N_i(x,y) = \sum \sum s_i(x',y')P_i(x-x',y-y') \quad (1)$$

where index  $i$  corresponds to the bin with coordinates  $(x,y)$ .

As we do not know the exact source photon distribution  $s_i(x,y)$ , we can assume a source model  $S_i$  and build the model of source image that schematically can be written as

$$N_i^* = S_i \circ P_i \quad (2)$$

where the sign  $\circ$  means the convolution.

To find the best-fit parameters of the source model  $S_i$  we have used the forward-fitting algorithm employed by the Sherpa software package. The Nelder-Mead Simplex algorithm was used for optimization using Cash statistics.

In general case the source model  $S_i$  can be written as a sum of  $G_i$  components plus constant background  $C$

$$S_i = \sum G_i + C \quad (3)$$

In order to estimate the number and positions of possible source components that will be used in fitting procedure we adaptively smoothed the jet image (see Figure 1) using CIAO tool *csmooth* with the minimal significance of the signal under the kernel equals to 3. It allowed us to identify statistically significant brightness enhancements over local background and visually estimate the correspondent source components. The smoothed image and preliminary source components are presented in Figure 2

Taking into account the source model (3), we can rewrite the equation of the image model (2) in the following form

$$N_i^* = \sum (G_i \circ P_i) + C \quad (4)$$

where  $P_i$  is the PSF for correspondent source model component  $G_i$ . As the PSF strongly depends on the position and energy one has to model PSF for the each source component separately.

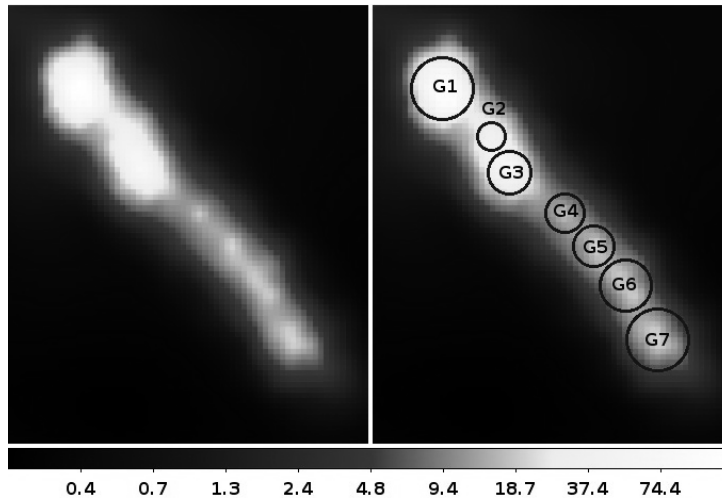


Figure 2. Adaptively smoothed image of jet (left) and source components (right)

**4. Analysis of residuals.** We take into account only statistical noise. We assume that the counts in each bin  $i$  have Poisson distribution with mean value equal to the total number of observed counts  $N_i$  in this bin, so the standard deviation in counts for bin  $i$  can be taken in form  $\sqrt{N_i}$ .

But if the number of the counts in each bin is small ( $<5$ ), then we cannot assume that the Poisson distribution from which the counts are sampled has a nearly Gaussian shape. The standard deviation for this low-count case has been derived by [8]

$$\sigma_i = 1 + \sqrt{N_i + 0.75} \quad (5)$$

Higher-order terms of this equation have been dropped from the expression, so it is accurate to approximately one percent.

After fitting, we explore the residuals between observational data (see Figure 1) and the image model (4). One can analyze residuals between source counts  $N_i$  and modeled source counts  $N_i^*$  in terms of standard deviation of image count distribution given by equation (5). As a result we obtain the  $\sigma$ -map that shows the regions with statistically significant differences between observed data and the proposed model. The  $\sigma$ -map can be calculated by the following equation

$$R_i = \frac{N_i - N_i^*}{\sigma_i} \quad (6)$$

where  $N_i$  is the total counts in the image bin  $i$ ,  $N_i^*$  is the modeled source counts in bin  $i$ ,  $\sigma_i$  is the standard deviation defined by equation (5).

We have analyzed several source models and the results of the fitting for the best model are presented in Table 1 and in Figure 3. Model consists of eight symmetrical Gaussians.

Table 1. Parameters of "8s" model

Name	Type	FWHM (")	Amplitude, counts
G1a	Gaussian	0.29	510
G1b	Gaussian	0.27	1174
G2	Gaussian	0.28	418
G3	Gaussian	0.29	616
G4	Gaussian	0.68	35
G5	Gaussian	0.56	54
G6	Gaussian	0.3	178
G7	Gaussian	0.65	48
C	Constant	-	0.3

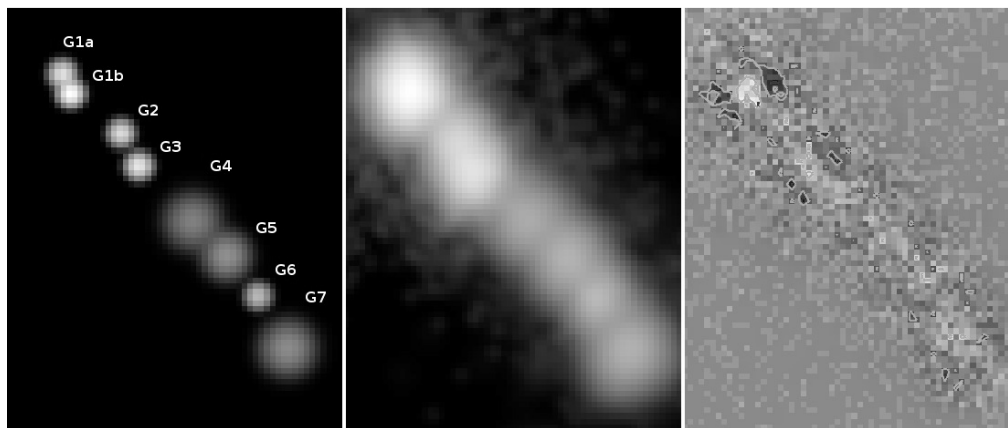


Figure 3. Source model "8s": the unconvolved (left) and convolved (middle) model components. The  $\sigma$ -map contours (right) are correspond to  $1.6\sigma$  (light contours).

**5. Conclusions.** The X-ray jet of core-dominated quasar 3C273 was considered. The internal structure of jet was investigated. The multi-component model of jet was built to fit the observational data. The best-fit parameters of model were estimated. The sizes of model components have been analyzed.

**6. Acknowledgments.** The authors acknowledge to Michal Ostrowski (Astronomical Observatory of Jagiellonian University, Poland), Lukasz Stawarz (Japan Aerospace Exploration Agency, Japan) and Dan Harris (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, USA) for fruitful discussions.

#### Список використаних джерел:

1. Comastri A., Brusa M. Extragalactic X-ray surveys: AGN physics and evolution // *Astronomische Nachrichten*. – 2008. – 329. – P. 122.
2. Harris D. E., Massaro F., Cheung C. C. The Classification of Extragalactic X-ray Jets // *AIP Conference Proceedings*. – 2010. – 1248. – P. 355-358.
3. Ostrowski M. Acceleration of ultra-high energy cosmic ray particles in relativistic jets in extragalactic radio sources // *Astronomy and Astrophysics*. – 1998. – 335. – P. 134-144.
4. Kataoka J., et al. The X-Ray Jet in Centaurus A: Clues to the Jet Structure and Particle Acceleration // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – 641. – P. 158-168.
5. Ostrowski M. Cosmic Ray Acceleration at Relativistic Shocks // *Journal of Physical Studies*. – 2002. – 6. – P. 393-400.
6. Jester S., et al. New Chandra Observations of the Jet in 3C 273. I. Softer X-Ray than Radio Spectra and the X-Ray Emission Mechanism // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – 648. – P. 900-909.
7. Fruscione A., et al. CIAO: Chandra's Data Analysis System, Chandra Newsletter. – 2007. – 14. – P. 36.
8. Gehrels N. Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data // *The Astrophysical Journal*. – 1986. – 303. – P. 336-346.

Надійшла до редколегії 14.08.12

А. Богдан, асп., В. Марченко, канд. фіз.-мат. наук, Б. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

#### РЕНТГЕНІВСЬКІ СТРУКТУРИ ПОЗАГАЛАКТИЧНИХ ДЖЕТІВ

Проведено аналіз внутрішньої рентгеновської структури позагалактичних джетів. Розроблена методика відтворення багатоконпонентної структури джерела на основі спостережуваних даних. Аналіз застосовано до спостережень ядрено-домінантного квазара 3С 273 телескопом Чандра.

Ключові слова: позагалактичні джети, телескоп Чандра.

А. Богдан, асп., В. Марченко, канд. фіз.-мат. наук, Б. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

#### РЕНТГЕНОВСКИЕ СТРУКТУРЫ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ

Проведен анализ внутренней рентгеновской структуры внегалактических джетов. Разработана методика воспроизведения многокомпонентной структуры источника на основе наблюдаемых данных. Анализ применен к наблюдениям ядрено-доминантного квазара 3С 273 телескопом Чандра.

Ключевые слова: внегалактические джеты, телескоп Чандра.

УДК 524.1+524.7

Р. Гнатик, асп.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## ДОСЛІДЖЕННЯ ОБЛАСТІ ПЕРЕХОДУ ВІД ГАЛАКТИЧНИХ ДО ПОЗАГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ НА ОСНОВІ ДАНИХ ЕКСПЕРИМЕНТУ KASCADE-GRANDE

*В роботі досліджується область енергетичного спектру сумарного (галактичного та позагалактичного) потоку космічних променів, яка відповідає переходу від домінування галактичного компонента на низьких енергіях до позагалактичного компонента на високих енергіях. Для цього ми використовуємо найновіші дані експерименту KASCADE-Grande щодо долі легких та важких ядер в загальному потоці космічних променів на різних енергіях. Виявлені в експерименті дані щодо неочікуваної зміни нахилу спектру легкого компонента від  $\gamma=3.2$  до  $\gamma=2.6$  в області енергій  $10^{17}$  еВ ми інтерпретуємо як прояв позагалактичного компонента потоку космічних променів в діапазоні енергій  $\lg E(\text{GeV})=8.1-9.0$ . На підтвердження цієї інтерпретації ми показуємо, що екстраполяція цього потоку на вищі енергії в рамках протонної моделі космічних променів найвищих енергій (КПНВЕ) узгоджується із даними експериментів AUGER та Telescope Array. Показано, що показник спектру  $\gamma=2.6$  для протонної моделі КПНВЕ найкраще описує дані сучасних експериментів.*

**Ключові слова:** космічні промені, KASCADE-Grande.

**1. Вступ.** Проблеми походження та прискорення космічних променів найвищих енергій досі залишаються відкритими. Вважається що космічні промені з енергіями до  $10^{18}$  еВ прискорюються в нашій Галактиці в залишках Наднових на фронтах ударних хвиль, тоді як космічні промені вищих енергій мають позагалактичне походження [6]. Питання про хімічний вміст космічних променів найвищих (КПНВЕ) енергій також залишається дискусійним, незважаючи на велику кількість даних експериментів, таких як AUGER, Telescope Array, HiRes, які досліджують цей діапазон енергій [1,7]. На даний момент обговорюються дві теоретичні моделі КПНВЕ: протонна модель та модель суміші ядер – від протонів до заліза. В протонній моделі вважається що основним компонентом КПНВЕ є протони, особливості спектру: провал в області енергій  $10^{18} - 10^{19}$  еВ (dip) та обрізання спектру на енергіях понад  $5 \cdot 10^{19}$  еВ (ГЗК-обрізання, GZK-cutoff) пояснюються взаємодією космічних променів – протонів – з реліктовим випромінюванням [3,5]. Ця модель добре узгоджується з даними експериментів HiRes, TA по формі спектру і хімічному вмісту, але не узгоджується з даними AUGER щодо хімічного вмісту. Однією з проблем цієї моделі є відсутність характерної особливості у спектрі (зміна показника спектру) в області переходу в діапазоні енергій  $10^{17}-10^{18}$  еВ. Модель суміші ядер передбачає перехід до позагалактичних космічних променів на енергії  $5 \cdot 10^{18}$  еВ, де спостерігається зміна показника спектру  $\gamma=3.2$  до  $\gamma=2.6$  (щиколотка, ankle), і домінування важких ядер на найвищих енергіях [2]. Ця модель узгоджується з даними експерименту AUGER (хоча суперечить даним інших експериментів – TA, HiRes) щодо збільшення долі важких ядер із зростанням енергії КПНВЕ, проте проблемою залишається прискорення галактичних космічних променів до енергій  $10^{19}$  еВ, яка є практично недосяжною для галактичних джерел [6]. Відповіді на питання про природу КПНВЕ може дати дослідження області переходу від галактичних до позагалактичних космічних променів. Зокрема, в нашій роботі ми аналізуємо нові результати експерименту KASCADE-Grande та показуємо, що вони підтверджують протонну модель.

**2. Сучасні дані експерименту KASCADE-Grande.** KASCADE-Grande – це експеримент з реєстрації злив вторинних частинок в атмосфері Землі, призначений для дослідження первинного складу космічних променів та адронних взаємодій в діапазоні енергій  $10^{16}-10^{18}$  еВ [4]. Експеримент розташований на місці колишнього Forschungszentrum Karlsruhe (Дослідницький центр Карлсруе, Німеччина). Детектори одночасно вимірюють електромагнітні, електронні, мюонні та адронні компоненти широких атмосферних злив космічних променів. KASCADE-Grande являє собою розширення експерименту KASCADE і успішно працює з 1996 року. Він був побудований з використанням 37 станцій колишнього експерименту EAS-TOP. Також до його складу входять 252 наземні детектори розташовані на відстані 13 м один від одного які покривають площу 200x200 метрів. У жовтні 2011 року були опубліковані дані експерименту KASCADE-Grande щодо спектру та хімічного вмісту космічних променів в області енергій  $10^{16} - 10^{18}$  еВ [4]. В протонній моделі цей енергетичний діапазон відповідає переходу від галактичних до позагалактичних космічних променів. Дані експерименту приведені на рис. 1 (трикутники – загальний спектр, кружки – важкий компонент, квадрати – легкий компонент).

Проаналізувавши ці дані можна відмітити певні особливості в спектрі: на  $\lg E(\text{eV})=16.92$  спостерігається злам в спектрі (друге коліно), домінування важкого (відповідні зливи бідні на електрони: electron-poor – ядра групи заліза) компонента, виположення спектру легкого компонента (відповідні зливи багаті електронами: electron-rich – протони, He, CNO) на  $\lg E(\text{eV})=17.0$ , потоки важкого та легкого компонента зрівнюються на  $\lg E(\text{eV})=17.7$ . В нашій роботі ми інтерпретуємо ці дані наступним чином: загальний спектр легкого компонента складається з галактичного та позагалактичного компонента. Виположення в спектрі легких ядер (в діапазоні енергій  $\lg E(\text{eV})=17.1-18.0$ ) відповідає низькоенергетичній частині позагалактичного спектру космічних променів ( $J(E) = k \cdot E^{-\gamma}$  з  $\gamma=2.6-2.7$ ), в якому домінують протони (протонна модель). На рис. 1 зображено розбиття потоку легких ядер на дві складові – галактичний потік CNO-ядер та позагалактичний потік протонів.

Галактичну частину спектру легкого компонента ми апроксимували степеневим законом з експоненційним обрізанням, який гарно описує дані в діапазоні енергій  $\lg E(\text{eV})=16.3-17.0$ . Зі збільшенням енергії в загальному спектрі починає домінувати позагалактичний компонент  $\lg E(\text{eV}) > 17.3$ . На цих енергіях присутні великі похибки експериментальних значень тому ми представили позагалактичну частину спектру у вигляді смуги допустимих значень. В подальшому всі розрахунки будуть проводитися для двох випадків: #1 – для верхньої межі смуги допустимих значень, #2 – для нижньої. Таким чином ми зможемо краще порівняти дані експериментів з теоретичними розрахунками, взявши до уваги похибки вимірювання.

**3. Дослідження області переходу від галактичних до позагалактичних космічних променів.** В протонній моделі КПНВЕ [3] енергетичний спектр позагалактичних протонів описується степеневим спектром з показником спектру  $\gamma=2.6-2.7$ , причому взаємодія космічних променів з реліктовим випромінювання враховується введенням

модифікаційного фактора [3]. Також ми взяли до уваги обрізання спектру в області низьких енергій (нижче  $10^{18}$  eV) міжгалактичним магнітним полем, яке описується параметром  $G(E)$  [8]. Початково степеневий енергетичний спектр КПНВЕ, прискорених в однорідно розподілених позагалактичних джерелах, при їх поширенні в міжгалактичному середовищі буде модифікований взаємодією з реліктом та з магнітним полем та матиме вигляд:

$$J(E) = J_0(E) \cdot \eta(E) \cdot G(E)$$

де  $J(E)$  – інтенсивність космічних променів, зареєстрованих детектором,  $J_0(E)$  – інтенсивність космічних променів без врахування взаємодії з реліктом та з магнітним полем,  $\eta(E)$  – модифікаційний фактор, який відображає взаємодію космічних променів з реліктом,  $G(E)$  – магнітний фактор, який відповідає за взаємодію з міжгалактичним магнітним полем.

Вклади важкого (Fe) та легкого (CNO) галактичних компонентів були апроксимовані наступним законом:

$$J_{Fe(CNO)} = k_{Fe(CNO)} \cdot E^{-\gamma} \exp(-E/E_{max,Fe(CNO)})$$

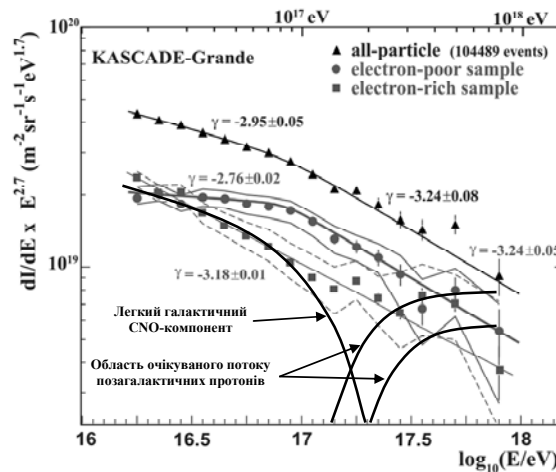


Рис. 1. Дані експерименту KASCADE-Grande [4] та наша інтерпретація спектру легкого компонента як суми галактичних CNO-ядер та позагалактичних протонів

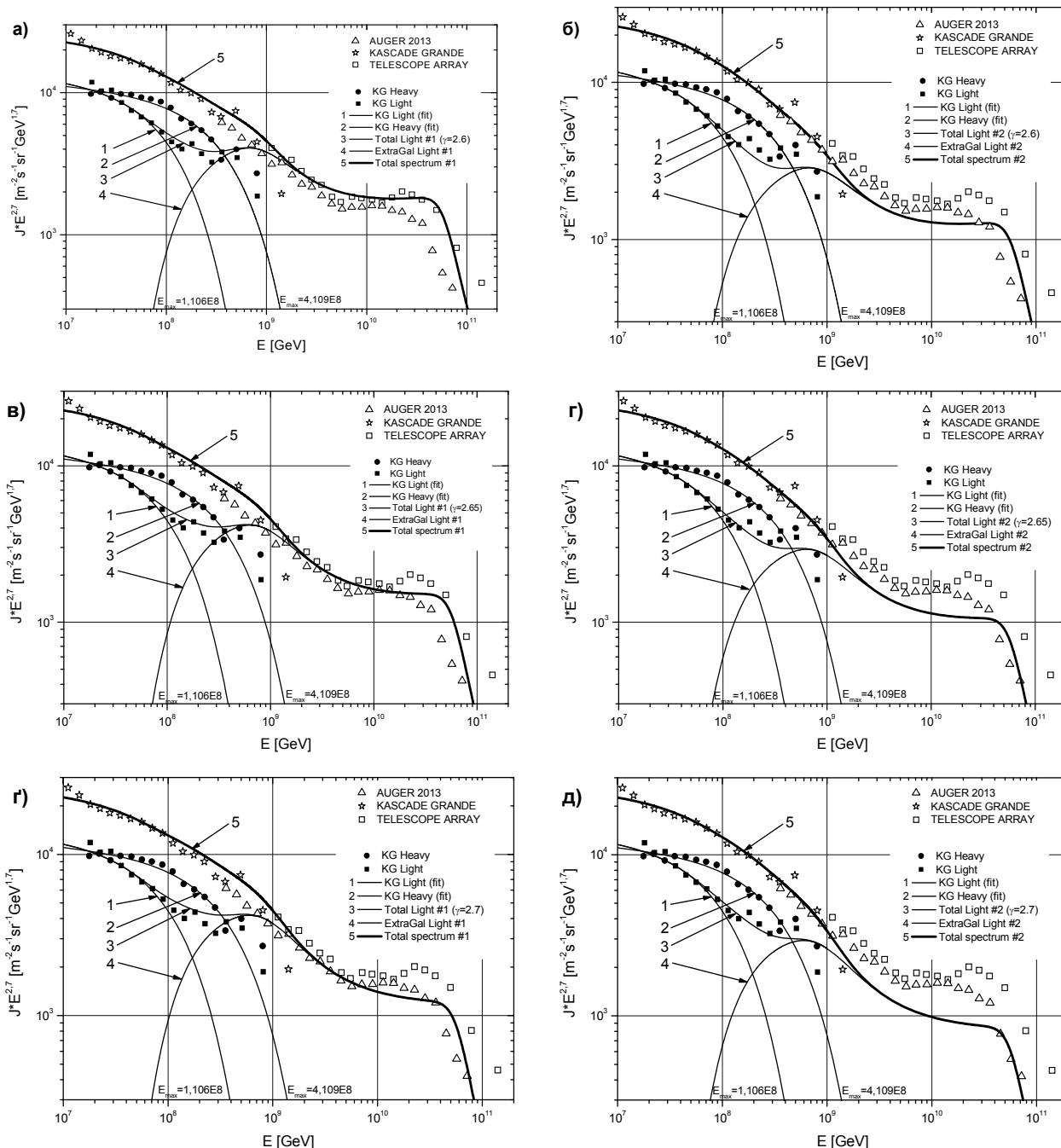
На рис. 2 зображено спектри КПНВЕ отриманих в експериментах AUGER, TA, KASCADE-Grande [7] і результат екстраполяції спектру легкого позагалактичного компонента на найвищі енергії для трьох показників спектру  $\gamma = \{2.60, 2.65, 2.70\}$ . На графіку лінії позначено наступним чином: 1 – апроксимація легкого галактичного компонента; 2 – апроксимація важкого галактичного компонента; 3 – сумарний спектр галактичних та позагалактичних космічних променів без врахування важкого галактичного компонента; 4 – позагалактичні космічні промені; 5 – сумарний спектр космічних променів.

Хороше узгодження теоретичних та експериментальних спектрів підтверджує нашу інтерпретацію спектру легкого компонента в області  $10^{17}$ - $10^{18}$  eV як низько енергетичної частини спектру позагалактичних протонів як основного компонента КПНВЕ. Таким чином, сучасні дані експерименту KASCADE-Grande підтверджують протонну модель КПНВЕ та перехід від галактичного до позагалактичного компонента в загальному спостережуваному потоці космічних променів в області енергій  $5 \cdot 10^{17}$  eV.

Таблиця 1. Значення параметрів апроксимації для легкого та важкого галактичних компонентів

Параметри	Важкий компонент (Fe)	Легкий компонент (CNO)
$\gamma$	2.76	2.76
$k, m^{-2}c^{-1}ster^{-1}GeV^{-1.76}$	$2.98 \cdot 10^4$	$3.33 \cdot 10^4$
$E_{max}, GeV$	$4.11 \cdot 10^8$	$1.11 \cdot 10^8$

**4. Висновки.** На основі аналізу даних щодо спектру та хімічного вмісту космічних променів в області енергій  $10^{17}$  –  $10^{18}$  eV, отриманих в експерименті KASCADE-Grande, показано, що виявлений в експерименті потік легких ядер є сумою потоків галактичних ядер CNO-групи, що домінують на низьких енергіях (до  $2 \cdot 10^{17}$  eV), та позагалактичних протонів, що домінують на енергіях вище  $2 \cdot 10^{17}$  eV. Потік позагалактичних протонів добре узгоджується із очікуваним потоком, передбаченим в протонній моделі КПНВЕ, якщо врахувати модифікацію протонного спектру КПНВЕ внаслідок взаємодії з реліктовим випромінюванням та з міжгалактичним магнітним полем. При цьому, отриманий показник енергетичного спектру протонів КПНВЕ  $\gamma = 2.6$  раніше був обґрунтований в протонній моделі на основі спостережень в області енергій понад  $10^{18}$  eV. Таким чином, сучасні дані експерименту KASCADE-Grande підтверджують протонну модель КПНВЕ та перехід від галактичного до позагалактичного компонента в загальному спостережуваному потоці космічних променів в області енергій  $5 \cdot 10^{17}$  eV.



**Рис. 2. Результати екстраполяції легкого компонента на найвищі енергії для трьох різних показників спектру  $\gamma=2.6$  (а,б), 2.65 (в,г), 2.7(д,е) і порівняння з даними сучасних експериментів. Графіки ліворуч відповідають випадку #1, а праворуч – випадку #2**

**Список використаних джерел:**

1. Abbasi, R. U., Abu-Zayyad, T., Al-Seady, M., et al. Measurement of the flux of ultra high energy cosmic rays by the stereo technique // *Astropart. Phys.* 32 (2009) 53-60.
2. Allard, D., Busca, N. G., Decerprit, G., et al. Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies // *J. of Cosmol. and Astropart. Phys.* 10 (2008) 033.
3. Aloisio, R., Berezhinsky, V., Blasi, P., et al. A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays // *Astropart. Phys.* 27 (2007) 76-91.
4. Apel, W. D., Arteaga-Velazquez, J. C., Bekk, K., et al. A knee-like structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with KASCADE-Grande // *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 171104.
5. Berezhinsky, V. Propagation and origin of ultra high-energy cosmic rays // *Advances in Space Research* 41 (2008) 2071-2078.
6. Drury, L. O'C. Origin of cosmic rays // *Astropart. Phys.* 39 (2012) 52-60.
7. Letessier-Selvon, A. for the Pierre Auger Collaboration Highlights from the Pierre Auger Observatory // arXiv:1310.4620 [astro-ph.HE] 17 Oct 2013.
8. Mollerach, S.; Roulet, E. Magnetic diffusion effects on the Ultra-High Energy Cosmic Ray spectrum and composition // *J. of Cosmol. and Astropart. Phys.* 10 (2013) 013.



Р. Гнатик, асп.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ ГАЛАКТИЧЕСКИХ К ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИМ КОСМИЧЕСКИМ ЛУЧАМ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА KASCADE-GRANDE

*В работе исследуется область энергетического спектра суммарного (галактического и внегалактического) потока космических лучей, которая соответствует переходу от доминирования галактического компонента на низких энергиях в внегалактического компонента на высоких энергиях. Для этого мы используем новейшие данные эксперимента KASCADE-Grande относительно судьбы легких и тяжелых ядер в общем потоке космических лучей на различных энергиях. Обнаруженные в эксперименте данные по неожиданному изменению наклона спектра легкого компонента от  $\gamma = 3.2$  до  $\gamma = 2.6$  в области энергий 1017 эВ мы интерпретируем как проявление внегалактического компонента потока космических лучей в диапазоне энергий  $\lg E$  (GeV)=8.1-9.0. В подтверждение этой интерпретации мы показываем, что экстраполяция этого потока на более высокие энергии в рамках протонной модели космических лучей высоких энергий (КПНБЕ) согласуется с данными экспериментов AUGER и Telescope Array. Показано, что показатель спектра  $\gamma=2.6$  для протонной модели КПНБЕ лучше описывает данные современных экспериментов.*

*Ключевые слова:* космические лучи, KASCADE-Grande.

R. Gnatyk, postgrad. stud.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## INVESTIGATION OF THE TRANSITION REGION FROM GALACTIC TO EXTRAGALACTIC COSMIC RAYS USING THE DATA OF KASCADE-GRANDE EXPERIMENT

*In this paper we explore the region of the total (Galactic and extragalactic) energy spectrum of cosmic rays, where the transition from Galactic (at low energies) to extragalactic (at high energies) cosmic rays is expected. For this purpose, we use the recent data of the KASCADE-Grande experiment concerning the relative abundances of light and heavy nuclei in the total flux of cosmic rays at different energies. These data show an unexpected hardening of light component's spectrum from  $\gamma=3.2$  to  $\gamma=2.6$  in the energy region 1017 eV. We explain this hardening as a signature of extragalactic component of cosmic ray flux in the energy range  $\lg E$ (GeV)=8.1-9.0 and show that an extrapolation of this flux to the higher energies in the frame of the proton model of the ultra high energy cosmic rays (UHECRs) agrees with AUGER and Telescope Array data. We find that the best value of the spectral index  $\gamma$  is equal to  $\gamma = 2.6$  in the frame of proton model of UHECRs for the explanation of modern experimental data.*

*Key words:* cosmic rays, KASCADE-Grande.

УДК 524.7

Ю. Кудря, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## КВАДРАТИЧНІ БАГАТОПАРАМЕТРИЧНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ТАЛЛІ-ФІШЕРА ДЛЯ ГАЛАКТИК КАТАЛОГУ 2MFGC

*Досліджені квадратичні узагальнення залежності Таллі-Фішера (ЗТФ) для вибірки 2724 галактик каталогу 2MFGC. Окрім основних регресорів ЗТФ – логарифма ширини радіолінії 21 см та вільного члена – у залежності використані 2MASS-характеристики – середня поверхнева яскравість, індекс концентрації, показник кольору, а також логарифм відношення оптичних діаметрів. Узагальнення обумовлене формою корекції зоряних величин та ширин, а також залежністю коефіцієнтів звичайної ЗТФ від ряду характеристик галактик. Проведено аналіз значущості регресорів загальної 21-параметричної квадратичної регресії та побудована "оптимальна" 6-параметрична квадратична регресія. Виявилось, що врахування квадратичних регресорів зменшує на 2% розкид залежності у порівнянні з лінійною 6-параметричною регресією, що досягається з використанням меншої кількості характеристик галактик (без індексу концентрації). Зменшення розкиду у порівнянні з традиційним методом корекції зоряних величин та ширин лінії 21 см. Визначення колективної дипольної швидкості з використанням "оптимальної" квадратичної регресії підтвердило наші більш ранні оцінки на основі лінійних багатопараметричних регресій.*

*Ключові слова:* залежності Таллі-Фішера, каталог 2MFGC.

**1. Вступ.** Для дослідження великомасштабних потоків та просторових розподілів галактик Караченцев [15] запропонував використовувати дискові галактики пізніх типів, що спостерігаються з ребра. Для таких галактик виконується залежність Таллі-Фішера (ЗТФ) [37], яка дає можливість незалежним від червоного зміщення способом визначити індивідуальні відстані до галактик та, отже, пекулярні швидкості, додаткові до швидкості однорідного Габблівського розширення Всесвіту. Масиви пекулярних швидкостей визначають поле густини матерії у спостережній області.

З метою проведення таких досліджень був створений каталог FGC (Flat Galaxy Catalog) [18] та його оновлена версія RFGC (Revised FGC) [16]. На основі вибірок галактик з FGC та RFGC з використанням багатопараметричних узагальнень ЗТФ у формі з оптичними діаметрами були обчислені параметри великомасштабних рухів в дипольному [19, 17, 1], а також в квадрупольному та октупольному наближеннях [4, 5, 26]. В роботі [6] здійснена спроба відновити поле густини матерії.

Створення фотометрично однорідного та великого огляду 2MASS (The Two Micron All Sky Survey) [34] в J, H і K<sub>s</sub> смугах та каталогу протяжних джерел 2MASS XSC (Extended Source Catalog) [13] дало можливість використати переваги ЗТФ з інфрачервоними (ІЧ) величинами (див. огляд [36]) та стало новим поштовхом для досліджень на основі вибірок плоских галактик. Використання даних 2MASS-фотометрії в ЗТФ для вибірок галактик з RFGC дало результати, які узгоджуються з попередніми визначеннями колективної швидкості на основі оптичних даних [21]. Тому з метою збільшення об'єму вибірок був створений каталог 2MFGC (2MASS selected Flat Galaxy Catalog) [25] шляхом автоматичного відбору плоских систем з XSC. 2MFGC є ІЧ-аналогом "оптичного" каталогу RFGC, але він містить в чотири рази більше об'єктів, має значно більшу глибину та краще заповнення в області Молочного шляху. Обчислення параметрів великомасштабних потоків на основі вибірок 2MFGC-галактик показало [3, 2, 22] їх близькість визначенням на основі каталогу RFGC.

В роботах [19, 17, 1, 4, 21, 3, 2, 22] були використані різні варіанти багатопараметричних узагальнень ЗТФ. Узагальнені залежності використовують для того, щоби шляхом введення додаткових регресорів врахувати можливі причини

розкиду звичайних двопараметричних ЗТФ. Такими причинами можуть бути неадекватні корекції спостережних даних та залежність коефіцієнтів ЗТФ від характеристик галактик. Зокрема, в роботах [2, 22] використовувалася лінійна 6-параметрична регресія, в якій за додаткові регресори приймалися 2MASS-характеристики: поверхнева яскравість, показник кольору, індекс концентрації, а також логарифм відношення оптичних діаметрів галактики. Вибір лінійних регресорів бул прийнятий лише з міркувань простоти узагальнення. Однак, як буде показано, з необхідності врахування причин розкиду залежності впливає принаймні квадратичність регресорів за вибраними параметрами. В даній роботі для вибірки спіральних галактик з каталогу 2MFGC вивчаються можливості зменшення розсіяння ЗТФ шляхом введення додаткових квадратичних регресорів с теми саме параметрами, які були використані в роботах [2, 22]. Метою даної роботи є: 1) обґрунтування нелінійних багатопараметричних узагальнень ЗТФ; 2) визначення, наскільки покращуються апроксимації ЗТФ квадратичними багатопараметричними регресіями у порівнянні з лінійними та як змінюються оцінки дипольної колективної швидкості галактик при переході до квадратичних регресій.

**2. Обґрунтування нелінійних узагальнень ЗТФ.** Емпіричну ЗТФ звичайно подають лінійним зв'язком між абсолютною зоряною величиною  $M$  та логарифмом ширини  $W$  радіолінії 21 см:

$$M = c_1 + c_2 \log W . \tag{1}$$

Якщо відомі коефіцієнти  $c_1, c_2$ , тобто залежність попередньо відкалібрована на деякій "еталонній" вибірці, то за спостережною шириною  $W$  оцінюють абсолютну величину  $M$  галактики. Тоді, знаючи її видиму величину  $m$ , з формули

$$M = m - 25 - 5 \log d \tag{2}$$

визначають фотометричну відстань  $d$  (в Мпк). Пекулярну швидкість у найпростішому випадку близьких галактик визначають за відстанню та червоному зміщенню  $z$  у певній системі відліку:

$$V_{pec} = cz - H_0 d \tag{3}$$

де  $H_0$  – стала Габбла,  $c$  – швидкість світла. Якщо ЗТФ попередньо не відкалібрована, то коефіцієнти  $c_1, c_2$  можна визначити на вибірці тих саме галактик, для яких визначаються відстані та пекулярні швидкості. В цьому випадку, приймаючи гіпотезу про розподіл нев'язок

$$c_1 + c_2 \log W - m + 25 + 5 \log \left\{ (cz - V_{pec}) / H_0 \right\} = \Delta \tag{4}$$

між (1) та (2), можна (наприклад, методом найменших квадратів) відкалібрувати ЗТФ. При цьому, пекулярна швидкість, що входить в (4), має апіорний смисл: її задають на основі наявної інформації (падіння на скупчення в Діві, на Великий атрактор тощо), або (у найпростішому випадку) вважають нулевою. Після калібрування ЗТФ за формулами (1) – (3) визначають відстані та уточнені пекулярні швидкості.

Ця проста схема знаходження відстаней та пекулярних швидкостей спіральних галактик на практиці ускладнюється необхідністю введення корекцій спостережних даних та залежністю параметрів (1) від характеристик галактик. Корекції за невеликим виключенням є емпіричними; вони визначаються на спостережному матеріалі для вибірок галактик з певними властивостями (морфологічний склад, частина карликових систем, галактики поля чи скупчень тощо). Використання таких корекцій для інших вибірок може привести до систематичних похибок у відстанях. Але неадекватні для певної вибірки адитивні корекції величини та мультиплікативні корекції ширини, як видно з (4), можна розглядати як додаткові регресори в (1) з параметрами, які належить визначити для даної вибірки разом з  $c_1, c_2$ . Розглянемо найпоширеніші корекції.

Видимі зоряні величини галактик звичайно коригують так:

$$m^c = m - A^G - A^{in} - K - E , \tag{5}$$

де  $A^G$  – поглинання в Галактиці,  $A^{in}$  – внутрішнє поглинання,  $K, E$  –  $K$ - та еволюційна поправки, що залежать від морфологічного типу та червоного зміщення.

Для обчислення  $A^G$  використовують карти розподілу пилу у Молочному шляху [32]. Ця поправка не залежить від властивостей вибірки, її точність визначається методами розрахунку поглинання в положенні галактики на небі. Вона не дає вказівок щодо введення додаткових регресорів.

Найбільш явно необхідність нелінійних багатопараметричних ЗТФ впливає з наявності різних варіантів поправки за внутрішнє поглинання в галактиках. Ця поправка приводить зоряну величину до її значення в положенні "пласом" (face-on); її традиційно приймають у вигляді:

$$A^{in} = \gamma \cdot \log(a / b) , \tag{6}$$

де  $a$  та  $b$  – великий та малий кутові діаметри. Коефіцієнт  $\gamma$  залежить від кольорової смуги та від властивостей галактик, зокрема від числового коду  $T$  морфологічного типу [41, 14, 7]. Оскільки тип корелює зі світністю, то можна розглядати залежність  $\gamma$  від абсолютної величини,  $\gamma = \gamma(M)$  [11, 35]. Абсолютна величина в свою чергу добре корелює з шириною лінії 21 см (ЗТФ), тому в [39] було запропоновано замінити  $\gamma = \gamma(M)$  лінійними функціями логарифма ширини,  $\gamma = \gamma(\log W)$ . Для 14032 пізніх спіралей з SDSS (Слоунівського цифрового огляду неба) знайдена квадратична залежність коефіцієнту  $\gamma$  не тільки від  $K$ -світностей для  $u$ - і  $g$ -смуг SDSS, але й від індексу концентрації [8]. В роботі [23] показана необхідність розгляду нелінійної за  $\log(a / b)$  поправки за внутрішнє поглинання у трьох смугах огляду 2MASS. До аналогічних висновків прийшли автори [40], аналізуючи вибірку 78230 галактик з SDSS, для яких можна прийняти експоненціальний профіль поверхневої яскравості.

Перелічені результати підказують, що в регресію (1) доцільно додати регресори, що є добутком  $\log(a / b)$  з лінійними та квадратичними комбінаціями морфологічного типу  $T$ , основного регресора  $\log W$ , індексу концентрації, а також ввести регресор з  $[\log(a / b)]^2$ . Замість типу може бути використана будь-яка скорельована з ним характеристика галактик (наприклад, поверхнева яскравість).

K- та еволюційна поправки є достатньо невизначеними. Складність їх обчислення полягає у виборі адекватної моделі випромінювання галактик в залежності від морфологічного типу та червоного зміщення. За приклад неузгодженості результатів обчислень різних авторів укажемо, що суми K- і E-поправок у B- та V- фільтрах відрізняються для Sc-галактик за версіями [27] та [28] на величину порядку  $z$  при значеннях суми  $(2 \div 3)z$ . Це дає підставу мати сумнів щодо адекватності поправок, що приймаються згідно певного джерела. Перевагою використання ІЧ J, H, K<sub>s</sub>-величин є малі значення поправок та слабка їх залежність від типу. Можливо, що в багатопараметричних регресіях регресори з типом або зі скорельованими з ним характеристиками галактик можуть, принаймні частково, замінити K- та E-корекції видимих величин.

Ширини лінії 21 см після врахування нахилу галактики до променя зору звичайно коригують за космологічне розширення та турбулентні (хаотичні) рухи. Перша корекція однозначна, ширина приводиться до моменту випромінювання:  $W \rightarrow W / (1+z)$ . Поправка за турбулентність, що вперше запропонована у [38], є нелінійною та має два або три параметри, які можуть варіювати від вибірки до вибірки. Така корекція підказує доцільність введення в ЗТФ регресорів, нелінійних за логарифмом ширини.

Другий аргумент (крім вказаних вище корекцій величин та ширин) за введення в ЗТФ додаткових нелінійних регресорів випливає з властивостей її коефіцієнтів. Відомий ряд характеристик галактик (морфологічний тип, поверхнева яскравість, клас світності, колір тощо), від яких залежать коефіцієнти  $c_1, c_2$ . Про це звичайно кажуть як про причини розсіяння на ЗТФ. Починаючи з піонерських робіт [29, 30] цьому присвячено багато робіт. Звичайний шлях врахування цих ефектів полягає у введенні додаткових корекцій зоряної величини за тип, за клас світності тощо (див., наприклад, [10, 31]). Але з іншого боку, подаючи залежність нахилу  $c_2$  розкладом у ряди за цими величинами, ми приходимо до багатопараметричних ЗТФ з нелінійними регресорами  $T \cdot \log W$ ,  $(\log W)^2$  тощо.

Багатьма авторами відзначалося, що ЗТФ має злам або плавну зміну нахилу в тому місці, де відбувається перехід до карликових систем (див., наприклад, [24]). Причину зламу вбачають в тому, що карлики містять велику порцію газу. Якщо врахувати масу газу, то ЗТФ переформулюється як залежність повної баріонної маси (зір плюс газу) від швидкості обертання. Однак, можна сподіватися, що нелінійна залежність від логарифма ширини також буде відслідковувати перехід до карликових систем.

Зі сказаного вище випливає, що багатопараметричні ЗТФ з регресорами, нелінійними за спостережними характеристиками, можуть мати менший розкид у порівнянні зі ЗТФ з лінійними регресорами, і тим більше зі звичайними ЗТФ вигляду (1).

**3. Вибірка галактик з 2MFGC та спостережні дані.** Ми використовуємо вибірку 3074 галактик з каталогу 2MFGC, для яких відомі ширини лінії 21 см та променеві швидкості, а також 2MASS-величини та додаткові характеристики (див. далі). У роботі [2] шляхом перебору ряду варіантів було прийняте таке лінійне узагальнення ЗТФ:

$$M_J = c_1 + c_2 \cdot \log W_{50}^C + c_3 \cdot jhl + c_4 \cdot Jcdex + c_5 \cdot col + c_6 \cdot \log(a/b) . \quad (7)$$

Ширина лінії  $W_{50}$  (на рівні 50% від пікового значення) коригувалася лише за космологічне розширення,  $W_{50}^C = W_{50} / (1+z)$ . За додаткові регресори приймалися 2MASS-характеристики з [13]:  $jhl$  – ефективна поверхнева яскравість у J-смузі;  $Jcdex$  – індекс концентрації – відношення радіусів, в межах яких зосереджено 3/4 та 1/4 світла галактики у J-смузі;  $col \equiv J_{fe}^C - K_{fe}^C$  – показник кольору,  $J_{fe}^C, K_{fe}^C$  – видимі Кронівські "довірчі" (fiducial) еліптичні величини, скориговані лише за поглинання у Галактиці згідно [32];  $a, b$  – видимі оптичні (у смузі B) великий та малий діаметри галактик. Абсолютна величина  $M_J$  оцінювалася у відповідності до (2) за видимою величиною  $J_{fe}^C$  та відстанню за законом Габбла в системі мікрохвильового випромінювання з  $H_0 = 75$  км/с/Мпк (таке значення  $H_0$  приймалося в наших більш ранніх роботах [2, 22]).

За формальним критерієм перевищення відхилення більш ніж на  $3\sigma_{TF}$  від залежності (7) та/або перевищення значення 3000 км/с модулем пекулярної швидкості були відкинуті 350 об'єктів. Для галактик отриманої таким чином вибірки  $N=2724$  були обчислені відстані та пекулярні швидкості [2]. Саме цю вибірку ми використовуємо в даній роботі. В Табл. 1 наведені середні значення і стандартні відхилення від середніх значень для регресорів в (7) та числового коду  $T$  морфологічного типу для вибірки  $N=2724$ .

Середнє значення типу  $\sim 4.5$  знаходиться між Sbc та Sc галактиками. З морфологічним типом найбільш скорельована ефективна поверхнева яскравість ( $\rho = 0.51$ ), найменш – колір ( $\rho = -0.03$ ). Коефіцієнти кореляції між типом з одного боку та основним регресором  $\log W_{50}^C$ , індексом концентрації, логарифмом відношення осей з іншого боку незначні, вони знаходяться в межах 0.2 – 0.4. Основний регресор  $\log W_{50}^C$  найбільш скорельований з поверхневою яскравістю ( $\rho = -0.60$ ) та кольором ( $\rho = 0.49$ ).

**Таблиця 1. Середні значення ( $m$ ) та стандартні відхилення від середніх ( $\sigma$ ) для регресорів в (7) та коду морфологічного типу**

$m/\sigma$	$\log W_{50}^C$	$jhl$	$Jcdex$	$col$	$\log(a/b)$	$T$
$m$	2.501	18.71	3.885	1.032	0.699	4.48
$\sigma$	0.155	0.76	1.114	0.155	0.182	1.59

Як йшлося вище, лінійне узагальнення (7) ЗТФ не впливає з форми корекцій спостережних величин, воно прийняте лише з міркувань простоти лінійної залежності від додаткових параметрів. Далі ми розглянемо нелінійні узагальнення ЗТФ.

**4. Квадратичні регресії.** В даній роботі ми обмежуємося лінійними та квадратичними комбінаціями за характеристиками галактик, що входять в (7). За лінійні регресори приймаємо центровані величини (крім  $x_1$ ):

$$x_1 = 1, x_2 = \lg W_{50}^c - \langle \lg W_{50}^c \rangle, x_3 = jhl - \langle jhl \rangle, x_4 = Jcdex - \langle Jcdex \rangle, x_5 = col - \langle col \rangle, x_6 = \log(a/b) - \langle \log(a/b) \rangle. \quad (8)$$

Тут кутові дужки означають середні значення, які наведені в Табл.1. Зоряні величини та ширини коригувалися, як показано в попередньому розділі: величини – за поглинання в Галактиці, ширини – за космологічне розширення.

На першому етапі дослідження ми додавали у ЗТФ до регресорів (8) всі можливі їх квадратичні комбінації, нумеруючи їх таким чином:

$$x_7 = (x_2)^2, x_8 = x_2 \cdot x_3, \dots, x_{12} = (x_3)^2, x_{13} = x_3 \cdot x_4, \dots, x_{21} = (x_6)^2. \quad (9)$$

Усього, разом з лінійними, ми маємо 21 регресор; загальна регресія має вигляд:  $M = \sum_{i=1}^{21} c_i x_i$ . Розрахунки показали, що більшість регресорів можна відкинути за критерієм значущості Фішера без суттєвого погіршення якості апроксимації. Перебиранням різних варіантів ми прийняли чотириступеневу процедуру послідовного відкидання регресорів зі значущістю за Фішером, меншою за 3, 10, 30 та 50. Така процедура привела до кінцевої ("оптимальної") регресії з 6-а регресорами:

$$M_J = c_1 + c_2 x_2 + c_3 x_3 + c_6 x_6 + c_{11} x_2 x_6 + c_{19} (x_5)^2, \quad (10)$$

де  $c_1 = -21.865 \pm 0.010 (4.35 \cdot 10^6)$ ,  $c_2 = -6.883 \pm 0.077 (8050)$ ,  $c_3 = 0.218 \pm 0.015 (206)$ ,  $c_6 = 0.915 \pm 0.052 (311)$ ,  $c_{11} = -2.55 \pm 0.25 (103)$ ,  $c_{19} = 2.26 \pm 0.24 (92)$ . (У дужках вказана значущість регресора за критерієм Фішера).

В Табл.2 наведені результати обчислень основних характеристик регресій та параметри дипольної колективної швидкості для вихідної (рядок 1), трьох проміжних (рядки 2-4) та кінцевої (рядок 5) квадратичних регресій. Тут  $n_{reg}$  – кількість регресорів,  $\sigma_{TF}$  – стандартне відхилення від багатопараметричної ЗТФ,  $\sigma_V$  – середньоквадратична покулярна швидкість (після віднімання дипольної складової),  $V_B$  – модуль та  $l_B, b_B$  – галактичні координати апекса колективної (bulk) дипольної швидкості відносно мікрохвильового космічного фону (про спосіб обчислення похибок  $V_B, l_B, b_B$  див. в [2]),  $F_V$  – значущість за Фішером вектора дипольної швидкості ( $F_V$  порівнювати з  $F_{\infty,3} = 2.6$  для 95%-го рівня значущості). У останньому стовпчику наводиться кількість та перелік (у дужках) регресорів, які виявилися малозначущими за прийнятим критерієм.

**Таблиця 2. Результати обчислення дипольної складової колективної швидкості 2MFGC-галактик**

$n$	$n_{reg}$	$\sigma_{TF}$	$\sigma_V$ , км/с	$V_B$	$l_B$	$b_B$	$F_V$	Малозначущі регресори
1	21	0.451	980	236±36	303±9	-10±7	14.8	7 (13,14,16,17,18,20,21,27), F<3
2	14	0.451	984	238±36	303±9	-10±7	14.9	5 (5, 9, 10, 12, 15), F<10
3	9	0.454	999	233±37	300±9	-12±7	13.7	1(4), F<30
4	8	0.455	1000	215±37	301±10	-12±8	11.7	2(7,8), F<50
5	6	0.462	1008	178±37	306±12	-6±9	8.1	-
6	6 (п)	0.471	1018	199±37	304±11	-8±8	9.8	
7	2	0.545	1163	358±43	307±7	-26±5	23.1	
8	2(с)	0.525	1101	341±41	304±7	-24±5	23.3	

Для порівняння у рядку 6 Табл. 2 наводяться результати для 6-параметричної лінійної регресії вигляду  $M = \sum_{i=1}^6 c_i x_i$ , яка еквівалентна регресії (7). Також для порівняння у двох останніх рядках наводяться результати для двох варіантів двопараметричних регресій вигляду (1). Перший з них (рядок 7), отриманий з врахуванням "твердих" корекцій, які використовувалися і при розгляді лінійної регресії (7) у роботах [2, 22]: видимої величини – за поглинання в Галактиці, ширини – за космологічну корекцію. У другому варіанті (рядок 8), додатково прийняті корекції величини: 1) за внутрішнє поглинання вигляду (6) с коефіцієнтом  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 \log W$  для В-смуги згідно [41], факторизованим значенням 0.207 для приведення до J-смуги згідно [32]; 2) K- та E-поправки,  $K + E = -(0.7z + 1.2z) = -1.9z$ , прийняті згідно [28] як для Sc-галактик. Для ширини проведена корекція за турбулентність згідно [38] (без розгляду особливого випадку карликів). З поправок величини домінує поправка за самопоглинання (в середньому ~0.2 J-mag); K+E-поправка складає декілька сотих зоряної величини. Таким чином, відмінність величин в 2-параметричних регресіях двох варіантів визначається головним чином внутрішнім поглинанням. Поправка за турбулентність зменшує  $\log W$  в середньому на декілька сотих.

Відзначимо, що в оціночних обчисленнях ми використовували нецентровані лінійні регресори та дещо інші способи відкидання малозначущих регресорів. Однак при цьому часто виявлялося, що основні регресори  $\{1, \log W_{50}^c\}$  ставали малозначущими; значущість перебирали на себе квадрат  $\log W_{50}^c$  та добутки  $\log W_{50}^c$  з іншими характеристиками. Відкидання лінійного за  $\log W_{50}^c$  регресора приводить до квадратичних регресій, які не можна вважати узагальненнями звичайної 2-параметричної ЗТФ вигляду (1), обумовленими малими корекціями даних та малим розкидом від залежності. В цьому ми бачимо певний недолік регресій. Вибраний нами шлях "оптимізації" регресій та використання центрованих лінійних регресорів (8) цього недоліку не має.

**5. Властивості квадратичних регресій.** З поданих у Табл.2 та формулі (10) результатів обчислень видно такі властивості квадратичних регресій.

- Найбільш загальна квадратична регресія  $M = \sum_{i=1}^{21} c_i x_i$  дає зменшення  $\sigma_{TF}$  приблизно на 4% у порівнянні з лінійною регресією (7). Приблизно на тому ж рівні лишається покращення  $\sigma_{TF}$  для регресій, отриманих виключен-

ням регресорів на рівні значущості  $F < 3$  та  $F < 10$ . "Оптимальна" регресія, для коефіцієнтів якої  $F > 50$ , дає покращення приблизно на 2%.

- Значущість основних регресорів  $\{1, x_2\}$  є суттєво вищою, ніж додаткових (статистика  $F \approx 8000$  для  $x_2$  проти  $F \approx 300$  для максимально значущого додаткового регресора  $x_6$ ).

- В результаті "оптимальну" регресію логарифм відношення діаметрів  $\log(a/b)$  входить як у лінійний член  $c_6 x_6$ , так і в квадратичний  $c_{11} x_2 x_6$ , у відповідності з формою (6) корекції за внутрішнє поглинання, запропонованої у [39].

- Лінійний регресор з показником кольору та його добутки з іншими характеристиками виявилися малозначущими ( $F < 10$ ), але суттєво значущим ( $F > 50$ ) виявився квадрат показника кольору.

- Всі регресори з індексом концентрації виявилися малозначущими на рівні  $F < 30$ , причому всі квадратичні – на рівні  $F < 10$ . "Оптимальна" регресія (10) має менший розкид, ніж лінійна регресія (7), причому при однаковій кількості регресорів це досягається з використанням меншої кількості характеристик – без індексу концентрації.

- Лінійний регресор з поверхневою яскравістю виявився значущим ( $F > 50$ ) в кінцевій "оптимальній" регресії. Це підтверджує концепцію "фундаментальної площини" для спіралей, де поверхнева яскравість є третім параметром (див., наприклад, [33]). При послабленні вимог значущості до  $F > 30$  отримуємо 8-параметричну регресію (рядок 4 Табл.2), у якій додатково є квадрат основного регресора та добуток основного регресора на поверхневу яскравість – "викривлену фундаментальну площину".

- Додаткові корекції величин (за самопоглинання, K- та E-поправки) та ширин (за турбулентність) (рядок 8 в Табл.2) зменшує  $\sigma_{TF}$  на 4%. Однак вже застосування лінійної багатопараметричної регресії (рядок 6) замість цих додаткових корекцій дає суттєво кращий результат – зменшення  $\sigma_{TF}$  на 14%. Застосування квадратичної "оптимальної" регресії (10) (рядок 5) додатково зменшує розкид на 2%, що дає 15% у порівнянні з двопараметричною регресією (рядок 7). Таким чином, на даному прикладі ми показали більшу ефективність використання багатопараметричних регресій у порівнянні з методикою корекцій величин та ширин.

Аналогічні дослідження значущості регресорів ми провели, додаючи до 21-параметричної регресії додатково лінійний та квадратичні регресори з центрованим морфологічним типом; максимальна регресія мала 28 регресорів. При цьому виявилось, що всі регресори з типом виявилися малозначущими,  $F < 10$ . Відзначимо, що аналогічна ситуація має місце і для лінійної регресії: доданий до регресії (7) сьомий регресор з морфологічним типом виявився малозначущим.

Ми також розглянули множину регресій вигляду  $M = Q^{(1)} + Q^{(2)} x_6$ , де  $Q^{(1)}, Q^{(2)}$  - квадратичні комбінації регресорів  $x_1, x_2, \dots, x_5$ . Така форма узагальнює різні пропозиції щодо поправок за внутрішнє поглинання і є частинним випадком кубічних регресій. Виявилось, що квадратичні доданки у  $Q^{(2)}$  є малозначущими у нашій процедурі приведення регресії до "оптимальної" форми, тобто малозначущими виявилися всі кубічні доданки. Зокрема, це не підтверджує на нашому матеріалі квадратичну залежність  $Q^{(2)}$  від індексу концентрації, що отримано в [8].

**6. Варіації дипольної колективної швидкості.** Послідовне відкидання малозначущих регресорів в квадратичних регресіях приводить до зменшення модуля дипольної швидкості  $V_B$ . "Оптимальна регресія" (рядок 5 Табл. 2) дає найменше значення  $V_B = 178 \pm 37$  км/с, на  $(1 \div 1.5) \Delta V_B$  менше, ніж при застосуванні повної квадратичної регресії (рядок 1 Табл. 2).

Наше основне визначення параметрів дипольної колективної швидкості, що отримане в [2] на основі лінійної багатопараметричної регресії (7) та підтверджує більш ранні визначення [21, 3], приведені в рядку 6 Табл. 2. Видно, що перехід від загальної квадратичної регресії до "оптимальної" практично не змінює координати апекса та приблизно на  $0.5 \Delta V_B$  зменшує модуль колективної швидкості.

Визначення модуля колективної швидкості на основі багатопараметричних регресій (рядки 1-6 Табл.2) знаходяться в діапазоні 180 – 240 км/с та узгоджуються з передбаченням космологічної  $\Lambda$ CDM - моделі при глибині вибірки  $\sim 6000$  км/с [42]. Двовимірні регресії дають більші в  $1.5 \div 2$  рази значення, ніж багатопараметричні, які важче узгодити з передбаченнями  $\Lambda$ CDM - моделі. Двовимірні регресії приводять також до значного зміщення у південну Галактичну півкулю апекса колективної швидкості, що не узгоджується з визначеннями інших авторів. При цьому довготні коливання апекса при варіюванні формою регресії знаходяться в межах похибок.

Для "оптимальної" квадратичної регресії точність обчислення модуля і координат апекса дипольної колективної швидкості приблизно така сама, як для лінійної регресії (7), але з використанням меншої кількості характеристик галактик – без даних про індекс концентрації.

**7. Висновки.** В даній роботі досліджені узагальнення лінійної багатопараметричної ЗТФ вигляду (7), використаної в роботах [2, 22] для обчислення пекулярних швидкостей 2724 галактик каталогу 2MFGC. В лінійній залежності, крім основних регресорів – логарифма ширини лінії 21 см та вільного члена – були використані 2MASS-характеристики – середня поверхнева яскравість, індекс концентрації, показник кольору, а також логарифм відношення оптичних діаметрів. Узагальнення такої регресії полягало у додаванні всіх можливих квадратичних комбінацій лінійних регресорів, що дало 21-параметричну регресію. Квадратична форма регресії диктується загально прийнятими корекціями видимих величин та ширин лінії 21 см, а також залежністю коефіцієнтів ЗТФ від певних характеристик галактик. Відкидання малозначущих регресорів привело до "оптимальної" нелінійної регресії (10), регресори якої мають високу значущість за критерієм Фішера ( $F > 50$ ). Кількість регресорів в "оптимальній" регресії дорівнює шести, як і для лінійної регресії (7). Зменшення розкиду ЗТФ складає 2% у порівнянні з лінійною регресією (7), середньоквадратична пекулярна швидкість зменшується на 4%, і досягається це з використанням меншої кількості характеристик галактик (без індекса концентрації). Зменшення розкиду від "оптимальної" регресії у порівнянні з двопараметричною складає 15%.

Застосування багатопараметричних регресій виявилось на нашому статистичному матеріалі більш ефективним методом врахування причин розкиду ЗТФ у порівнянні з традиційним методом корекцій зоряних величин та шириною лінії 21 см. При цьому за додаткові регресори ми використали ті характеристики галактик, які входять у вирази для корекцій та визначають розкид ЗТФ.

Визначення колективної дипольної швидкості зі застосуванням "оптимальної" квадратичної регресії підтвердило наші більш ранні оцінки на основі лінійних багатопараметричних регресій [21, 3, 2, 22]. При використанні багатопараметричних ЗТФ модуль колективної швидкості краще узгоджується з передбаченнями космологічної  $\Lambda$ CDM - моделі (~200 км/с для ефективної глибини вибірки ~6000 км/с), ніж при використанні звичайних двовимірних ЗТФ.

Автор вдячний В.Ю.Караченцевій за цінні поради щодо структури роботи.

#### Список використаних джерел:

1. Караченцев И.Д., Караченцева В.Е., Кудря Ю.Н., Парновский С.Л. Коллективные движения галактик из каталога FGC на масштабах 100 Мпк // *Астрон. журн.* – 2000. – Т.77, №3. – С.175-187.
2. Караченцев И.Д., Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Митронова С.Н. Пекулярные скорости 3000 спиральных галактик из каталога 2MFGC // *Астрофизика.* – 2006. – Т. 49, №4. – С. 527-540.
3. Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д. и др. Коллективные движения спиральных галактик в объеме  $z=0.03$  // *Письма в Астрон. журн.* – 2006. – Т.32, №2. – С.83-94.
4. Парновский С.Л., Кудря Ю.Н., Караченцев И.Д., Караченцева В.Е. Коллективные движения плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадрупольном и оккупольном приближениях // *Письма в Астрон. журн.* – 2001. – Т.27, №12. – С.890-900.
5. Парновский С.Л., Тугай А.В. Коллективные движения плоских галактик на масштабе 100 Мпк с использованием новых данных // *Письма в Астрон. журн.* – 2004. – Т. 30, №5. – С.1-11.
6. Шаров П.Ю., Парновский С.Л. Распределение плотности материи на масштабах 75 Мпк, полученное методом POTENT по коллективным движениям RFGC галактик // *Письма в Астрон. журн.* – 2006. – Т.32, №5. – С.323-332.
7. Boselli A., Gavazzi G. Multifrequency windows on spiral galaxies. III. Internal extinction at optical and near infrared wavelength // *Astron. Astroph.* – 1994. – V. 283. –P. 12-20.
8. Cho J., Park C. Internal extension in the SDSS late-type galaxies // *Astroph. J.* – 2009. – V.693. – P.1045-1055.
9. Cutri R.M., Skrutski M.F. Two Micron All Sky Survey Status Report // *BAAS.* – 1998. – Vol. 30. – P.1374-1392.
10. Giovanelli R., Haynes M.P., Herter T. et al. The I-band Tully-Fisher relation for cluster galaxies: A template relations, its scatter and bias corrections // *Astron. J.* – 1997. – V.113. – P.53-79.
11. Giovanelli R., Haynes M.P., Salzer J. et al. Extinction in Sc galaxies // *Astron. J.* – 1994. – V.107. – P.2036 – 2054.
12. Giovanelli R., Haynes M.P., Salzer J.J. et al. Dependence on luminosity of photometric properties of disk galaxies: surface brightness, size, and internal extinction // *Astron. J.* – 1995. – V. 110. – P. 1059-1070.
13. Jarrett T.H., Chester T., Cutri R et al. 2MASS Extended Source Catalog: Overview and Algorithms // *Astron. J.* – 2000. – Vol. 119. – P. 2408-2531.
14. Han M. The internal extinction in spiral galaxies // *Astroph. J.* – 1992. – V. 391. P. 617-622.
15. Karachentsev I.D. Thin edge-on galaxies as a tool for the investigation of large-scale streaming motions in the Universe // *Astron. J.* – 1989. – V. 97. – P. 1566-1575.
16. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. The Revised Flat Galaxy Catalogue // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 1999. – V.47. – P.5-185.
17. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. A list of peculiar velocities of galaxies from RFGC catalogue // *Bull. Spec. Astroph. Obs.* – 2000. – V.50. – P.5-38.
18. Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Parnovskij S. L. Flat Galaxy Catalog // *Astron. Nachrichten* – 1993. – V. 314, N. 3. – P. 97-222.
19. Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Parnovskij S. L. Kudrya Yu.N. Large-scale streaming of flat galaxies // *Astron. Nachrichten.* – 1995. –V.316, N6. – P.369-380.
20. Karachentsev I.D., Mitronova S.N., Karachentseva V.E. et al. The 2MASS Tully-Fisher relation for flat edge-on galaxies // *Astron. Astroph.* – 2002. – Vol. 396. – P. 431-438.
21. Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Karachentsev I. D. et al. The bulk motion of flat edge-on galaxies based on 2MASS photometry // *Astron. and Astroph.* – 2003. – V.407. – P.889-898.
22. Kudrya Yu.N., Karachentseva V.E., Karachentsev I.D. et al. Distances and peculiar velocities of spiral galaxies in the 2MFGC and SFI++ samples // *Astrophysics.* – 2009. – V.52. – P.367-382.
23. Masters K.L., Giovanelli R., Haynes M.P. Internal extinction in spiral galaxies in the near infrared // *Astron. J.* – 2003. – V. 126. – P. 158-174 (Erratum: *Astron. J.* – 2004. – V.127. – P.1257).
24. McGaugh S.S., Schombert J.M., Bothun G.D., de Blok W.J.G. The baryonic Tully-Fisher relation // *Astroph. J.* – 2000. – V.533, Is.2. – P.L99-L102.
25. Mitronova S.N., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E. et al. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 2004. – V.57, N5. – P. 5-165.
26. Parnovsky S.L., Parnowski A.S. Large-scale collective motion of RFGC galaxies // *Astroph. & Sp. Sci.* – 2010. – Vol.325. – P.163-175.
27. Pence W. K-corrections for galaxies of different morphological types // *Astroph. J.* – 1976. – V. 203. – P.39-51.
28. Poggianti B.M. K and evolutionary corrections from UV to IR // *Astron. Astroph. Suppl. Ser.* – 1997. – V.122. – P. 399-407.
29. Roberts M.S. Twenty-one centimeter line widths of galaxies // *Astron. J.* – 1978. – V.83. – P. 1026-1035.
30. Rubin V.C., Burstein D., Ford W.K., Jr., Thonnard N. Rotational velocities of 16 Sa galaxies and a comparison of Sa, Sb and Sc rotation properties // *Astroph. J.* – 1985. – V. 289. – P. 81-104.
31. Sandage A. Bias properties distance indicators. VII. Correlation of absolute luminosity and rotational velocity for Sc galaxies over the range of luminosity class from I to III-IV // *Astron. J.* – 1999. – V.117. – P.157-166.
32. Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds // *Astrophys. J.* – 1998. – V. 500. – P. 525 – 553.
33. Shen S., Mo H.J., Shu Ch. The fundamental plane of spiral galaxies: theoretical expectations // *MNRAS.* – 2002. – V.331. – P.259-272.
34. Skrutskie M.F., Schneider S.E., Steining R. et al. In: *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, ed. F.Garzon et al. (Netherlands: Kluwer) // *ASSL.* – 1997. – V. 210. – P. 25.
35. Springob C.M., Masters K.L., Haynes M.P. et al. SFI++: A new I-band Tully-Fisher catalog, derivation of peculiar velocities and dataset properties // *ApJSS.* – 2007. – V. 172 – P.599-614.
36. Straus M., Willick J.A. The density and peculiar velocity fields of nearby galaxies // *Phys. Reports.* – 1995. – V. 261. – P. 271-431.
37. Tully R.B., Fisher R. A new method of determining distances to galaxies // *Astron. and Astroph.* – 1977. – V 54. – P.661 – 673.
38. Tully R.B., Fouque P. The extragalactic distance scale. I. Corrections and fundamental observables // *ApJSS.* – 1985. – V.58. – P.67-80.
39. Tully R.B., Pierce M.J., Huang J.-S. et al. Global extinction in spiral galaxies // *Astron. J.* – 1998. – V. 115. – P. 2264-2274.
40. Unterborn C.T., Ryden B.S. Inclination-dependent extinction effects in disk galaxies in the Sloane Digital Sky Survey // *Astroph. J.* – 2008. – V. 687. – P. 976-985.
41. de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G. et al. Third reference catalogue of bright galaxies (RC3) // Springer-Verlag, N.Y., 1991.
42. Zaroubi S. Cosmic flows: review of recent development // *astro-ph/0206052*

Ю. Кудря, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### КВАДРАТИЧНІ МНОГОПАРАМЕТРИЧНІ ЗАВИСМОСТІ ТАЛЛІ-ФІШЕРА ДЛЯ ГАЛАКТИК КАТАЛОГА 2MFGC

Исследованы квадратичные обобщения зависимости Талли-Фишера (ВТФ) для выборки 2724 галактик каталога 2MFGC. Кроме основных регрессоров ВТФ – логарифма ширины радиолинии 21 см и свободного члена – в зависимости использованы 2MASS-характеристики – средняя поверхностная яркость, индекс концентрации, показатель цвета, а также логарифм отношения оптических диаметров. Обобщение обусловлено формой коррекций звездных величин и ширин, а также зависимостью коэффициентов обычной ВТФ от ряда характеристик галактик. Проведен анализ значимости регрессоров общей 21-параметрической квадратичной регрессии и построена "оптимальная" 6-параметрическая квадратичная регрессия. Оказалось, что учет квадратичных регрессоров уменьшает на 2% разброс зависимости по сравнению с линейной 6-параметрической регрессией, что достигается с использованием меньшего количества характеристик галактик (без индекса концентрации). Уменьшение разброса по сравнению с обычными двухпараметрическими регрессиями составляет 15%. Применение на нашем наблюдательном материале линейных и нелинейных многопараметрических регрессий оказалось более эффективным методом учета причин разброса ВТФ по сравнению с традиционным методом коррекций звездных величин и ширин линии 21 см. Определение коллективной дипольной скорости с использованием "оптимальной" квадратичной регрессии подтвердило наши более ранние оценки на основе линейных многопараметрических регрессий.

Ключевые слова: зависимости Талли-Фишера, каталог 2MFGC.

Yu. Kudrya, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### QUADRATIC MULTIPARAMETER OF TULLY-FISHER RELATION (TFR) FOR THE CATALOG 2MFGC

Quadratic generalizations of Tully-Fisher relation (TFR) for the sample 2724 2MFGC galaxies are investigated. The 2MASS characteristics (mean surface brightness, concentration index, and color index) and logarithm of the optical diameters ratio are used in addition to the main TFR regressors – logarithm of linewidth and free term. The generalization is motivated by the corrections form of magnitudes and widths, as well as by the dependence of usual TFR parameters on several galaxy characteristics. The significance analysis of the regressors of general 21-parametric quadratic regression is conducted, and "optimal" 6-parametric quadratic regression is built. It was found that incorporation of the quadratic regressors reduces the TFR scatter by 2% compared with linear 6-parametric regression that is achieved using fewer characteristics of galaxies (without concentration index). The reducing of the scatter compared with usual two-parameter regression is 15%. It is shown the use of multiparameter regression for our observational data is more effective method of the TFR scatter accounting than the traditional method of magnitude and linewidth corrections. Bulk dipole velocity determination using the "optimal" quadratic regression confirmed our earlier estimates based on the linear multiparameter regressions.

Key words: Tully-Fisher relation (TFR), catalog 2MFGC.

УДК 524.7

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

### ВІДНОШЕННЯ СВІТНОСТІ ДО МАСИ МОЛОДОГО ЗОРЯНОГО НАСЕЛЕННЯ У ЯСКРАВИХ КОМПАКТНИХ ГАЛАКТИКАХ ЯК ФУНКЦІЯ ЇХ МЕТАЛІЧНОСТІ ТА ВІКУ СПАЛАХУ ЗОРЕУТВОРЕННЯ

Для вибірки близько 800 яскравих компактних галактик розглянуто залежність, яка описує оптимальну апроксимацію відношення світності до маси молодого зоряного населення галактик в залежності від їх металічності та віку спалаху зореутворення. Показано, що всі якісні висновки, зроблені при аналізі залежності, що апроксимує не відношення, а лише світність, залишаються чинними.

Ключові слова: світність, металічність, віку спалаху, зореутворення.

**Вступ.** Вперше увагу до нового класу компактних галактик великої світності на червоних зміщеннях  $z = 0.112 - 0.360$  було привернуто у роботі [3]. У подальшому цей тип галактик отримав назву "green peas" через свою компактну структуру та зелений колір на оглядових картах цифрового огляду неба Sloan Digital Sky Survey (SDSS). У роботі [3] було досліджено вибірку з 251 галактик, відібраних з SDSS на основі кольору. Було встановлено, що "green peas" галактики характеризуються низьким вмістом важких елементів, масами зір  $M_* \sim 10^{8.5} - 10^{10} M_{\odot}$ , високою швидкістю зореутворення  $SFR \sim 10 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ , високою питомою швидкістю зореутворення  $SSFR \sim 10^{-8} \text{ рік}^{-1}$ . За цими властивостями "green peas" галактики позиціонуються між близькими блакитними компактними карликовими галактиками (BCDGs) та віддаленими (червоні зміщення  $z \geq 2 - 3$ ) Ly-break (LBG) галактиками великої світності в ультрафіолетовому діапазоні. У роботі [3] висунуто припущення, що "green peas" галактики – це та мода (стадія, фаза) зореутворення, яка була переважно поширеною у молодому Всесвіті. Тому дослідження "green peas" галактик створює можливість зрозуміти у деталях процеси зореутворення при фізичних умовах, які мали місце на великих червоних зміщеннях.

Дуже низький вміст важких елементів у галактик даного типу було виявлено також у роботі [2] – лише 20 % від сонячного. У [2] також було зазначено, що основні властивості "green peas" галактик не є притаманними для ближнього Всесвіту і, очевидно, є короткою і екстремальною фазою у еволюції галактик.

Детальне дослідження великої вибірки 803 компактних галактик великої світності (LCGs) з активним зореутворенням було проведено у роботі [5]. Вибірка галактик на  $z = 0.02 - 0.63$  була отримана шляхом селекції з SDSS Data Release 7 (DR7) [1] на основі спектральних та фотометричних даних. Принцип селекції дав можливість у  $\sim 10$  разів збільшити розмір вибірки, та у  $\sim 2$  рази її розкид за червоними зміщеннями, якщо порівнювати з [3]. У роботі [5] було показано, що галактики вибірки мають ті ж основні властивості, що і "green peas" галактики [3]. На діагностичній діаграмі залежності  $[O III]\lambda 5007/H\beta$  від  $[N II]\lambda 6583/H\alpha$  [6] вони займають зону високоіонізованих галактик з активним зореутворенням. У досліджуваних галактик було встановлено низький вміст важких елементів  $12 + \log O/H \sim 7.6 - 8.4$  (з медіанним значенням 8.11). Встановлено, що швидкість зореутворення у LCGs галактик у  $\sim 3$  рази нижча, чим у LBGs, а  $SSFR$  – дуже висока і складає  $10^{-7} - 10^{-9} \text{ рік}^{-1}$ . Визначені властивості вказують на те, що близькі LCGs галактики є можливими аналогами LBGs галактик, які розміщені на великих червоних зміщеннях.

Подальше дослідження вибірки галактик роботи [5] було проведено у [8]. За трьома індексами зореутворення – випромінюванням у лінії H $\alpha$  іонізованого водню, далекому (FUV) та близькому (NUV) УФ діапазонах – були визначені швидкості зореутворення галактик  $SFR(H\alpha)$ ,  $SFR(FUV)$  та  $SFR(NUV)$ . Для повної вибірки та створених підвибірок досліджено та описано регресійні зв'язки швидкостей зореутворення  $SFR$  та параметрів галактик, визначених у роботі [5], – маси  $m$  молодого зоряного населення і віку  $T$  спалаху зореутворення. Для трьох індексів зореутворення отримано функції  $f(T)$ , які описують варіації  $SFR/m$  в залежності від віку спалаху (з врахуванням металічності) і показано, що світності (або  $SFR$ ) в H $\alpha$  та FUV стрімко падають, коли  $T \geq 3.2$  млн років.

Результати роботи [8], зокрема встановлена функція  $f(T)$ , на думку авторів, відкривають перспективу з певною точністю оцінити масу  $m$  молодого зоряного населення галактики даного типу без проведення моделювання процесів зореутворення на основі спектрального розподілу енергії галактик. У зв'язку з цим проводиться дослідження стабільності якісних властивостей встановлених залежностей [8].

**Дані спостережень та обчислення.** Детальний опис критеріїв відбору галактик, які досліджувались у роботі [8], наведено у [5]. Галактики були відібрані на основі як спектральних так і фотометричних даних огляду Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [1]. До вибірки галактик увійшли компактні галактики з активним зореутворенням; високою світністю H $\beta$  емісійної лінії ( $L(H\beta) \geq 3 \times 10^{40}$  ерг  $s^{-1}$ ); великою еквівалентною шириною H $\beta$  емісійної лінії ( $EW(H\beta) \geq 50$  Å,  $EW(H\beta) \geq 100$  Å), що є свідченням молодого спалаху зореутворення та надійно зареєстрованою лінією [O III]  $\lambda 4363$  Å, що дає можливість точного визначення вмісту важких елементів (кисню). Вибірка була ототожнена з даними спостережень супутника GALEX у далекому (FUV, ефективна довжина хвилі  $\lambda_{eff} = 1528$  Å) та близькому (NUV,  $\lambda_{eff} = 2271$  Å) ультрафіолетовому континуумі. Проведено належну корекцію за екстинкцію випромінювання та за апертуру спостережень (у лінії H $\alpha$  іонізованого водню), які докладно описано в [8, 9]. Розраховані за трьома індексами (лінії H $\alpha$  та FUV і NUV континуумі) світності були перераховані в пропорційні їм величини, а саме в оцінки швидкості зореутворення ( $SFR$ , star formation rate, у одиницях  $M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ) за формулою  $SFR = k \times L$  згідно [7]. Тут  $L$  – світність у відповідному діапазоні, а коефіцієнт  $k$  для лінії H $\alpha$  дорівнює  $7.9 \times 10^{-42}$ , де світність вимірюється в ерг $\times s^{-1}$ . Для FUV і NUV світність – в ерг $\times (с \times Гц)^{-1}$ , а коефіцієнт  $k = 1.4 \times 10^{-28}$ .

В роботі [8] на основі статистичного аналізу встановлено залежність  $SFR$  галактик від маси  $m$  молодого (молодше 10 млн. років) зоряного населення, металічності галактики та часу  $T$  після спалаху зореутворення (вік спалаху зореутворення), визначених у роботі [5] шляхом аналізу спектрів випромінювання із застосуванням моделювання процесів зореутворення. Остаточна регресійна залежність, що апроксимує величини  $SFR$ , або світності  $L$  галактик вибірки найкраще, має вигляд [8]

$$SFR = m(C_1 f(T) + C_2 ([O] - \langle [O] \rangle)), \quad f(T) = \begin{cases} 1 & (T < T_0) \\ \exp(-p(T - T_0)) & (T > T_0) \end{cases} \quad (1)$$

Тут  $m$  – маса молодого зоряного населення у  $M_{\odot}$ ,  $T$  – вік спалаху зореутворення у млн. років,  $T_0 = 3.2$  млн. років;  $\langle [O] \rangle$  – середня металічність (вміст важких елементів) галактик вибірки. В роботі [8] встановлено значення та похибки коефіцієнтів, що входять до регресії (1), а також параметри  $F$ , що характеризують статистичну значущість окремих лінійних регресорів за критерієм Фішера [4]. Статистичним достовірностям 90, 95, 97.5, 99, 99.5, 99.9 та 99.95% відповідають значення параметру  $F$ , що дорівнюють 2.71, 3.84, 5.02, 6.64, 7.88, 10.83 та 12.10 відповідно. Параметри

визначалися за методом найменших квадратів шляхом мінімізації величини  $\sum_{i=1}^N (SFR_i - m_i(C_1 f(T_i) + C_2 ([O]_i - \langle [O] \rangle)))^2$ .

При цьому ми отримали найкраще наближення для величин  $SFR$  на основі регресії (1). Але цей вираз можна переписати у іншому вигляді:

$$\frac{SFR}{m} = C_1 f(T) + C_2 ([O] - \langle [O] \rangle) \quad (2)$$

з іншим набором коефіцієнтів, які дають кращу апроксимацію відношення  $SFR/m$ , а не  $SFR$ . Нові коефіцієнти ми отримаємо при мінімізації величини  $\sum_{i=1}^N (SFR_i/m_i - C_1 f(T_i) - C_2 ([O]_i - \langle [O] \rangle))^2$ . Легко побачити, що перехід від регресії

(1) до регресії (2) є еквівалентним введенню статистичних ваг для галактик каталогу, котрі є обернено пропорційними квадратам мас молодого зоряного населення окремих галактик  $m_i$ . Таким чином при апроксимації регресії (2) збільшено вплив найменших галактик та галактик з меншою активністю зореутворення.

Цікаво не тільки порівняти коефіцієнти двох апроксимацій, але і перевірити, чи виконуються ті якісні висновки, що були отримані при використанні не тільки регресії (1), але й її узагальнень. Це дасть змогу перевірити, що вони виконуються для галактик довільної маси молодого зоряного населення, а не тільки для галактик з великими подібними масами. Результати розрахунків для різних вибірок наведено у Таблиці.

Є три підвибірки галактик, для яких відомі потоки у лінії H $\alpha$  та FUV і NUV діапазонах. Крім того, в кожній підвибірці виділено по дві підвибірки: "іррегулярні" (назва умовна) галактики, що мають дещо спотворену морфологію або спектральні властивості та "регулярні", що не мають подібних ознак. Для кожної підвибірки наведено її об'єм, середньоквадратичне відхилення, значення коефіцієнта  $p$ , при якому досягається мінімум суми, значення та похибки коефіцієнтів  $C_1$  та  $C_2$ , відповідні значення за критерієм Фішера  $F$  та середні металічності у вибірках. З таблиці видно, що розкид даних по потоку в лінії H $\alpha$  набагато менший за розкид для FUV та особливо NUV континууму, як це і було раніше встановлено при використанні апроксимації (1) [8]. Статистична значущість першого члена з коефіцієнтом  $C_1$  є дуже великою, її ймовірність значно більше 99.99% для всіх підвибірок. Натомість значущість другого члена з коефіцієнтом  $C_2$  значно впала з переходом від апроксимації (1) до (2). При збереженні від'ємного знаку цього коефіцієнту його можна вважати статистично достовірним тільки для частини підвибірок, в той час як при апроксимації (1) величини  $F$  для нього лежали в інтервалі від 21 до 83. При використанні апроксимації (2) для спостережень у NUV діапазоні можна відкинути другий доданок. Тоді залежність світності від металічності відбувається непрямым чином через зміну маси молодого зоряного населення з металічністю. Дещо змінилися й величини  $p$ . Для всіх підвибірок



вони збільшилися, особливо для підвибірки галактик з даними спостережень у NUV. Також можна побачити, що ці величини для "іррегулярних" галактик більше, ніж для "регулярних".

**Таблиця 1.** Параметри регресії (2) для різних підвбірок яскравих компактних галактик з активним зореутворенням

Вибірка	N	$\sigma \times 10^8$	$\rho, (10^8 \text{ рік})^{-1}$	$C_1 \times 10^7 (F)$	$C_2 \times 10^8 (F)$	$\langle [O] \rangle$	$F_3$
Ha, "регулярні"	276	5.5	0.59	2.14±0.04(2658)	-4.5±2.2(4.3)	8.05	5.6
Ha, "іррегулярні"	519	5.9	0.71	2.12±0.03(3919)	-4.2±1.8(5.4)	8.13	4.0
Ha, всі	795	5.7	0.67	2.13±0.03(6515)	-4.8±1.3(12.6)	8.10	8.7
FUV, "регулярні"	213	7.1	0.36	1.27±0.06(490)	-8.5±3.1(7.5)	8.05	0.09
FUV, "іррегулярні"	418	8.3	0.67	1.39±0.05(670)	-10.9±2.9(14.4)	8.13	0.04
FUV, всі	631	8.0	0.56	1.34±0.04(1088)	-9.8±2.1(21.7)	8.10	0.04
NUV, "регулярні"	233	9.2	0.31	1.59±0.07(507)	-9.8±3.9(6.4)	8.05	0.05
NUV, "іррегулярні"	435	13.5	0.62	1.98±0.08(553)	-4.1±4.6(0.8)	8.13	0.5
NUV, всі	668	12.3	0.50	1.83±0.06(947)	-5.7±3.1(3.3)	8.10	0.26

Розглянемо можливі нелінійності у залежності  $SFR$  від  $m$ . Після переходу до форми (2) нелінійний член, що має коефіцієнт  $C_3$ , входить у вираз наступним чином:

$$\frac{SFR}{m} = C_1 f(T) + C_2 ([O] - \langle [O] \rangle) + C_3 m. \quad (3)$$

Ми розрахували значення коефіцієнта Фішера  $F_3$  для нелінійного члена, яке наведено в останній колонці Таблиці. Видно, що для підвбірок з даними УФ випромінювання немає сенсу розглядати подібний доданок через малу статистичну значущість останнього. Тільки для галактик з випромінюванням у лінії Ha іонізованого водню цей доданок можна приймати до уваги. Значення  $F_3$  є більшими за значущість, що отримано для узагальнення апроксимації (1). Для жодної з підвбірок "регулярних" та "іррегулярних" галактик не отримано свідчень про існування нелінійності. Тільки для всієї вибірки вцілому отримано значення  $F_3 = 8.7$ . Це є аргументом, але не є переконливим доказом, на користь можливого існування нелінійності.

Таким чином ми встановили, що всі якісні висновки, зроблені в статті [8] з використанням регресії (1), оптимальної при апроксимації  $SFR$ , є стабільними і не змінюються при використанні регресії (2), оптимальної при апроксимації відношення  $SFR/m$  або  $L/m$ .

Розглянемо можливі нелінійності у залежності  $SFR$  від  $m$ . Після переходу до форми (2) нелінійний член, що має коефіцієнт  $C_3$ , входить у вираз наступним чином:

$$\frac{SFR}{m} = C_1 f(T) + C_2 ([O] - \langle [O] \rangle) + C_3 m. \quad (3)$$

Ми розрахували значення коефіцієнта Фішера  $F_3$  для нелінійного члена, яке наведено в останній колонці Таблиці. Видно, що для підвбірок з даними УФ випромінювання немає сенсу розглядати подібний доданок через малу статистичну значущість останнього. Тільки для галактик з випромінюванням у лінії Ha іонізованого водню цей доданок можна приймати до уваги. Значення  $F_3$  є більшими за значущість, що отримано для узагальнення апроксимації (1). Для жодної з підвбірок "регулярних" та "іррегулярних" галактик не отримано свідчень про існування нелінійності. Тільки для всієї вибірки вцілому отримано значення  $F_3 = 8.7$ . Це є аргументом, але не є переконливим доказом, на користь можливого існування нелінійності.

**Висновки.** Показано, що всі якісні висновки, зроблені в статті [8] з використанням регресії (1), оптимальної при апроксимації  $SFR$ , є стабільними і не змінюються при використанні регресії (2), оптимальної при апроксимації відношення  $SFR/m$  або  $L/m$ .

#### Список використаних джерел:

1. Abazajian, K.N., Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A. et al. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2009. – V.182. – P. 543–558.
2. Amorín R., Pérez-Montero E., Vilchez J.M., Papaderos P. The Star Formation History and Metal Content of the Green Peas. New Detailed GTC-OSIRIS Spectrophotometry of Three Galaxies // *Astrophys. J.* – 2012. – V.749. – P. 185–202.
3. Cardamone C., Schawinski K., Sarzi M. et al. Galaxy Zoo Green Peas: discovery of a class of compact extremely star-forming galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2009. – V. 399. – P. 1191–1205.
4. Fisher R.A. Statistical methods for research workers [Текст] / R. A. Fisher R.A.– London: Oliver and Boyd, 1950. – 80 P.
5. Izotov Y. I., Guseva N.G., Thuan T.X. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission-line Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey // *Astrophys. J.* – 2011. – V.728 – P. 161–177.
6. Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C. et al. The host galaxies of active galactic nuclei // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2003. – V.346. – P. 1055–1077.
7. Kennicutt R. C., Jr. Star Formation in Galaxies along the Hubble Sequence // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1998. – V. 36. – P. 189–232.
8. Parnovsky S.L., Izotova I.Yu., Izotov Y.I. H $\alpha$  and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies // *Astrophysics and Space Science*.2012. DOI: 1007/S 10509-012-1253-
9. Ізотова І.Ю., Парновський С.Л. Швидкості зореутворення вибірки компактних емісійних галактик за даними GALEX // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія.* – 2012. – вип. 49. – С. 4 – 6.

Надійшла до редколегії 29.11.12

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

## ОТНОШЕНИЕ СВЕТНОСТИ К МАССЕ МОЛОДОГО ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ В ЯРКИХ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИКАХ КАК ФУНКЦИЯ ИХ МЕТАЛЛИЧНОСТИ И ВОЗРАСТА ВСПЫШКИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Для выборки около 800 ярких компактных галактик рассмотрены зависимость, которая описывает оптимальную аппроксимацию отношения светимости к массе молодого звездного населения галактик в зависимости от их металличности и возраста вспышки звездообразования. Показано, что все качественные выводы, сделанные при анализе зависимости, аппроксимирующей не соотношение, а только светимость, остаются в силе.

Ключевые слова: светимость, металличность, возраст вспышки, звездообразования.

S. Parnovsky, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof., I. Izotova, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## DEPENDENCE OF THE RATIO OF LUMINOSITY TO MASS OF YOUNG STELLAR POPULATION ON THEIR METALLICITY AND STAR BURST AGE FOR LUMINOUS COMPACT GALAXIES

*For the sample of about 800 luminous compact galaxies we consider the optimal approximation of the ratio of the luminosity to the mass of the young stellar population as a function of their oxygen abundance and starburst age. It is shown that all qualitative conclusions obtained by approximation of luminosities only are valid in this case as well.*

*Key words: luminosity, metallicity, age outbreak, starburst.*

УДК 523.98

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

## О САМООРГАНИЗАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

*Проанализировано роль отрицательной турбулентной диффузии в образовании дискретных магнитных полей в солнечной конвективной зоне (СКЗ). Подчеркнуто, что спиральные движения во вращающейся конвективной турбулентности способствуют возникновению обратного каскада переноса энергии от мелкомасштабных к крупномасштабным пульсациям (мелкомасштабный  $\alpha^2$ -эффект Крайчнана). Последний эффект вызывает уменьшению суммарного коэффициента турбулентной магнитной диффузии. При специально подобранных характеристиках спиральности это может привести к отрицательной суммарной турбулентной диффузии, которая вызывает "стягивание" однородного магнитного поля в изолированные структуры. Проведенные нами расчеты для двух моделей СКЗ показали, что в глубинных слоях существуют благоприятные условия для возбуждения эффекта спиральной отрицательной турбулентной диффузии. Это должно в значительной степени содействовать самоорганизации изначально слабых непрерывных магнитных полей в тонкие изолированные магнитные силовые трубки.*

*Ключевые слова: магнитные поля, солнечная конвективная зона.*

**Введение.** Общепринято считать, что наблюдаемые на солнечной поверхности изолированные магнитные силовые трубки (МСТ) являются результатом магнитного всплывания из солнечных глубин на поверхность сильных полей. Поэтому необходимо исследовать физические процессы в различных солнечных слоях, приводящие к дискретной структуре магнитных полей на Солнце. Особую актуальность в связи с этим приобретает вопрос о роли турбулентных эффектов в перестройке солнечного магнетизма [22], поскольку наблюдаемые движения на солнечной поверхности и конвекция в подфотосферных слоях соответствуют признакам развитой турбулентности. В нашей недавней работе [15] в рамках макроскопической МГД [14] было показано, что существенную роль в обеспечении длительной стабильности равновесного состояния всплывших на солнечную поверхность вертикальных МСТ играет эффект макроскопического турбулентного диамагнетизма, открытый академиком Зельдовичем Я.Б. [4]. Однако остается не до конца выясненным вопрос о причинах начальной стадии фрагментации (концентрации) магнитного поля в изолированные МСТ. В связи с этим мы полагаем, что важную роль в решении этого вопроса может сыграть эффект отрицательной турбулентной диффузии [20]. Именно этой проблеме посвящена наша работа.

**Роль спирального поля скоростей в возбуждении отрицательной турбулентной магнитной диффузии.** В течение длительного времени у исследователей бытовало порожденное наблюдениями убеждение, что турбулентность в природных средах всегда разрушает структуры всех видов. Однако со временем наступило понимание, что при определенных условиях мелкомасштабная турбулентность может порождать макроскопические структуры [2, 6, 7]. Оказалось, что турбулентность не обязательно приводит к сглаживанию магнитных неоднородностей. Наоборот, в случае спирального характера движений она может создавать магнитные неоднородности. Спиральность является абсолютно природным явлением, с необходимостью возникающим в гравитационном поле в охваченных турбулентностью вращающихся системах. Во вращающихся космических объектах гидродинамическая спиральность поля скоростей ( $\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$ ) связана с кориолисовой силой  $2[\mathbf{u} \Omega]$  ( $\mathbf{u}$  – скорость турбулентных движений,  $\Omega$  – угловая скорость). Отличительная особенность проблемы состоит в том, что в спиральной турбулентности *энтрофия* – квадрат вихря скорости ( $\text{rot } \mathbf{u}^2$ ) – переносится вдоль пространственного спектра от крупномасштабных к мелкомасштабным движениям, однако *энергия* турбулентных скоростей – величина, пропорциональная квадрату скорости ( $u^2$ ) – может переноситься в противоположном направлении – от мелких масштабов к крупным. Последнее приводит к появлению энергоемких макромасштабных вихревых гидродинамических и магнитных структур. В научной литературе этот феномен получил название обратного (инверсного) каскада энергии турбулентных движений (см., например, работы [2, 10-13]). Ключевую роль в возникновении инверсного каскада энергии играют устойчивые (долгоживущие) усредненные мелкомасштабные спиральные движения  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  ( $\langle \rangle$  – операция усреднения по пространственным  $L$  или временным  $T$  масштабам, превышающим характерные размеры  $l$  или времена корреляции  $\tau$  мелкомасштабных турбулентных пульсаций ( $L \gg l$ ,  $T \gg \tau$ ) [14]). Усредненная спиральность порождает тенденцию к слиянию мелких вихрей [12, 13], поэтому этот процесс соответствует свойствам отрицательной диффузии, суть которой состоит в поддержании или даже возрастании разности скоростей турбулентного течения [20].

Остановимся несколько подробнее на природе отрицательной турбулентной магнитной диффузии, открытой Крайчнаном [11-13] в результате численных экспериментов. Эффект возникает в сильно завихренной турбулентной высокопроводящей жидкости, находящейся в неоднородном крупномасштабном магнитном поле  $\mathbf{B}$ . Важной характеристикой нового явления служит время существования  $\tau_2$  усредненных спиральных вихрей  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  (здесь и далее мы используем обозначения характерных времен различных турбулизованных структур согласно статьям Крайчнана [12, 13]). Каждый вихрь с большой собственной спиральностью Крайчнаном моделировался дрейфующим

циклоном с параметрами конвективных ячеек  $l$  и  $u$ , при этом очень важным было то, чтобы отдельные вихри существовали в течение времени  $\tau_2$ , большего характерного времени жизни  $\tau_1 \approx l/u$  самих ячеек. Количество поднимающихся и опускающихся спиральных вихрей с противоположными направлениями вращения было одинаковым, так что усредненная по достаточно протяженному масштабу полная спиральность  $\langle \alpha \rangle \sim \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  была равна нулю. Поэтому генерация крупномасштабного магнитного поля не происходила. Однако была отличной от нуля усредненная величина  $\langle \alpha^2 \rangle$ . Если выполняется условие  $\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$  в течение длительного времени, то устойчивая турбулентная спиральность обладает удивительным, на первый взгляд, свойством "стягивать" присутствующие магнитные поля, а не рассеивать их. Крайчнан [12, 13] назвал это явление мелкокомасштабным  $\alpha^2$ -эффектом. Оно напоминает мелкокомасштабное динамо в том смысле, что оно увеличивает энергию и упорядочивает магнитное поле (самоорганизация замагниченной турбулентной плазмы). Для неустойчивого возрастания локального магнитного поля необходимо, чтобы время поддержания  $\tau_2$  устойчивой спиральности турбулентных пульсаций превышало в два-три раза время корреляции  $\tau_1$  турбулентного поля скоростей  $u$ . Это значит, что изменение спиральности должно быть медленным по сравнению со корреляционным временем существования ячеек  $\tau_1$ . Иными словами, каждый вихрь должен обладать сильной собственной спиральностью в течение длительного времени  $\tau_2$ , чтобы за время поддержания спиральности жидкость в ячейке успела описать большой угол поворота (хотя бы  $\sim \pi$ ). Для описания характерного времени циркуляции вещества в конвективных ячейках Крайчнан использовал обозначение  $\tau_0$ , которое в конкретных физических условиях может быть большим, равным или меньшим времени существования  $\tau_1$  самой ячейки. Крайчнан проводил исследования для поля скоростей при умеренных и больших числах Рейнольдса, когда выполняется условие  $\tau_1 \approx \tau_0$  (т.е., за время существования ячейки циркуляция вещества в ней совершает полный оборот). Поскольку согласно нашим расчетам [5] числа Рейнольдса в СКЗ достигают больших значений (порядка  $10^{13}$ ), мы считаем правомерным применить результаты численных экспериментов Крайчнана (соответствующих условиям  $\tau_2 > \tau_1$ ,  $\tau_1 \approx \tau_0$ ) для изучения турбулентных процессов в СКЗ. Итак, отрицательный коэффициент турбулентной магнитной диффузии можно в принципе получить, если специально задать достаточно большее время поддержания устойчивых спиральных флуктуаций. Турбулентность в фотосфере и конвекция в подфотосферных слоях в присутствии магнитного поля могут иметь разные режимы, но в то же время обладают заметной упорядоченностью, при которой для турбулентных пульсаций характерна существовавшая иерархия масштабов, скоростей и корреляционных времен [3, 8, 9]. Это позволяет надеяться, что нам удастся подыскать приемлемый вариант параметров турбулентной конвекции, при котором в солнечных слоях может проявиться отрицательная турбулентная магнитная диффузия.

Согласно Крайчнану [12, 13] эволюция во времени усредненного магнитного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  вследствие турбулентной диффузии и устойчивой турбулентной спиральности подчиняется уравнению

$$\partial \langle \mathbf{B} \rangle / \partial t = \eta_T \Delta \langle \mathbf{B} \rangle + \tau_2 \text{rot} (\langle \alpha \text{rot } \alpha \rangle \langle \mathbf{B} \rangle). \quad (1)$$

Если использовать векторные тождества для раскрытия операторов  $\text{rot} (\alpha \mathbf{B})$  и  $\text{rot rot } \mathbf{B}$ , то уравнение (1) приобретает вид,

$$\partial \langle \mathbf{B} \rangle / \partial t = (\eta_T - \tau_2 \langle \alpha^2 \rangle) \Delta \langle \mathbf{B} \rangle. \quad (2)$$

где

$$\eta_T \approx (1/3) ul \approx (1/3) \tau_1 u^2 - \quad (3)$$

коэффициент турбулентной диффузии скалярного поля;  $u = (\langle u^2 \rangle)^{1/2}$  и  $l$  – среднеквадратичная эффективная скорость и длина пути перемешивания турбулентного поля скоростей  $\mathbf{u}$ , связанные со временем жизни турбулентных ячеек соотношением  $\tau_1 \approx l/u$ . Первый член справа в уравнении (2) описывает турбулентную диффузию, которая сглаживает магнитные неоднородности, тогда как второй описывает изменение магнитного поля вследствие мелкокомасштабного  $\alpha^2$ -эффекта. Его отрицательный знак означает неустойчиво возрастающую концентрацию векторного магнитного поля. Обозначим величину  $(-\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle)$  как

$$\eta_T^\alpha \approx -\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle \quad (4)$$

и будем называть его коэффициентом отрицательной турбулентной магнитной диффузии векторного магнитного поля, обусловленной спиральностью турбулентных вихрей. Параметр гидродинамической спиральности  $\alpha$  в стратифицированных по плотности турбулизованных конвективных оболочках астрофизических тел [14] обычно описывается параметром

$$\alpha \approx -(\tau_1/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \approx -(2/3) l^2 \Omega \lambda, \quad (5)$$

где  $\Omega$  – угловая скорость, а  $\lambda = \nabla \rho / \rho$  – высота однослойной атмосферы по плотности  $\rho$ . Введем еще одно обозначение

$$\eta_T^* = \eta_T + \eta_T^\alpha \approx (1/3) \tau_1 u^2 - \tau_2 \langle \alpha^2 \rangle, \quad (6)$$

равное величине суммарной подавленной турбулентной диффузии векторного магнитного поля, и назовем его эффективным коэффициентом турбулентной магнитной диффузии. Из уравнения (4) видно, что отличный от нуля в течение длительного времени  $\tau_2$  усредненный квадрат спиральности  $\langle \alpha^2 \rangle$  вызывает рост отрицательного значения коэффициента спиральной диффузии  $\eta_T^\alpha$ . Согласно уравнению (6) это приводит к уменьшению эффективного коэффициента диффузии  $\eta_T^*$  по сравнению со значением обычной турбулентной диффузии  $\eta_T$ . И если время корреляции флуктуаций спиральности  $\tau_2$  в два-три раза превышает время существования турбулентных вихрей  $\tau_1 \approx l/u$  (циркуляция жидкости в спиральном вихре за это время успевает составить большой угол), то отрицательное значения  $\eta_T^\alpha$  может превысит положительную величину  $\eta_T$ . В результате, эффективный коэффициент магнитной турбулентной диффузии  $\eta_T^*$  может уменьшиться до отрицательного значения [12, 13]. Отрицательный знак коэффициента  $\eta_T^*$  означает преобладание мелкокомасштабного  $\alpha^2$ -эффекта в создании магнитных неоднородностей по сравнению с обычной турбулентной диффузией, которая сглаживает магнитные неоднородности. Именно мелкокомасштабный  $\alpha^2$ -эффект, в конечном итоге, обуславливает неустойчиво возрастающую со временем концентрацию векторного магнитного поля в изолированные дискретные структуры (самоорганизация относительно слабого начального непрерывного магнитного поля).

Как показал Паркер [17], отрицательный вклад спиральности в эффективный коэффициент турбулентной диффузии квадратичен по углу поворота  $\Phi$  конвективных ячеек (поскольку  $\langle \alpha^2 \rangle \sim \Phi^2$ ) и становится существенным при  $\Phi > 1$  радиан. Поэтому, чем больший угол поворота, тем больший отрицательный вклад. Во вращающихся небесных телах для возникновения эффекта отрицательной диффузии важное значение имеет величина угловой скорости  $\Omega$ , от которой зависят углы поворота  $\Phi$  (спиральное закручивание магнитных силовых линий в конвективных ячейках). Угол закручивания определяется величиной  $\Phi = \Omega \tau_2 = 2\pi\tau_2/T$ , где  $T$  – период вращения небесного тела. Поскольку для возникновения отрицательной турбулентности необходима устойчива спиральность отдельных вихрей ( $\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$ ) в течение длительного времени  $\tau_2$ , то во вращающихся телах это ведет к требованию больших углов поворота ( $\Phi \geq \pi$ ) магнитных силовых линий [17]. Очевидно, можно ожидать выполнения условия  $\Phi \geq \pi$  в быстровращающихся космических телах, которые успевают совершить много оборотов за время жизни отдельного спирального вихря  $\tau_2$ . В связи с этим рассмотрим вопрос о возможности выполнения этого условия в различных слоях солнечной плазмы. Поскольку на сегодняшний день нет информации о времени  $\tau_2$  поддержания спиральности турбулентных пульсаций  $\langle \alpha^2 \rangle$ , то для расчетов в первом приближении мы принимаем гипотезу, что время  $\tau_2$  совпадает со временем существования турбулентных ячеек  $\tau_1 \approx l/u$ .

**Фотосферные слои.** Основные турбулентные характеристики поля скоростей для наблюдаемых на солнечной поверхности конвективных ячеек разных ярусов соответственно составляют: гранулы –  $l \approx 300-2000$  км,  $\tau_1 \approx 10^3$  с [5], мезограулы –  $l \approx 5-10$  тис. км,  $\tau_1 \approx 10^4$  с [16], супергранулы –  $l \approx 20-30$  тис. км,  $\tau_1 \approx 10^5$  с [18]. Рассчитанные углы поворота оказываются меньшими единицы:  $\Phi = \Omega\tau_1 = 2\pi\tau_1/T \leq 0,3$  рад, что свидетельствует об относительно слабом спиральном закручивании конвективных ячеек. Поэтому явление отрицательной магнитной диффузии не дает существенного вклада в самоорганизацию (фрагментацию) магнитных полей в поверхностных слоях Солнца.

**Таблица 1. Параметры турбулентности и угол закручивания  $\Phi$  конвективных ячеек под действием силы Кориолиса для двух моделей СКЗ**

Модель СКЗ Спруита (1977) [19]					Модель СКЗ Стикса (2002) [21]				
$z$ ( $10^3$ км)	$u$ (см/с)	$l$ (см)	$\tau_1$ (с)	$\Phi$ (рад)	$z$ ( $10^3$ км)	$u$ (см/с)	$l$ (см)	$\tau_1$ (с)	$\Phi$ (рад)
100	$5,8 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^9$	$8,6 \cdot 10^5$	2,7	100	$7,4 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^9$	$6,4 \cdot 10^5$	2,0
135	$4,8 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^6$	4,1	135	$5,9 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^6$	3,1
160	$3,9 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^6$	6,0	165	$4,4 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^6$	5,0
170	$3,5 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^6$	6,9	170	$4,0 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^6$	5,7
180	$2,9 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^9$	$2,8 \cdot 10^6$	8,8	175	$3,4 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^6$	6,6
190	$2,0 \cdot 10^3$	$8,3 \cdot 10^9$	$4,2 \cdot 10^6$	13,2	180	$2,6 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^6$	8,7

**Конвективная зона.** Посмотрим теперь, какая ситуация складывается в глубинах Солнца. Для этого воспользуемся характеристиками конвекции из моделей СКЗ Спруита [19] и Стикса [21]. В таблице 1 представлены результаты наших расчетов значений  $\tau_1 \approx l/u$  и  $\Phi = 2\pi\tau_1/T$  на основании параметров  $u$  и  $l$ , взятых из упомянутых моделей. Чрезвычайно важно, что в нижней части СКЗ (начиная с глубин  $z \approx 160$  тыс. км) рассчитанные характерные времена существования конвективных ячеек ( $\tau_1 > 10^6$  с) становятся сравнимыми с периодом вращения Солнца  $T \approx 2 \cdot 10^6$  с. Поэтому вследствие силы Кориолиса в этой области появляется возможность спирального закручивания ячеек на большие углы ( $\Phi \approx 4-13$  рад), которые превосходят величину  $\pi$ . Это позволяет надеяться на благоприятные условия для возбуждения здесь негативной турбулентной диффузии.

В таблице 2 представлены результаты расчеты параметров  $\alpha$ ,  $\eta_T$ ,  $\eta_T^\alpha$  и  $\eta_T^*$  в глубоких конвективных слоях. Видно, что вблизи дна СКЗ ( $z \geq 170$  тыс. км) величина отрицательного коэффициента спиральной диффузии  $\eta_T^\alpha \approx -(2-3) \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с достигает одной трети величины положительного коэффициента турбулентной диффузии скалярного поля  $\eta_T \approx (6-9) \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с ( $\eta_T^\alpha \approx -0,3\eta_T$ ). Поэтому коэффициент суммарной турбулентной диффузии магнитного поля оказывается существенно подавленным:  $\eta_T^* = \eta_T + \eta_T^\alpha \approx 0,7\eta_T$ . Согласно вышеизложенной концепции это должно ощутимо способствовать в глубинных слоях СКЗ самоорганизации магнитных полей в изолированные МСТ.

**Таблица 2. Параметр спиральности и коэффициенты турбулентной диффузии в глубоких слоях для двух моделей СКЗ**

Модель СКЗ Спруита (1977) [19]					Модель СКЗ Стикса (2002) [21]				
$Z$ ( $10^3$ км)	$\alpha$ (см/с)	$\eta_T$ (см <sup>2</sup> /с)	$\eta_T^\alpha$ ( $\tau_2 \approx \tau_1$ ) (см <sup>2</sup> /с)	$\eta_T^*$ ( $\tau_2 \approx \tau_1$ ) (см <sup>2</sup> /с)	$Z$ ( $10^3$ км)	$\alpha$ (см/с)	$\eta_T$ (см <sup>2</sup> /с)	$\eta_T^\alpha$ ( $\tau_2 \approx \tau_1$ ) (см <sup>2</sup> /с)	$\eta_T^*$ ( $\tau_2 \approx \tau_1$ ) (см <sup>2</sup> /с)
160	$-1,3 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^{12}$	$-3,2 \cdot 10^{12}$	$6,4 \cdot 10^{12}$	165	$-1,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$-3,4 \cdot 10^{12}$	$6,6 \cdot 10^{12}$
170	$-1,2 \cdot 10^3$	$9,0 \cdot 10^{12}$	$-3,0 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	170	$-1,3 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{12}$	$-3,2 \cdot 10^{12}$	$6,1 \cdot 10^{12}$
180	$-9,7 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^{12}$	$-2,6 \cdot 10^{12}$	$5,1 \cdot 10^{12}$	175	$-1,1 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^{12}$	$-2,7 \cdot 10^{12}$	$5,3 \cdot 10^{12}$
190	$-6,7 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$-1,9 \cdot 10^{12}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	180	$-8,7 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$-2,0 \cdot 10^{12}$	$4,2 \cdot 10^{12}$

Представляет интерес вопрос, каким должно быть время  $\tau_2$  для того, чтобы коэффициент отрицательной спиральной диффузии  $\eta_T^\alpha \approx -\tau_2 \alpha^2$  был способен полностью скомпенсировать величину обычной турбулентной диффузии  $\eta_T \approx (1/3)\tau_1 u^2$  и даже привести к отрицательной суммарной диффузии  $\eta_T^*$  (т.е., чтобы выполнялось условие  $\eta_T + \eta_T^\alpha \leq 0$ ). Расчеты дают следующую оценку по порядку величины:  $\tau_2 \geq 3\tau_1$  (или же  $\tau_2 \geq 3T$ , поскольку в нижней части СКЗ  $\tau_1 \approx T$ , см. Табл. 1). Поэтому для установления решающей роли мелкомасштабного  $\alpha^2$ -эффекта в самоорганизации солнечного магнетизма необходимы поиски в солнечных недрах устойчивых спиральных структур, время существования которых в два-три раза превышает период вращения Солнца.

**Выводы.** Таким образом, выполненные нами расчеты с использованием турбулентных параметров двух моделей СКЗ показали, что в глубоких слоях (где число Кориолиса  $\omega = 2\tau_1\Omega$  значительно больше единицы) конвективные ячейки могут закручиваться на достаточно большие углы, необходимые для весомого отрицательного вклада спиральной турбулентности в суммарную турбулентную диффузию магнитного поля. Поэтому мелкомасштабный  $\alpha^2$ -эффект вблизи дна СКЗ способствует созданию благоприятных условий для возбуждения отрицательной спиральной турбулентной магнитной диффузии. В предположении, что время существования спиральных структур  $\tau_2$  совпадает по величине со временем жизни конвективных ячеек  $\tau_1$ , рассчитанные значения коэффициента спиральной турбулентной диффузии  $\eta_T^\alpha$  достигают здесь одной трети величины коэффициента положительной турбулентной диффузии  $\eta_T$ . Согласно идеологии о важной роли негативной турбулентной диффузии в самоорганизации замагниченной плазмы это должно в заметной степени содействовать концентрации изначально слабых непрерывных магнитных полей в тонкие изолированные МСТ. Для прогресса в исследуемой проблеме важны экспериментальные гелиосейсмологические поиски в солнечных глубинах устойчивых долгоживущих спиральных структур.

**Список використаних джерел:**

1. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости// ЖЭТФ. – 1956. – 31. – С.154-156.
2. Зимин В.Д., Фрик П.Г. Турбулентная конвекция. – М.: Наука. – 1988. – 174 с.
3. Козак Л.В., Костык Р.И., Черемных О.К. Два режима турбулентности на Солнце// Кинематика и физика небес. тел. – 2013. – 29, №2. – С.22-29.
4. Криводубский В.Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы// Солн. данные. – 1982. – №7. – С.99-109.
5. Прист Э.Р. Солнечная электродинамика. – М.: Мир. – 1985. – 592 с.
6. Рабинович М.И., Сушик М.М. Когерентные структуры в турбулентных течениях// Нелинейные волны: Самоорганизация. – М.: Наука. – 1983. С.56-85.
7. Haken H. Advanced Synergetics. – Berlin – Heidelberg – New York – Tokyo: Springer-Verlag. –1983. – 356 p.
8. Getling A.V., Buchnev A.A. Some structural features of the convective-velocity field in the solar photosphere// Astronomy Reports. – 2010. – 54. – P.254-259.
9. Gibson E.G. The Quiet Sun. – Washington: Scientific and Technical Information Office, NASA. – 1973.
10. Frisch U., Pouquet A., Lemat I., Mazure A. Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence// Journ. Fluid Mech. – 1975 – 68. – P.769-778.
11. Kraichnan R.H. Helical turbulence and absolute equilibrium// J. Fluid Mech. – 1973. – 59. – P. 745-752.
12. Kraichnan R.H. Diffusion of weak magnetic fields by isotropic turbulence // J. Fluid Mech. – 1976a. – 75. – P. 657-676.
13. Kraichnan R.H. Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence// J. Fluid Mech. – 1976b. – 77. – P. 753-774.
14. Krause F., Rädler K.-H. Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory// Berlin: Akademie-Verlag. – 1980.
15. Krivodubskii V.N. Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2012. – 28, No.5. – P.232-238.
16. November L.J., Toomre J., Gebbie K.V., Simon G.W. The detection of mesogranulation on the Sun//Astrophys. J. – 1981. – 245L. – P.L123-L126.
17. Parker E.N. Cosmic Magnetic Fields. – Oxford: Oxford University Press. – 1979.
18. Simon G.W., Leighton R.B. Velocity fields in the solar atmosphere. III. Large-scale motions, the chromospheric network, and magnetic fields //Astrophys. J. – 1964. – 140. – P.1120-1147.
19. Spruit H. //A convection zone model/Magnetic flux tubes and transport of heat in the convection zone of the Sun. Thesis. – Utrecht: Univ. Utrecht. – 1977. – P.17-34.
20. Starr V.P. Physics of Negative Viscosity Phenomena. – Toronto London Sydney: McGraw-Hill Book Company. – 1968.
21. Stix M. The Sun. 2<sup>nd</sup> edition. Berlin: Springer-Verlag. – 2002.
22. Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D. Magnetic Fields in Astrophysics. – New York: Gordon and Breach. – 1983.

Надійшла до редколегії 09.12.13

V. Krivodubskij, Dr. Phys. and Math. Sciences.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ПРО САМООРГАНІЗАЦІЮ МАГНІТНИХ ПОЛІВ В СОНЯЧНІЙ ТУРБУЛЕНТНІЙ ПЛАЗМІ

*Проаналізовано роль негативної турбулентної дифузії в утворенні дискретних магнітних полів у сонячній конвективній зоні (СКЗ). Підкреслено, що спіральні рухи під обертається конвективної турбулентності сприяють виникненню зворотного каскаду перенесення енергії від дрібномасштабних до великомасштабних пульсацій (дрібномасштабний  $\alpha^2$  – ефект Крайчнана). Останній ефект викликає зменшення сумарного коефіцієнта турбулентної магнітної дифузії. При спеціально підібраних характеристиках спіральності це може призвести до негативної сумарної турбулентної дифузії, яка викликає "стягання" однорідного магнітного поля в ізольовані структури. Проведені нами розрахунки для двох моделей СКЗ показали, що в глибинних шарах існують сприятливі умови для порушення ефекту спіральної негативної турбулентної дифузії. Це повинно значною мірою сприяти самоорганізації спочатку слабких безперервних магнітних полів в тонкі ізольовані магнітні силові трубки.*

*Ключові слова: магнітні поля, сонячна конвективна зона.*

V. Krivodubskij, Dr. Phys. and Math. Sciences.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### ON THE SELF- ORGANIZATION OF MAGNETIC FIELDS IN THE SOLAR TURBULENT PLASMA

*The role of negative turbulent diffusion in the formation of discrete magnetic fields in the solar convection zone (SCZ) was studied. It was emphasized that the helical motions in the rotating convective turbulence contribute to the emergence of the inverse cascade of energy transfer from small-scale to large-scale pulsations (small-scale  $\alpha^2$ -effect by Kraichnan). The latter effect causes a decrease in the total coefficient of turbulent magnetic diffusion. With specially fitted characteristics of the helicity it can lead to negative total turbulent diffusion, which causes a "contraction" of the uniform magnetic field in the isolated structure. Our calculations for the two models of the SCZ showed that that in the deep layers, there are favorable conditions for the emergence of helical negative turbulent diffusion effect. This would greatly facilitate the self-organization of the initially weak continuous magnetic fields in the thin isolated magnetic flux tubes.*

*Key words: magnetic fields, the Solar convection zone.*

УДК 523.982

В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук, проф., В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## ПРОГНОЗ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ У 24-МУ ЦИКЛІ З ВРАХУВАННЯМ НЕМОНОТОННОСТІ ЙОГО ФАЗИ РОСТУ

*Розвиток активності у 24-му циклі виявляє його суттєву особливість – немонотонність фази росту, яка зустрічається лише в 1/3 вивчених циклів. Для прогнозу максимального числа плям у цьому циклі застосовано модифікований метод Вальдмайера, який пов'язує висоту максимуму циклу з швидкістю наростання активності на фазі росту. Якщо цим методом співставити цикл № 24 з попередніми подібними циклами (№№ 1, 5, 6, 9, 12, 15 і 16), то можна зробити висновок, що цей цикл буде слабким, з максимальним числом плям  $W_{\max}(24) = 73 \pm 10$  у 2014–2015 рр, найімовірніше – у першій половині 2014 р. Поточний цикл є аномальним у тому відношенні, що на різних ділянках кривої фази росту він проявляє себе то як слабкий, то як середній цикл.*

*Ключові слова: сонячна активність, метод Вальдмайера.*

**Вступ.** Поточний цикл сонячної активності № 24, очевидно, увійде в історію як аномальний цикл. За майже 5 років його розвитку він нагадував то слабкий, то середній по потужності цикл, що ілюструється нижче такими його особливостями.

Як вже відмічалось авторами в статтях [1,2], цей цикл розпочався у грудні 2008 р. з досить "низького старту" – при згладженому числі Вольфа у мінімумі біля 2 одиниць, що у 4–6 разів менше, ніж у попередніх трьох циклах №№ 21–23 (<http://www.solen.info/solar/>). За перші 20 місяців розвитку циклу активність не перевищувала 20 одиниць, що обіцяло досить слабкий цикл. Однак починаючи з 24-го місяця циклу, загальна картина розвитку активності помітно змінилась: кількість плям почала швидко збільшуватись і такий ріст активності продовжувався до 32-го місяця. Після цього активність зростала повільніше і досягла максимуму близько 67 одиниць на 38-му місяці циклу (у березні 2012 р.). Після цього число плям дещо зменшилось і надалі впродовж 43–52 місяців циклу майже не змінювалось, перебуваючи в межах 58–60 одиниць.

В роботах [1,2] було показано, що якщо виходити з найбільш крутої ділянки росту активності в попередніх циклах, яка, в середньому, відповідає проміжку часу між 20 і 32 місяцями циклу, то прогнозоване згладжене число плям в максимумі циклу № 24 має бути 105–120 одиниць. Виходячи саме з максимальної середньорічної швидкості зростання активності на фазі росту циклу, Наговіцин і Кулешова [3] зробили у 2012 р. висновок, що  $W_{\max}(24) = 104 \pm 12$ , що чудово узгоджується з прогнозом авторів в роботі [2] ( $W_{\max}(24) = 105 \pm 11$ ), опублікованим також у 2012 р.

Незважаючи на це, є вагомий підстави вважати, що ці прогнози не справдяться і що дійсна активність в максимумі циклу буде значно меншою – як у слабких циклів. Розглянемо це детальніше.

**Спостережені дані та їх аналіз.** Для наведеного нижче аналізу було використано дані про згладжені числа Вольфа, вміщені на вказаному вище сайті. Оскільки поточний цикл №24 має істотно відмінні швидкості наростання активності на різних ділянках його кривої росту, була взята за основу робоча гіпотеза, що цей цикл подібний до попередніх семи циклів (№№ 1, 5, 6, 9, 12, 15 і 16), які умовно можна назвати "іррегулярними", тобто такими, в яких наростання активності від мінімуму до максимуму є нерегулярним, немонотонним. Звичайно, тут є певна умовність: адже кількість плям на Сонці постійно змінюється і якщо брати щоденні числа Вольфа, то в середньому щомісяця маємо 1–2 максимуми і стільки ж мінімумів внаслідок 27-денних (пов'язаних з обертанням Сонця навколо осі) варіацій активності. Певні зміни активності з мінімумами і максимумами можуть бути і при щомісячному усередненні даних. У цьому відношенні, згладжене числа плям, коли усереднюються дані за цілий рік (точніше, за 13 місяців – у проміжку  $\pm 6$  місяців відносно даного місяця) вже усереднюють коливання активності настільки добре, що для 2/3 циклів маємо гладеньку (монотонну) криву росту від мінімуму до максимуму, але для 1/3 циклів – все-таки немонотонну, коли спостерігаються один або два локальних максимуми перед глобальним максимумом всього циклу. Тобто, це випадок, коли похідна від активності по часу,  $dW/dt$ , два або більше разів змінює свій знак.

Щоб належним чином згладити всі коливання активності і з'ясувати усереднену тенденцію, швидкість росту активності оцінювалась по величині згладженого числа плям на 52-му місяці циклу, яке позначене нижче через  $W_{52}$ . Для всіх семи нерегулярних циклів були розглянуті діагностичні залежності, подані на рис. 1 і 2.

Виявилось, що якщо для цих циклів співставити  $W_{52}$  і  $W_{\max}$ , то маємо досить тісну (коефіцієнт кореляції  $r = 0.96$ ) і близьку до лінійної залежність (Рис. 1), рівняння регресії якої є таким

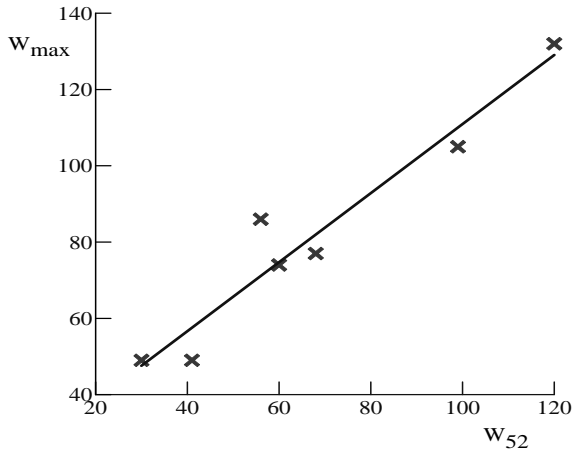
$$W_{\max} = 20.4 + 0.90 W_{52}. \quad (1)$$

Менш тісна залежність ( $r = -0.63$ ) отримується для цих циклів між  $W_{52}$  і  $T_{\max} - T_{52}$ , де останній параметр – проміжок в часі між максимумом циклу і 52-м його місяцем (Рис. 2). Відповідне рівняння регресії:

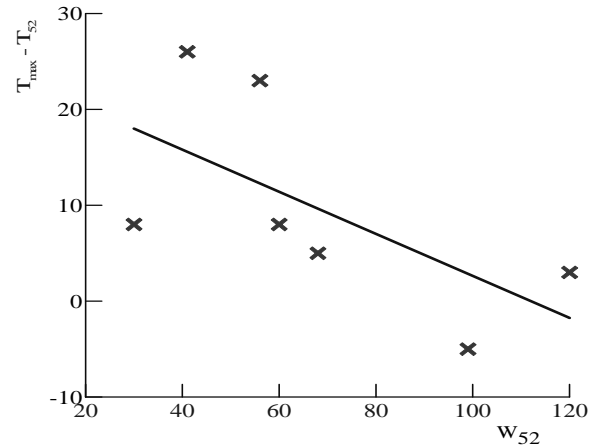
$$T_{\max} - T_{52} = 24.6 - 0.22 W_{52}. \quad (2)$$

Оскільки для поточного циклу величина  $W_{52} = 58$ , то згідно (1) і (2) маємо  $W_{\max}(24) = 72.9$ , а  $T_{\max} - T_{52} = 11.9$ , що відповідає квітню 2014 р. З врахуванням статистичної похибки методу,  $W_{\max}(24) = 73 \pm 10$ , а момент максимуму  $T_{\max}(24) = 2014.3 \pm 0.8$ . Тобто, максимум поточного циклу очікується у 2014–2015 рр., найімовірніше – у першій половині 2014 р.

Таким чином, поточний цикл повинен мати повторний максимум, який по висоті, найімовірніше, буде вищим, ніж перший, що був на 38-му місяці циклу (67 одиниць). Хоча тут, враховуючи ймовірні похибки методу, не можна вилучити й того, що цей другий максимум буде таким же або й трохи нижчим, ніж перший.



**Рис. 1.** Статистичний зв'язок між числом плям у максимумі циклу,  $W_{\max}$ , і кількістю плям на 52-му місяці циклу, позначеною через  $W_{52}$ . Наведена залежність побудована для циклів №№ 1, 5, 6, 9, 12, 15 і 16, які мають немонотонну криву росту



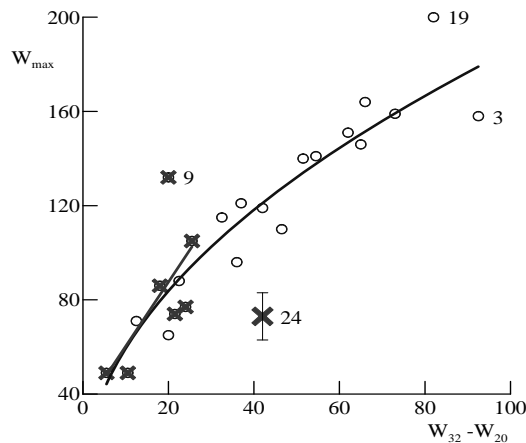
**Рис. 2.** Емпірична залежність між згладженим числом плям на 52-му місяці циклу,  $W_{52}$ , і проміжком часу (у місяцях) від моменту максимуму  $T_{\max}$  до 52-го місяця циклу. Ці дані стосуються також "іррегулярних" циклів

**Висновки та їх обговорення.** Основний висновок з наведеного вище аналізу полягає в тому, що поточний цикл № 24, високоюмовірно, буде слабким циклом, схожим на цикл № 12 ( $W_{\max} = 74$ ), який мав максимум у 1883 р. Близьким по максимальній активності був і цикл № 16 ( $W_{\max} = 77$ ), що мав максимум у 1928 р. За останні 110 років ще більш слабким був лише цикл № 14 ( $W_{\max} = 65$ ), максимум якого – у 1906 р. Зауважимо, що подібні прогнози циклу № 24 зроблені раніше в роботах [4–8].

Враховуючи, що максимальні активності останніх трьох циклів (№№ 22, 23 і 24) будуть тоді 159, 121 і близько 73, відповідно, маємо явне свідчення поступового зниження активності у віковому циклі.

Є, однак, цікавим і актуальним таке питання: а чи не можна було уникнути помилкових прогнозів, опублікованих, зокрема, в роботах [1, 2], по якихось додаткових критеріях з'ясувавши, що цикл № 24 має бути саме "іррегулярним"? Яке взагалі місце 24-го циклу серед інших подібних циклів?

Відповідь на ці питання дещо прояснює Рис. 3, на якому співставлені величини  $W_{\max}$  на залежності від  $W_{32} - W_{20}$ , тобто приросту активності між 32-м і 20-м місяцями циклу, яка розглядалася раніше в роботах [1,2]. Дані для всіх 23 попередніх циклів показані кружечками, а для семи циклів з немонотонною кривою росту – хрестиками.



**Рис. 3.** Емпірична залежність між згладженим числом плям у максимумі  $W_{\max}$ , і приростом активності між 20-м і 32-м місяцями,  $W_{32} - W_{20}$ . Кружечки і проведена по них плавна крива – дані для всіх циклів згідно [1], косі хрестики і пряма – тільки цикли з немонотонною змінами на фазі росту.

Цифрами 3, 9, 19 і 24 показані дані для відповідних сонячних циклів, які найбільше відхиляються від усереднюючої залежності на графіку

Видно, що дані для всіх семи попередніх "іррегулярних" циклів апроксимуються лінійною залежністю, яка досить добре стикується з плавною кривою для всіх циклів (регулярних+іррегулярних) на початку осі абсцис. Враховуючи, що більшість "іррегулярних" циклів є слабкими (виняток – цикл № 9), можна зробити висновок, що само по собі доозначення типу "це цикл регулярний" або "це цикл іррегулярний" ще нічого не дає для уточнення прогнозу. Адже саме серед "іррегулярних" циклів спостерігається найбільший розкид значень навколо лінії регресії! Дійсно, якщо прогноз  $W_{\max}(24) = 73 \pm 14$  справдиться, то матимемо значення на рис. 3, яке так само сильно відхилятиметься від усереднюючої залежності, як і цикл №9. Тоді для циклів №№ 9 і 24 буде відхилення від усереднюючої кривої приблизно по 45 одиниць, тоді як для регулярних циклів ці відхилення менші – найбільші відхилення тут мають цикли №№ 19 і 3, але у них ці відхилення становлять 30 і 20 одиниць. А по-друге, серед "іррегулярних" циклів частка "аномальних" циклів (які найбільше відхиляються від лінії регресії) складе 2/8, тобто 25%, тоді як серед регулярних циклів частка "аномальних" (подібних до циклів №№ 3 і 19) складе лише 2/16, тобто вдвічі менша!

Тобто, навіть доозначивши, що досліджуваний цикл є "іррегулярний" і використовуючи методику робіт [1,2], з ймовірністю близько 25% можна сильно помилитись в прогнозі  $W_{\max}$  – приблизно на 45 одиниць. І навпаки, якщо виникає певність, що даний цикл звичайний, тобто з монотонною кривою росту, то, по-перше, ймовірність суттєвої похибки вдвічі менша, і крім того, сама похибка прогнозу має бути також приблизно в 2 рази менша і не перевищувати 30 одиниць. Однак в переважній більшості випадків (20/24  $\approx$  83%) методика робіт [1, 2] повинна давати відносно невеликі похибки прогнозу, які не перевищують 10–15 одиниць.

#### Список використаних джерел:

1. Лоцицкий В., Ефименко В. Развитие солнечной активности у 24-му циклу: сценарий 15-го цикла ? // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2012. – Вип. 49. – С. 47–50.
2. Лоцицкий В.Г., Ефименко В.М. Развитие солнечной активности в 24-м цикле: сценарий среднего цикла ? // Известия Крым. Астрофиз. Обсерватории. – 2012. – Т. 108, № 1. – С. 312–316.
3. Наговицын Ю.А., Кулешова А.И. Соотношение Вальдмайера и ранняя диагностика величины максимума текущего цикла солнечной активности // Астрон. ж.-л. – 2012. – Т. 89, № 10. – С. 883–887.
4. Aguirre L.A., Letellier C., Maguet J. Forecasting the time series of sunspot numbers // Solar Phys. – 2008. – V. 249, No. 1. – P. 103–120.
5. Badalyan O.G., Obridko V.N., Sykora J. Brightness of the coronal green line and prediction for activity cycles 23 and 24 // Solar Phys. – 2001. – Vol. 199, N 2. – P. 421–435.
6. Kilcik A., Anderson C.N.K., Rozelot J.P. et al., Non-linear prediction of solar cycle 24 // The Astrophys. Journ. – 2009. – V. 693, No. 2. – P. 1173–1177.
7. Kitiashvili I., Kosovichev A.G. Application of data assimilation method for predicting solar cycles // The Astrophys. Journ. – 2008. – V. 688, No. 1. – P. L49–L52.
8. Svalgaard L., Cliver E.W., Kamide Y. Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? // Geophys. Res. Lett. – 2005. – Vol. 32. – L01104.

Надійшла до редколегії 03.12.13

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук, проф., В. Ефименко, канд. физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНОЇ АКТИВНОСТІ В 24-М ЦИКЛІ С УЧЕТОМ НЕМОНОТОННОСТІ ЕГО ФАЗИ РОСТА

*Развитие активности в 24-м цикле обнаружило его существенную особенность – немонотонность фазы роста, которая встречается только в 1/3 изученных циклов. Для прогноза максимального числа пятен в этом цикле применен модифицированный метод Вальдмайера, который связывает высоту максимума цикла со скоростью нарастания активности на фазе роста. Если этим методом сопоставить цикл № 24 с предыдущими подобными циклами (№ № 1, 5, 6, 9, 12, 15 и 16), то можно сделать вывод, что этот цикл будет слабым, с максимальным числом пятен  $W_{\max}(24) = 73 \pm 10$  в 2014-2015 гг, вероятнее всего – в первой половине 2014 г. Текущий цикл является аномальным в этом отношении, что на разных участках кривой фазы роста он проявлял себя то как слабый, то как средний цикл.*

*Ключевые слова: солнечная активность, метод Вальдмайера.*

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

### FORECASTING OF SOLAR ACTIVITY IN 24<sup>TH</sup> CYCLE TAKING INTO ACCOUNT ITS NON-MONOTONOUS GROWN PHASE

*Development of solar activity in 24<sup>th</sup> cycle has specific peculiarity – non-monotonous increasing of solar activity on grown phase which occurs for 1/3 number of all cycles. The modification of Waldmayer's method was applied for forecasting 24<sup>th</sup> cycle which bases on a connection between maximum sunspot number and speed of increasing of activity on grown phase of cycle. If we compare 24<sup>th</sup> cycle with previous similar cycles Nos. 1, 5, 6, 9, 12, 15 s 16), one can conclude that this cycle will be weak, with maximum sunspot number  $W_{\max}(24) = 73 \pm 10$  in 2014–2015, most likely – in first half of 2014. Current cycle could be considered as anomalous because on different times of grown phase it gives manifestations of both weak and middle cycle.*

*Key words: Solar activity, Waldmeier method.*

УДК 523.985

О. Молочко, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ РІЗНИМИ МЕТОДАМИ НА РІВНІ ФОТОСФЕРИ ПРОТЯГОМ СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ

*В роботі наведено результати визначення напруженості магнітного поля у фотосферній частині спалаху 18 липня 2000 року через 9 хвилин після максимальної фази спалаху. На основі методу аналізу бісекторів  $I \pm V$  профілів Стокса знайдено, що в області спалаху поздовжнє усереднене магнітне поле, виміряне за шести фотосферними лініями, знаходиться в межах 200 – 700 Гс. Напруженість магнітного поля, розрахована за тими ж одночасно шести фотосферними лініями методом інверсії за допомогою програмного комплексу SIR, змінювалась від 3200 Гс в нижній до декількох сот гаус у верхній фотосфері в магнітній компоненті. Така відмінність в отриманих значеннях напруженості магнітного поля вказує на різні межі застосування даних двох методів і можливості визначення за ними магнітного поля для різних структур.*

*Ключові слова: магнітні поля, сонячний спалах.*

**Вступ.** Сонячні спалахи є потужними вибухоподібними процесами в атмосфері Сонця, пов'язані з наявністю сильних складних магнітних полів. Питання про дослідження сонячних спалахів на фотосферному рівні зумовлене тим, що ще не так давно ставилась під сумнів можливість розповсюдження спалахів у щільні фотосферні шари. Спектральні дослідження сонячних спалахів ґрунтувались переважно на аналізі хромосферних і корональних емісійних ліній. Але сучасні спектрополариметричні спостереження спалахів та активних областей з високим просторово-часовим розділенням дали можливість отримати достовірні дані про вихід магнітного потоку з фотосферних шарів на початку спалаху та поширення спалахового збурення у фотосферні шари на стадії затухання спалаху.



На сьогодні, коли збільшуються можливості для спостережень, та удосконалюються методи дослідження сонячної атмосфери Сонця, аналіз та інтерпретація спостережуваних спектрополяриметричних даних у спалахах та активних областях набувають все більшого значення, оскільки з профілів магніточутливих спектральних ліній можна отримати достатньо інформації для відтворення термодинамічних умов у фотосфері та просторової структури і динаміки магнітного поля. Та, незважаючи на багаторічні вивчення спалахів, інформація про магнітні поля в області сонячних спалахів на сучасному етапі є не досить повною. Необхідні нові спектрополяриметричні дослідження із застосуванням сучасних методів аналізу даних.

В основі сучасних методів аналізу спектрополяриметричних даних є процес моделювання фізичних умов у сонячних спалахах з використанням напівемпіричного підходу. Вхідним матеріалом є профілі спектральних ліній, отримані зі спостережень. Профілі Стокса  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  та  $V$  спектральних ліній на протязі спалаху змінюються. Це свідчить про зміни термодинамічних параметрів та магнітного поля з часом в області спалаху. Перші моделі спалаху на фотосферному та хромосферному рівні розробили Мачадо та Лінські [11] в 1975 році. У роботі використано спектри чотирьох спалахів потужністю від 1N до 3B, для яких було побудовано напівемпіричні моделі в інтервалі середня фотосфера – хромосфера – перехідний шар. При цьому було використано профілі H і K іонізованого кальцію, які утворюються у хромосфері. Фотосферна частина моделі була побудована на припущенні про повний перерозподіл за частотами в крилах H і K, розширених внаслідок згасання випромінювання. Але вплив магнітного поля ігнорувався. Електронна густина визначалася з умови ЛТР іонізації металів, а розрахунок іонізації водню виконувався з урахуванням невиконання ЛТР. Хромосферна модель розраховувалася по програмі PANDORA для трьохрівневого з континуумом атома водню та п'ятирівневого з континуумом іону кальцію. Згідно отриманим моделям, у хромосферній частині спалаху відмічався значний зсув області температурного мінімуму вниз. Хромосферне випромінювання спалахів формується у шарі з електронною концентрацією  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а перевищення температури над значеннями в моделі спокійного Сонця доходить до  $\sim 2500 \text{ K}$ . Таким чином, вже перші модельні розрахунки показали, що у спалахах збурення проникає глибше і тому важливо досліджувати також і фотосферні шари спалаху.

Моделі спалахів на фотосферному рівні були також представлені Абраменко та ін. [4], Лозицьким та ін. [9], Алікаєвою та Кондрашовою [5], Черногор та Кондрашовою [6]. Основним результатом цих досліджень була присутність у моделях одного або декількох шарів з підвищеною або зниженою відносно моделі незбуреної фотосфери температурою. Отримано було різні розподіли температури в залежності від балу спалаху та його фази. У роботі Абраменко та ін. [4] при розрахунках була прийнята модель магнітної трубки, в якій напруженість магнітного поля змінювалась від 1500 Гс в нижній фотосфері до 500 Гс у верхній. Абраменко та Барановський з'ясували, що напруженість поздовжнього магнітного поля збільшувалася з глибиною у фотосфері від 0 до 3500 Гс. У роботі Курочки та ін. [1] було отримано, що у спалаху напруженість поздовжнього магнітного поля мала неоднорідний розподіл з висотою з градієнтом 3 Гс/км та досягала максимального значення 2000 Гс у верхній фотосфері.

Таким чином, не тільки хромосфера, але і фотосфера – важливий шар сонячної атмосфери з точки зору енергетики та процесів, що в ній відбуваються, складова частина спалаху.

Таблиця 1. Вибрані спектральні лінії

Елемент	$\lambda$ , Å	$EPL$ , eВ	$g_{\text{eff}}$	$H_{\text{W}}$ , км
FeI	5576.1	3.43	0	
FeI	6302.51	3.67	2.49	264
FeI	6301.51	3.64	1.67	286
FeI	5250.65	2.19	1.5	330
FeI	5250.21	0.12	3.00	324
FeI	5247.1	0.09	2.0	328
CrI	5247.6	0.96	2.5	308

**Матеріал дослідження.** В даній роботі досліджується момент часу спалаху через 9 хвилин після його максимуму. Спалах 18 липня 2000 року балу 2N/M2 почався в активній області NOAA 9077 о  $4^{\text{h}}58^{\text{m}}$  UT, досяг фази максимуму о  $5^{\text{h}}05^{\text{m}}30^{\text{s}}$  UT та закінчився о  $6^{\text{h}}38^{\text{m}}$  UT. Координати спалаху N18W57. На ешелюному спектрографі ГСТ АО КНУ Лозицьким В.Г. було отримано зеєман-спектрограми спалаху в ортогональних кругових поляризаціях, що дозволяють аналізувати комбінацію профілів Стокса  $I$  та  $V$ . Для дослідження магнітного поля у фотосферній частині спалаху використано спектрограму для моменту часу спалаху  $5^{\text{h}}14^{\text{m}}$  UT (через 9 хвилин після максимуму спалаху). Було використані профілі фраунгоферових ліній Fe I 5247.1 Å, Cr I 5247.6 Å, Fe I 5250.2 Å, Fe I 5250.6 Å, Fe I 6301.5 Å, Fe I 6302.5 Å та Fe I 5576 Å, параметри яких було взято з монографії Гуртовенка та Костика [3]. Параметри ліній наведено в таблиці 1.

Для отримання профілів лінії перед щілиною спектрографа встановлюється пластинка  $\lambda/4$ , яка перетворює кругову поляризацію на лінійну, та призма-розщеплювач, яка розводить світло протилежних лінійних поляризацій у напрямку, перпендикулярному до напрямку дисперсії. Таким чином ми одночасно отримуємо два спектри: в один проходить половина неполяризованого та поляризоване світло одного напрямку кругової поляризації, а в інший – ще одна половина неполяризованого та поляризоване світло протилежного напрямку кругової поляризації. При обробці виконувалось розділення комбінації профілів Стокса  $I \pm V$  на окремі профілі  $I$  та  $V$ , враховувався інструментальний контур спектрографа телескопа.

**Методи дослідження.** В даній роботі для обчислення магнітного поля використаємо два методи: інверсний та метод аналізу бісекторів  $I \pm V$  профілів Стокса спектральних ліній. Інверсний метод, який лежить в основі обчислень за допомогою програмного комплексу SIR (Stokes Inversion based on Response functions) [12], дає можливість отримати двохкомпонентні моделі фотосфери (магнітна складова і немагнітне оточення), основані на спостережених профілях Стокса. Програмний комплекс SIR розроблено для синтезу та інверсії спектральних ліній, що формуються в присутності магнітного поля. Код враховує зеєманівську поляризацію світла та працює з усіма чотирьома профі-

лями Стокса  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  та  $V$ . SIR було розроблено для розрахунку термодинамічних умов та магнітного поля у припущенні локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР).

Основою інверсного методу була стаття Ланді дель Іннотенті [8]. В ній пропонувалось розглядати рівняння переносу в магніточутливій лінії. Інверсія спостережених даних з використанням нелінійного алгоритму найменших квадратів передбачає мінімізацію цільової функції  $\chi^2$ , яка є сумою квадрата різниці між спостереженими та синтетичними даними:

$$\chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^M \left[ I_k^{obs}(\lambda_i) - I_k^{syn}(\lambda_i) \right]^2, \quad (1)$$

де  $k = (1, \dots, 4)$  – число профілів Стокса,  $i = (1, \dots, M)$  – кількість точок по довжині хвилі в лінії,  $\nu$  – число ступенів свободи, тобто різниця між числом спостережених та вільних параметрів моделі, "obs" та "syn" відносяться до спостережених та синтетичних даних відповідно. Інверсний метод оснований на функціях відгуку  $R(x_j, \tau)$ , які є реакцією спостережених профілів Стокса  $I(\tau)$  до змін даного фізичного параметру  $x_j$  в моделі атмосфери на даній оптичній глибині  $\tau$ .

$$\delta I(\tau) = R(x_j, \tau) \delta x_j(\tau) \Delta \tau, \quad (2)$$

де  $R(x_j, \tau)$  – функція відгуку.

Розв'язок рівняння переносу відбувається наступним чином. Для деякої моделі атмосфери без магнітного поля підбираються фізичні параметри  $x$  так, щоб найкраще відтворити профілі Стокса. Отримується розв'язок рівнянь переносу випромінювання (без магнітного поля), щоб отримати населеності рівнів, які відповідають радіативному полю в атмосфері. Далі розраховуються функції вкладу та профілі Стокса з урахуванням магнітного поля, порівнюються профілі Стокса зі спостереженими, визначаються 1-й і 2-й порядок її відхилення. Визначаються  $\delta x$  для кожного фізичного параметру, створюється нова модель атмосфери з урахуванням отриманих відхилень параметрів. Далі процес ітерацій по кожному параметру продовжується до повного узгодження спостережених та розрахованих профілів. Якщо профілі слабо залежать від даного фізичного параметра, то цей параметр буде мати великі похибки, особливо на кінцях проміжку по оптичній глибині, по якій ведеться розрахунок. Тому його роблять фіксованим. Для інших параметрів, до яких профілі чутливі, визначаються  $\delta x_j(\tau)$ , що і дає можливість отримати малі зміни фізичних параметрів атмосфери.

Метод аналізу бісекторів  $\pm V$  профілів Стокса ліній застосовується для вимірювання поздовжньої компоненти магнітного поля, коли  $\Delta \lambda_H \ll \Delta \lambda_{1/2}$ , тобто коли величина зєсманівського розщеплення значно менша за півширину лінії.

Бісектором профілю називається серединна його лінія, проведена так, щоб її кожна точка була рівновіддалена (у напрямі, паралельному осі абсцис) як від короткохвильового так і від довгохвильового крила лінії. Форма бісектора несе важливу інформацію про термодинамічні умови та магнітне поле в області формування спектральної лінії. Зокрема, бісектори профілів  $I+V$  та  $I-V$  при однорідному полі мають бути взаємно паралельними, якщо магнітне розщеплення  $\Delta \lambda_H \ll \Delta \lambda_{1/2}$ .

Метод аналізу бісекторів  $\pm V$  профілів ліній застосовували у своїх роботах Лозицький [2] та Лозицький і Штауде [10] для вимірювання величини магнітного поля за фотосферними лініями у потужних спалахах.

**Результати вимірювань та їх обговорення.** Використовуючи інверсний метод за допомогою програмного комплексу SIR, було розраховано модель фотосферної частини одного с моментів спалаху. Модель спалаху складалася з двох компонент: магнітної компоненти та немагнітного оточення. В якості вхідної моделі у розрахунках було прийнято Гарвардсько-Смітсоніанську модель спокійної фотосфери HSRA [7]. Макротурбулентні швидкості та фактор заповнення (частина площі, яку займає магнітна компонента) вважалися сталими з глибиною. Початкова величина макротурбулентної швидкості була рівною 1.5 км/с, початкове значення напруженості магнітного поля – 1000 Гс. В результаті розрахунків отримано висотні розподіли температури, напруженості магнітного поля, а також променевої швидкості в магнітній компоненті. Розподіли термодинамічних параметрів в моделях немагнітної компоненти виявились близькими до HSRA. З наших обчислень випливає, що  $V$  профілі чутливі не тільки до магнітного поля, але й до температури, і до поля швидкостей. Тому розрахований  $V$  профіль буде результатом їх комбінації.

На рис. 1. наведено залежність величини магнітного поля від висоти в магнітній компоненті моделі у фотосферній частині спалаху 18 липня 2000 року.

Магнітне поле в сильній компоненті змінювалося від 3200 Гс в нижній фотосфері до декількох сот гаус у верхній. Від'ємний вертикальний градієнт магнітного поля складав 7.8 Гс/км. Фактор заповнення дорівнював 36%.

Результати вимірювання магнітного поля за вищенаведеними фраунгоферовими лініями методом бісекторів  $\pm V$  профілів Стокса ліній представлено на рис. 2.

Зауважимо, що для розрахунку магнітного поля методом аналізу бісекторів  $\pm V$  профілів Стокса ліній висоти формування використаних спектральних ліній було взято з монографії Гуртовенка та Костика [3]. Дані висоти формування ліній розраховувалися для спокійної фотосфери. І тому розраховане нами магнітне поле може бути зсунуте по висоті у фотосфері, оскільки досліджується спалах, фізичні умови в області якого відрізняються від фізичних умов спокійної фотосфери. Тим не менше, величина магнітного поля на рис. 1 значно вища, ніж на рис. 2., а для деяких ліній – навіть на порядок. Причина в тому, що на рис.1 представлено розподіл магнітного поля з висотою в магнітній трубці, яка займала деяку частину від загальної спостережуваної області. На рис. 2 – усереднене поздовжнє магнітне поле по всій спостережуваній ділянці, в яку входили і магнітні компоненти, і немагнітне оточення, і цілком природно, що величина напруженості магнітного поля на рис. 2 має бути меншою.

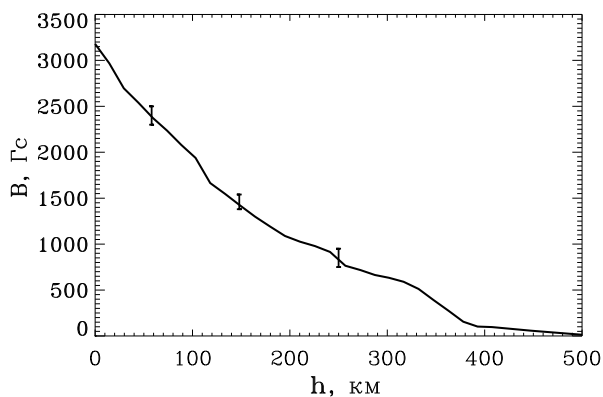


Рис. 1. Залежність величини магнітного поля від висоти в магнітній компоненті моделі для моменту часу 5<sup>h</sup>14<sup>m</sup> UT спалаху 18 липня 2000 року. Вертикальними лініями вказано похибки розрахунків

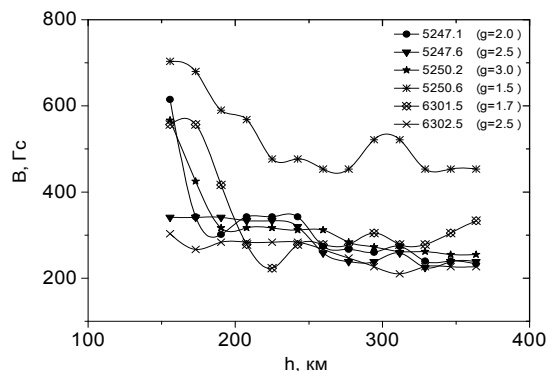


Рис. 2. Залежність магнітного поля, виміряного за різними лініями, від висоти у фотосфері для моменту часу 5<sup>h</sup>14<sup>m</sup> UT спалаху 18 липня 2000 року

**Висновки.** Проведені розрахунки двома різними методами величини магнітного поля за фотосферними лініями під час сонячного спалаху 18 липня 2000 року показали значну розбіжність у величинах напруженості магнітного поля. Це свідчить про те, що два різні методи: метод інверсії та метод аналізу бісекторів  $\pm V$  профілів Стокса спектральних ліній використовуються для різних цілей. За допомогою інверсного методу, з використанням програмного комплексу SIR, можна визначити розподіл магнітного поля з висотою у магнітній компоненті, яка займає певну площу спостережуваної ділянки. Спектральним методом аналізу бісекторів профілів Стокса  $\pm V$  ліній визначається усереднене поздовжнє магнітне поле по всій спостережуваній ділянці. Тому порівнювати величини магнітного поля, виміряні даними двома методами не зовсім коректно, оскільки в результаті ми маємо величини магнітних полів у різних об'єктах.

#### Список використаних джерел:

1. Курочка Е.В., Лоцицкий В.Г., Осыка О.Б. Временные изменения физических условий в фотосферных слоях солнечной вспышки // Кинематика и физика небес. тел. – 2008. – Т. 24, № 4. – С. 308–320.
2. Лоцицкий В.Г. Магнитные поля и профили линий FeI в большой солнечной вспышке 28 октября 2003 г. // Письма в Астрон. журнал. – 2009. – Т. 35, № 2. – С. 154–160.
3. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. Гуртовенко Э.А., Костик Р.И. – К.: Наук. думка, 1989. – 200 с.
4. Alikaeva K.V., Kondrashova N.N. Semi-empirical dynamic photospheric models of bright solar flare // Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, IAU Symposium, Edited by Alexander V. Stepanov, Elena E. Benevolenskaya, and Alexander G. Kosovichev. – Cambridge, UK: Cambridge University Press. – 2004. – V. 223. – P. 225–226.
5. Chornogor S.N., Kondrashova N.N. Physical State of the Photosphere at the Onset Phase of a Two-Ribbon Solar Flare // Solar Phys. – 2008. – Vol. 250, Issue 2. – P. 303–314.
6. Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W., Cuny Y. The Harvard-Smithsonian reference atmosphere // Solar Phys. – 1971. – Vol. 18, Issue 3. – P. 347–365.
7. Landi Degl'Innocenti E., Landi Degl'Innocenti M. Response function for magnetic lines // Astron. and Astrophys. – 1977. – Vol. 56. – P. 111–115.
8. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., et. al. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Phys. – 2000. – Vol. 191, No 1. – P.171–183.
9. Lozitsky V.G., Staude J. Observational evidences for multi-component magnetic field structure in solar flares // Journal of Astrophys. and Astron.–2009. – Vol. 29, Issue 3-4. – P. 387–404.
10. Machado M.E., Linsky J.L. Flare model chromospheres and photospheres // Solar Phys. – 1975. – V. 42. – P. 395–420.
11. Ruiz Cobo B., Iniesta del Toro J.C. Inversion of Stokes profiles // Astrophys. J. – 1992. – Vol. 398. – P. 375–385.
12. Abramenko V.I., E.A. Baranovsky. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines // Solar Physics. – 2004. – V. 220, №1. – P. 81–91.

Надійшла до редколегії 03.12.13

О. Молочко, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ НА УРОВНЕ ФОТОСФЕРЫ НА ПРОТЯЖЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

В работе приведены результаты определения напряженности магнитного поля в фотосферной части вспышки 18 июля 2000 через 9 минут после максимальной фазы вспышки. На основе метода анализа бисекторов  $\pm V$  профилей Стокса найдено, что в области вспышки продольное усредненное магнитное поле, измеренное по шести фотосферным линиям, находится в пределах 200 – 700 Гс. Напряженность магнитного поля, рассчитанная по тем же одновременно шести фотосферным линиям методом инверсии с помощью программного комплекса SIR, изменялась от 3200 Гс в нижней до нескольких сот гаусс в верхней фотосфере в магнитной компоненте. Такое различие в полученных значениях напряженности магнитного поля указывает на различные границы применения данных двух методов и возможности определения по ним магнитного поля для различных структур.

Ключевые слова: магнитные поля, солнечная вспышка.

O. Molochko, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### DEFINITION OF MAGNETIC FIELD BY DIFFERENT METHODS ON THE PHOTOSPHERIC LEVEL DURING SOLAR FLARE

This paper presents the results of determination of the magnetic field on the photospheric level during the flare of July 18, 2000 after 9 minutes after the maximum phase of the flare. The averaged longitudinal magnetic field was 200 – 700 G using six photospheric lines by the method of analyzing of bisectors  $\pm V$  of Stokes profiles. The magnetic field measured by inversion method using the SIR code with the six photospheric lines simultaneously, was in range from 3200 G at the low photosphere to a few hundred G in the upper photosphere in the magnetic flux tube. This difference in the obtained values of the magnetic field points to the different limits of application of these two methods and the possibility of determination of magnetic field for the different structures using them.

Key words: magnetic fields, Solar flare.

УДК 523.98

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

## ХАРАКТЕРИСТИКИ 24-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ, ОТРИМАНІ ІЗ ТРИВАЛОСТІ 23-ГО ЦИКЛУ

*Досліджено кореляційні зв'язки між тривалістю сонячного циклу і амплітудою у мінімумі та максимумі і тривалістю фази росту активності наступного циклу. Отримано, що між указаними параметрами є статистично значима кореляція з помірним коефіцієнтом кореляції (-0.558, -0.624 і 0.572 відповідно). Знайдено лінійні залежності між параметрами, що дозволяє за відомою тривалістю 23-го циклу отримати прогнозовані значення для 24-го циклу. Прогнозована амплітуда 24-го циклу становить  $78 \pm 10$ , а тривалість фази росту циклу –  $5.15 \pm 4.10$  р.*

*Ключові слова: сонячна активність, цикл.*

**Вступ.** Загальновідомо, що сонячна активність змінюється з періодом близько 11 років. Сонячні цикли суттєво різняться своєю амплітудою і тривалістю. Зміни сонячної активності викликають зміни в міжпланетному та навколоземному просторі, які, у свою чергу, певним чином впливають на функціонування космічних та наземних технологічних систем, на життєдіяльність живих організмів на Землі, на клімат. Тому важливо знати наперед, коли і яким буде максимум активності.

Вченими запропоновано багато методів прогнозування сонячної активності, що базуються на взаємозв'язках різних явищ на Сонці і в міжпланетному просторі, на фізичних закономірностях, на аналізі періодичностей у спостережених явищах і спектральному аналізі, на комп'ютерному моделюванні числових рядів і процесів активності [2, 3, 6–8]. Більшість методів дають лише прогноз активності у максимумі циклу. На даний час опубліковано вже біля сотні прогнозів максимуму активності 24-го циклу. Вони розкидані у широкому діапазоні значень – від 42 [1] до 190 [4]. Найбільша підбірка прогнозів амплітуди 24-го циклу сонячної активності міститься у недавній роботі Песнела [5], який зібрав і проаналізував 75 прогнозів.

У даній роботі буде проаналізовано залежність амплітуди та тривалості фази росту активності сонячного циклу від тривалості попереднього циклу та зроблено прогноз характеристик 24-го циклу, виходячи із тривалості попереднього 23-го циклу.

**Дані та їх аналіз.** Для аналізу були взяті місячні згладжені значення міжнародного відносного числа сонячних плям (числа Вольфа), розташовані на сайті Королівської обсерваторії Бельгії (<http://sidc.oma.be/html/sunspot.html>). Для кожного сонячного циклу були знайдені епохи мінімуму ( $T_{\min}$ ) та максимуму ( $T_{\max}$ ) циклу, відповідні амплітуди у мінімумі ( $R_{\min}$ ) та максимумі ( $R_{\max}$ ), тривалості фази росту ( $T_{\text{rise}}$ ) та фази спаду ( $T_{\text{fall}}$ ) циклу і сумарні тривалості циклів ( $T_{\text{cycle}}$ ). Тривалість циклу визначалася як часовий проміжок між мінімумами на початку і в кінці циклу; очевидно, що  $T_{\text{cycle}} = T_{\text{rise}} + T_{\text{fall}}$ .

Надалі були досліджені кореляційні зв'язки між тривалістю сонячного циклу (від 0-го до 22-го циклу) і такими характеристиками наступного циклу (від 1-го до 23-го), як рівень сонячної активності у мінімумі та максимумі і тривалість фази росту циклу.

**Результати та обговорення.** На рис. 1 показано залежність амплітуди у мінімумі циклу від тривалості попереднього сонячного циклу. Бачимо, що в середньому чим довшим є попередній сонячний цикл, тим меншим є рівень активності у мінімумі наступного циклу. Пряма лінія на рисунку відповідає лінійній залежності між вказаними параметрами і може бути описана рівнянням

$$R_{\min}(n+1) = 25.70 (\pm 6.41) - 1.796 (\pm 0.583) \times T_{\text{cycle}}(n),$$

де в дужках наведені  $\pm 1 \sigma$  значення для відповідних числових коефіцієнтів. Штрихові лінії показують 95% довірчі інтервали для залежного параметра ( $R_{\min}$ ). Бачимо, що лише одне значення, яке характеризує 21-й цикл сонячної активності, виходить за межі 95% довірчого інтервалу.

Коефіцієнт кореляції Пірсона між параметрами  $T_{\text{cycle}}(n)$  і  $R_{\min}(n+1)$  становить  $r = -0.558$  із ймовірністю  $P$  помилкової кореляції  $0.005 < P < 0.01$ . Ранговий коефіцієнт кореляції Спірмена  $r_s$  між цими ж параметрами має близьке значення і становить  $r_s = -0.582$  ( $P = 0.0060$ ). Кореляція є помірною і статистично значимою.

Тривалість попереднього сонячного циклу також анти-корелює із амплітудою наступного циклу (чим тривалішим є попередній цикл, тим нижчим буде наступний цикл). Коефіцієнти кореляції Пірсона і Спірмена між параметрами  $T_{\text{cycle}}(n)$  і  $R_{\max}(n+1)$  становлять  $r = -0.642$  ( $0.001 < P < 0.002$ ) і  $r_s = -0.582$  ( $P = 0.0036$ ) відповідно. У лінійному наближенні залежність між параметрами описується рівнянням

$$R_{\max}(n+1) = 348.89 (\pm 64.43) - 21.479 (\pm 5.863) \times T_{\text{cycle}}(n),$$

а сама ця залежність показана на рис. 2, де штрихові лінії показують 95% довірчі інтервали для параметра  $R_{\max}$ . Тут уже два значення (для 19-го і 21-го циклів) виходять за межі 95% довірчого інтервалу.

Значима позитивна кореляція спостерігається між тривалістю попереднього сонячного циклу  $T_{\text{cycle}}(n)$  і тривалістю фази росту наступного циклу  $T_{\text{rise}}(n+1)$ . Коефіцієнти кореляції Пірсона і Спірмена становлять відповідно  $r = 0.572$  ( $0.002 < P < 0.005$ ) і  $r_s = 0.458$  ( $P = 0.0282$ ). Залежність між параметрами показана на рис. 3. Тут пряма лінія відповідає лінійній апроксимації спостережених даних і описується рівнянням

$$T_{\text{rise}}(n+1) = -1.85 (\pm 1.91) + 0.557 (\pm 0.174) \times T_{\text{cycle}}(n),$$

а штрихові лінії показують 95% довірчий інтервал для  $T_{\text{rise}}$ . За межі вказаного довірчого інтервалу виходить лише одне значення, що відповідає першому циклу сонячної активності.

Перейдемо тепер до прогнозу характеристик 24-го циклу. Тривалість 23-го циклу становить 12.59 року. Підставивши це значення у відповідні рівняння, отримуємо прогнозовані амплітуди у мінімумі і максимумі 24-го циклу і тривалість фази росту активності у 24-му циклі. Прогнозовані значення становлять:  $R_{\min}(24) = 3.1 \pm 1.0$ ,  $R_{\max}(24) = 78 \pm 10$  і  $T_{\text{rise}}(24) = 5.15 \pm 4.10$  року. Спостережене значення числа Вольфа у мінімумі 24-го циклу становить 1.8, що непогано узгоджується із прогнозованим значенням.

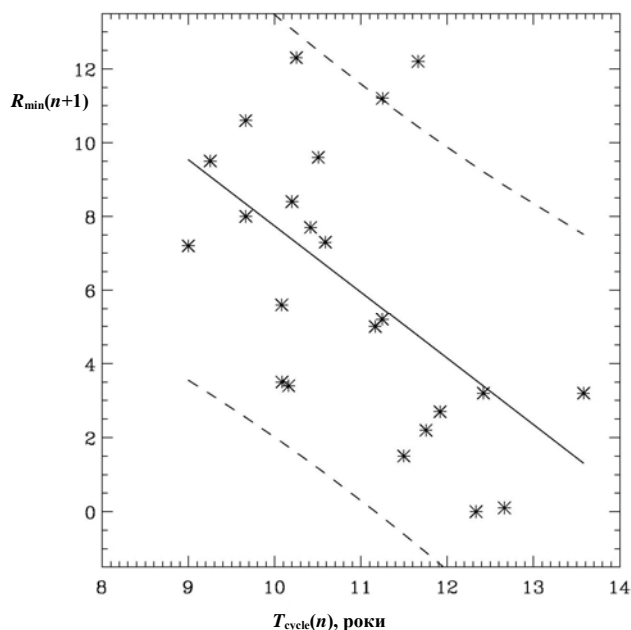


Рис. 1. Залежність числа Вольфа в мінімумі циклу  $R_{\min}(n+1)$  від тривалості попереднього циклу  $T_{\text{cycle}}(n)$ . Пряма лінія відповідає лінійній залежності між параметрами, штрихові лінії – 95% довірчі інтервали для  $R_{\min}$ .

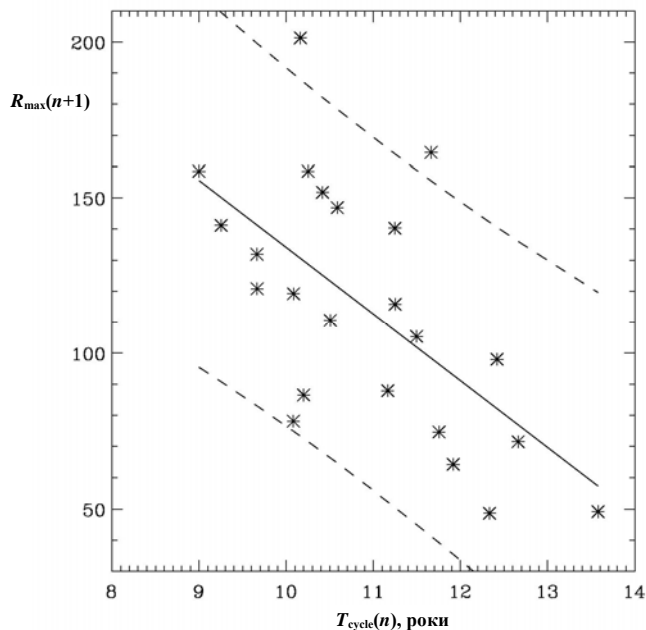


Рис. 2. Залежність числа Вольфа в максимумі циклу  $R_{\max}(n+1)$  від тривалості попереднього циклу  $T_{\text{cycle}}(n)$ . Пряма лінія відображає лінійну залежність між параметрами, штрихові лінії – 95% довірчі інтервали для  $R_{\max}$ .

Отримане прогнозоване значення амплітуди 24-го сонячного циклу вказує на те, що 24-й цикл буде майже на третину слабшим від попереднього 23-го циклу. Прогнозована тривалість фази росту активності у 24-му циклі є більшою від середньої тривалості  $T_{\text{rise}}$ , яка для циклів 1–23 становить 4.23 р., і вказує на те, що максимум активності у 24-му циклі настане на початку 2014 року. Враховуючи даний прогноз і те, що за наявними на сьогодні даними (див., наприклад, <http://sidc.oma.be/html/wolfjmmms.html>) перший максимум числа Вольфа у 24-му циклі сонячної активності був на початку 2012 р., потім активність понизилася, а зараз вона знову пішла вгору, можемо прийти до висновку, що другий максимум активності у 24-му циклі буде вищим за перший.

**Висновки.** У результаті дослідження кореляційних зв'язків між тривалістю сонячного циклу і такими характеристиками наступного циклу як амплітуда у мінімумі та максимумі і тривалість фази росту активності циклу отримано, що між указаними параметрами є помірна статистично значима кореляція. Отримані лінійні залежності дозволяють за відомою тривалістю 23-го циклу отримати прогнозовані значення  $R_{\min}$ ,  $R_{\max}$  і  $T_{\text{rise}}$  для 24-го циклу. Прогнозована амплітуда і тривалість фази росту 24-го циклу становлять  $78 \pm 10$  і  $5.15 \pm 4.10$  р. відповідно.

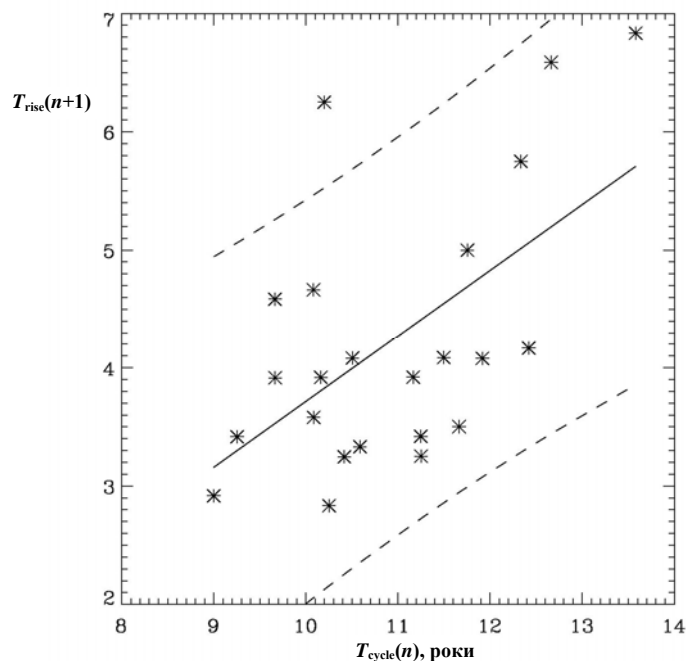


Рис. 3. Залежність тривалості фази росту циклу  $T_{\text{rise}}(n+1)$  від тривалості попереднього циклу  $T_{\text{cycle}}(n)$ . Пряма лінія відображає лінійну залежність між параметрами, штрихові лінії – 95% довірчі інтервали для  $T_{\text{rise}}$ .

**Список використаних джерел:**

1. Cliverd M. A., Clarke E., Ulich T., Rishbeth H., Jarvis M. J. Predicting solar cycle 24 and beyond // Space weather. – 2006. – Vol. 4. – S09005.
2. Hathaway D. H. Solar cycle forecasting // Space Sci. Rev. – 2009. – Vol. 144, N 1–4. – P. 401–412.
3. Kane R. P. Solar cycle predictions based on extrapolation of spectral components: An update // Solar Phys. – 2007. – Vol. 246, N 2. – P. 487–493.
4. Li K.-J., Gao P.-X., Su T.-W. Estimating the size and timing of the maximum amplitude of solar cycle 24 // Chin. J. Astron. Astrophys. – 2005. – Vol. 5, N 5. – P. 539–545.
5. Pesnell W. D. Solar cycle predictions (Invited review) // Solar Phys. – 2012. – Vol. 281, N 1. – P. 507–532.
6. Petrovay K. Solar cycle prediction // Living Rev. Solar Phys. – 2010. – Vol. 7, N 6. – 59 p.
7. Thompson R. J. A technique for predicting the amplitude of the solar cycle // Solar Phys. – 1993. – Vol. 148, N 2. – P. 383–388.
8. Wang Y. M., Sheeley N. R. Understanding the geomagnetic precursor of the solar cycle // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 694, N 1. – P. L11–L15.

Надійшла до редколегії 08.04.13

М. Пишкало, канд. физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ХАРАКТЕРИСТИКИ 24-ГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЇ АКТИВНОСТІ, ПОЛУЧЕННІ З ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТІ 23-ГО ЦИКЛА

*Исследованы корреляционные связи между продолжительностью солнечного цикла и амплитудой в минимуме и максимуме, а также, продолжительностью фазы роста активности следующего цикла. Получено, что между указанными параметрами являются статистически значимая корреляция с умеренным коэффициентом корреляции (-0.558, -0.624 и 0.572 соответственно). Найдены линейные зависимости между параметрами, что позволяет с известной продолжительностью 23-го цикла получить прогнозируемые значения для 24-го цикла. Прогнозируемая амплитуда 24-го цикла составляет  $78 \pm 10$ , а продолжительность фазы роста цикла –  $5.15 \pm 4.10$  г.*

*Ключевые слова:* солнечная активность, цикл.

M. Pishkalo, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### CHARACTERISTICS OF SOLAR CYCLE 24 BASED ON DURATION OF SOLAR CYCLE 23

*Correlation relations between duration of solar cycle and amplitudes at minimum and maximum and duration of ascending phase in the next solar cycle were studied. Moderate statistically significant correlation with correlation coefficient of -0.558, -0.624 and 0.572 respectively was found between the parameters. Linear equations connecting the parameters allow to predict amplitude and duration of the ascending phase in solar cycle 24. Predicted amplitude and duration of ascending branch in solar cycle 24 are found to be of  $78 \pm 10$  and  $5.15 \pm 4.10$  years.*

*Key words:* Solar activity, cycle.

УДК 521.852

В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук, М. Буромський, пров. інж., В. Мазур, інж.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ТЕЛЕВІЗІЙНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОКРИТЬ ЗІР МІСЯЦЕМ У 2012-2013 РР.

*Приводиться опис телевізійних спостережень покрить подвійних і одинарних зір Місяцем у 2012-2013 рр. На основі аналізу фотометричних кривих покрить зроблені уточнення деяких параметрів подвійних зір та відкриті нові подвійні.*

*Ключові слова:* Місяць, покриття зір.

**Вступ.** В астрономічній обсерваторії Київського університету спостереження покрить зір Місяцем були розпочаті проф. С.Д.Чорним у 1923 р. Але довгий час такі спостереження виконувалися візуальним методом. В 2003 році було апробовано нову телевізійну систему "Спалах" [1,2] для спостереження покрить зір. В процесі спостережень проводилася також модернізація телевізійної системи, яка дозволила покращити її характеристики.

У 2012–2013 гг., проводилася модернізація телескопа АЗТ-14 (D=48см, F=216см), на якому отримано основний масив спостережень покрить. Для кращої роботи телевізійної системи "Спалах" з даним телескопом був виготовлений модуль кріплення та фокусування відеокамери у прямому фокусі [3]. Головна увага була приділена зменшенню розсіяного світла. Для цього було прибрано додаткове дзеркало, яке використовувалося в системі Ньютона, і була встановлена додаткова діафрагма. Дослідження показали, що в при такій переробці телескоп дає можливість спостерігати покриття зір на 0.5-1<sup>m</sup> слабше, ніж це було до модернізації. На відеозапису темний край Місяця став чітко помітний навіть при малій висоті Місяця над горизонтом і при спостереженнях через легкий серпанок. Результати спостережень та обробки деяких цікавих явищ приведені в даній статті.

**Спостереження та відеозапис.** Програмний комплекс "Спалах" забезпечує точність абсолютної прив'язки часової шкали телевізійних кадрів до 20 мс. В процесі спостережень використовується програма Videocar, яка записує в окремий протокол системний час кожного кадру. Інша програма, яка працює в фоновому режимі, записує протокол поправок сигналів точного часу GPS і системного часу комп'ютера.

Для опрацювання спостережень використовується програма Occultdark, яка дає можливість отримати час запису явища та фотометричну криву поблизу моменту покриття / відкриття зорі Місяцем. Паралельно з фотометричною кривою покриття можна передивлятися відеозапис у збільшеному вигляді в покадровому режимі, а також використовувати декілька чисельних фільтрів, які дозволяють точно визначити момент покриття навіть для слабких зір. Використання фотометричної кривої покриття дає також можливість знаходити різні ефекти, зокрема подвійність зорі. Результати обробки спостережень зберігаються в електронній базі даних. За 2012-2013 рр. всього було отримано більше ніж 300 спостережень явищ покрить / відкриттів зір. На жаль частина спостережень була отримана із порівняно великими помилками у часі через проблеми з GPS приймачем. Після його заміни звичайна точність моментів часу була відновлена.

Найбільш цікавими є спостереження подвійних зір. Вони дозволяють визначити певні співвідношення між позиційним кутом та відстанню між компонентами. Іноді вдається таким чином відкрити подвійність зорі, про яку раніше

не було відомо. Чисельне моделювання умов спостережень покривтів тісних подвійних зір з реальними співвідношеннями сигнал/шум комплексу "Спалах" демонструють гарну ефективність телевізійного методу для знаходження тісних подвійних зір до межі розділення у 40 кутових мілісекунд[4].

**Результати опрацювання.** Нижче приводяться результати найбільш цікавих явищ телевізійних спостережень покривтів і відкриттів зір місяцем.

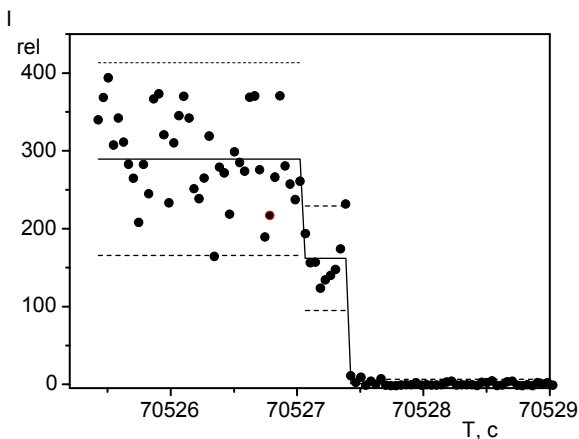
**Покриття зорі ZC 1527 28.05.2012 р.** Спостереження покривтя зорі ZC 1527 було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 28.05.2012р. Зоря ZC 1527 подвійна, за ефемеридами зоряні величини компонентів  $m_A=7.8$ ,  $m_B=7.7$ , відстань між компонентами  $\rho = 0,19''$ , позиційний кут радіус-вектора між компонентами  $P = 294.7^\circ$ . Умови спостережень: ясно, невеликий серпанок, темний край Місяця видно, фаза Місяця 50%, висота над горизонтом  $24^\circ$ , позиційний кут покривтя зорі  $196^\circ$ . Передобчислений момент покривтя Місяцем – 19:35:27 UTC. Фотометрична крива покривтя за телевізійними спостереженнями показана на рис. 1.

З фотометричної кривої отримано час між покривтями компонентів 0.36-0.40 с, що відповідає проекції відстані на напрямок руху Місяця 0.18-0.20". Більш детальний аналіз провести не можна, так як при такому куті покривтя ( $196^\circ$ ) на різницю моментів покривтів компонентів дуже істотно впливають нерівності місячного краю. Відношення яскравостей компонентів за нашими даними  $I_1 / I_2 = 0.78$ , де  $I_1$  – яскравість компоненти, яка покривалася першою. Це відповідає різниці зоряних величин  $\Delta m = m_A - m_B = 0.27$ .

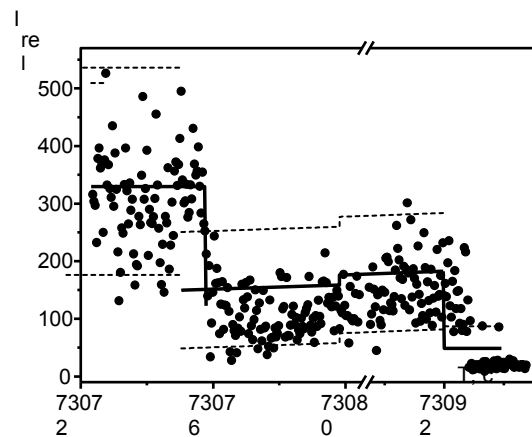
**Покриття зорі XZ 15687 28.05.2012 р.** Спостереження покривтя зорі XZ 15687 28.05.2012 р. було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 28.05.2012 р. Зоря XZ 15687 подвійна, за ефемеридами зоряні величини компонентів  $m_A=10.2$ ,  $m_B=10.4$ , відстань між компонентами  $\rho = 4,9''$ , позиційний кут радіус-вектора між компонентами  $P_{BA} = 244.1^\circ$ . Умови спостереження: ясно, фаза Місяця +50%, висота Місяця над горизонтом  $18^\circ$ , позиційний кут покривтя на лімбі Місяця  $252^\circ$ , покривтя темним краєм Місяця. Фотометрична крива покривтя за телевізійними спостереженнями показана на рис. 2.

З фотометричної кривої отримано час між покривтям компонентів 17.00-17.08 с, що відповідає проекції відстані на напрямок руху Місяця 8.50-8.54", тобто реальна відстань між компонентами треба збільшити майже вдвічі. Співвідношення яскравостей компонентів за нашими даними  $I_1 / I_2 = 2.07$ , що відповідає різниці зоряних величин  $\Delta m = m_A - m_B = 0.80$ .

**Покриття зорі XZ 89535 16.04.2013 р.** Спостереження покривтя зорі XZ 89535 (або TYC 1333-507-1,  $m=10.74$ ) було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 16.04.2013 р. Умови спостережень: ясно, темний край Місяця чітко видимий, фаза Місяця 34%, висота над горизонтом  $23^\circ$ , позиційний кут покривтя зорі  $156^\circ$ . Ефемеридний момент покривтя Місяцем – 19:53:15 UTC. З фотометричної кривої покривтя (рис. 3) виявилось, що зоря XZ 89535 подвійна. Була зафіксована сходинка, що є типовим для подвійних зір. Перше падіння відбулося о 19:53:41.40, друге – о 19:53:41.88. Часовий інтервал відповідає проекції відстані на напрямок руху Місяця – 0.24". Відношення яскравості компонент  $I_1/I_2 = 0.99 \pm 0.26$  ( $I_1$  – компонент, який покривався першим), або  $m_A \approx m_B \approx 11.5$ . Статистичний критерій (t-тест на рівність середніх значень інтенсивностей) показує нерівність величини сигналів з достовірністю  $>0.999$ , що свідчить про реальність подвійності зорі XZ 89535.



**Рис. 1.** Фотометрична крива покривтя зорі ZC 1527 28.05.2012 р. По осі абсцис – час в секундах з початку доби, по осі ординат – яскравість зорі у відносних одиницях. Суцільна лінія – наближення фотометричних відліків зорі ступінчастою функцією, крапки – відносна інтенсивність зорі на кожному кадрі, штрихова лінія – границі розкиду одного відліку від зорі в межах  $\pm 2.5 \sigma$  від середнього значення



**Рис. 2.** Фотометрична крива покривтя зорі ZC 1527 28.05.2012 р. По осі абсцис – час в секундах з початку доби, по осі ординат – яскравість зорі у відносних одиницях. Суцільна лінія – наближення фотометричних відліків зорі ступінчастою функцією, крапки – відносна інтенсивність зорі на кожному кадрі, штрихова лінія – границі розкиду одного відліку від зорі в межах  $\pm 2.5 \sigma$  від середнього значення. Оскільки час між моментами покривтів компонентів досить довгий, то помітна зміна яскравості другого компонента, яка апроксимована лінійною залежністю

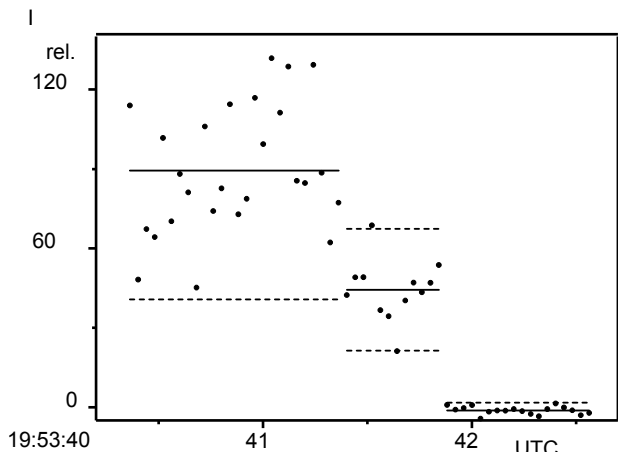


Рис. 3. Фотометрична крива покриття зорі XZ 89535 16.04.2013 р. По осі абсцис – час UTC, по осі ординат – яскравість зорі у відносних одиницях. Суцільна лінія – наближення фотометричних відліків зорі ступінчастою функцією, крапки – відносна спостережна інтенсивність зорі на кожному кадрі, штрихова лінія – границі розкиду одного відліку від зорі в межах  $\pm 2.5 \sigma$  від середнього значення

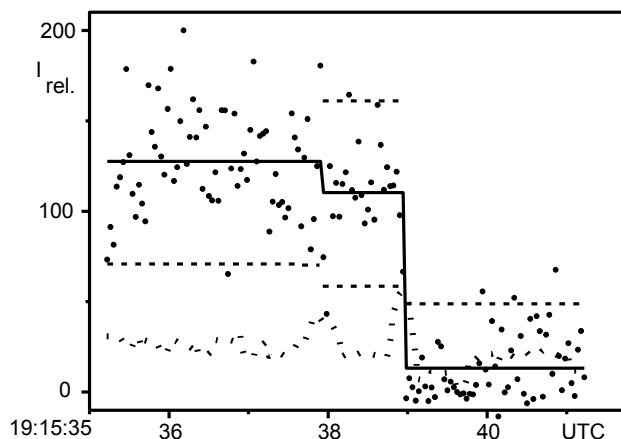


Рис. 4. Фотометрична крива покриття зорі XZ 89218 16.04.2013 р. По осі абсцис – час UTC, по осі ординат – яскравість зорі у відносних одиницях. Суцільна лінія – наближення фотометричних відліків зорі ступінчастою функцією, крапки – відносна спостережна інтенсивність зорі на кожному кадрі, штрихова лінія – границі розкиду одного відліку від зорі в межах  $\pm 2.5 \sigma$  від середнього значення, пунктирна лінія – шум сигналу, який призначений для пошуку стрибкоподібних змін

**Покриття зорі XZ 89218 16.04.2013 р.** Спостереження покриття зорі XZ 89218 (або TYC 1332-1087-1,  $m=10.0$ ) було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 16.04.2013 р. Умови спостережень: ясно, темний край Місяця чітко видимий, фаза Місяця 33%, висота над горизонтом  $29^\circ$ , позиційний кут покриття зорі  $162^\circ$ . Ефемеридний момент покриття Місяцем – 19:15:30 UTC.

При обробці фотометричної кривої (рис.4) була помічена нестандартна поведінка допоміжного критерію шуму сигналу. Цей критерій є значенням середньоквадратичного відхилення сигналу у вікні з певної кількості фотометричних відліків, яке центровано на поточний відлік від зорі. Графік цієї функції має характерний дзвоноподібний вигляд, який симетричний відносно точки, де відбувається стрибок сигналу. Цей критерій допомагає уточнити момент покриття у випадку слабого сигналу від зорі. В нашому випадку була відмічена подібна поведінка шуму перед основним переходом. Це дало можливість запідозрити подвійність зорі, хоча на око стрибка у яскравості зорі помітно не було.

Після цього був застосований статистичний критерій, аналогічно як у випадку з зорею XZ 89535. Статистичний критерій підтвердив нерівність величини сигналів з достовірністю  $>0.99$ . В результаті отримано моменти можливого покриття першого компонента 19:15:38:08 і покриття головного компонента 19:15:39:12. Це відповідає проекції відстані на напрямок руху Місяця –  $0.52''$ . Відношення яскравості компонентів  $I_1/I_2 = 0.18 \pm 0.10$  ( $I_1$  – компонент, який покривався першим), або  $m_A \approx 10.2$  і  $m_B \approx 11.9$ . Таким чином, з великою ймовірністю було зареєстровано покриття подвійної зорі з екстремально малим перепадом яскравості.

#### Висновки

1. В Астрономічній обсерваторії Київського університету продовжуються відеоспостереження покриття / відкриттів зір Місяцем, які були розпочаті у 2003 р.
2. Модернізація телескопа дозволила збільшити проникну здатність телевізійного комплексу "Спалах" та підвищила якість та точність даних, які отримуються за допомогою комплексу.
3. Аналіз фотометричних кривих дає можливість вивчення кінематики кратних зоряних систем.
4. Відкрита подвійність зорі XZ 89535 і визначені параметри компонентів подвійної системи.
5. Отримані спостереження, які можуть свідчити про подвійність зорі XZ 89218. Необхідні подальші спостереження для підтвердження цього факту.

#### Список використаних джерел:

1. V.V. Kleshchonok, M.I. Buromsky. Observations of stars occultations by the Moon with the "Spalakh" television system // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. – 2005. – №5. – P.405-408.
2. V.V. Kleshchonok. The "Spalakh" astronomical television system // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. – 2005. – №5. – P.409-412.
3. В.В. Клещонюк, Н.И. Буромский Киевская электронная база телевизионных наблюдений покрытий звезд Луной в 2003-2009 гг. // Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове. – 2009. – №219, Вып. 4. – С.147-154.
4. В.Клещонюк, В.Вербінська Телевізійні спостереження покриття місяцем тісних подвійних зір // Вісник Київського національного університету. Астрономія. – 2012. – Т. 48. – С. 50-54.

Надійшла до редколегії 12.11.13

В. Клещонюк, канд. физ.-мат. наук, М. Буромский, вед. инж., В. Мазур, инж.  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

#### ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ЗВЕЗД ЛУНОЙ В 2012-2013 ГГ.

Приводится описание телевизионных наблюдений покрытий двойных и одиночных звезд Луной в 2012-2013 гг. На основе анализа фотометрических кривых покрытий сделаны уточнения некоторых параметров двойных звезд и открыты новые двойные.  
Ключевые слова: Луна, покрытие звезд.

V. Kleshchonok, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, M. Buromsky, lead eng., V. Mazur, eng.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

#### TV OBSERVATIONS OF DOUBLE AND SINGLE STARS OCCULTATIONS BY THE MOON IN THE 2012-2013

Description of TV observations of double and single stars occultations by the Moon in the 2012-2013 years was give. Some improvement of the parameters of binary stars were obtain and new binaries were open on the basis on the analysis of the photometric curves of occultations.  
Key words: Moon, stars cover.



УДК 523.6, 615.851

Н. Коваленко, канд. фіз.-мат. наук,  
Р. Гулієв, наук. співроб. Шемахінської астрофізичної обсерваторії (Азербайджан),  
К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## ПРО НАХИЛИ ОРБІТ ДАМОКЛОЇДІВ В ХОДІ ДИНАМІЧНОЇ ЕВОЛЮЦІЇ

На сьогодні відомо 93 Дамоклоїди, деякі з цих астероїдів рухаються по ретроградних орбітах. Припускається, що Дамоклоїди є неактивними ядрами комет галлеївського типу. Було проведено моделювання орбітальної еволюції Дамоклоїдів на 1 млрд років в минуле та майбутнє, з використанням пакету інтегрування SWIFTER. Результати обговорюються.

**Ключові слова:** Дамоклоїди, орбітальна еволюція.

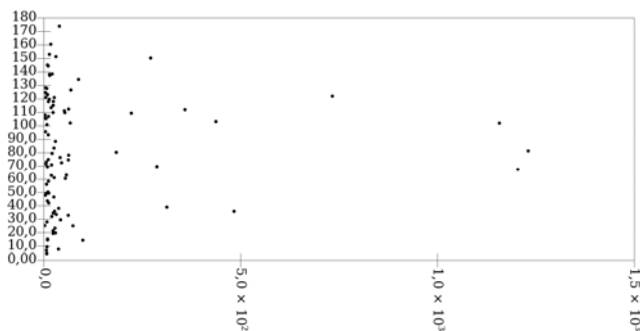
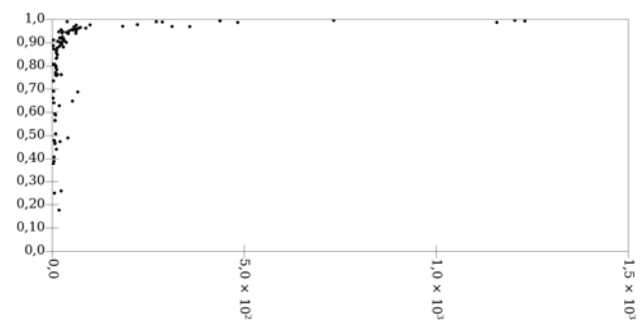
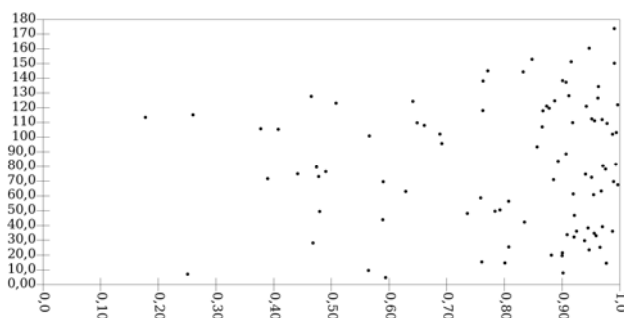
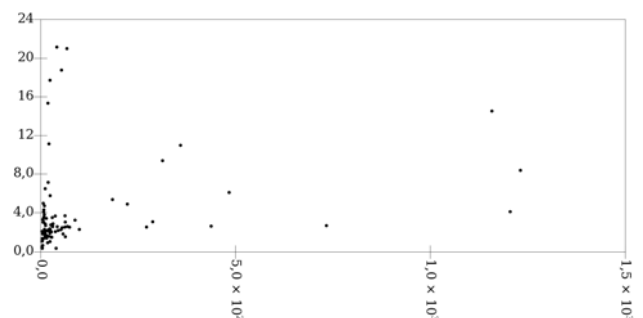
**Вступ.** Як відомо, періодичні комети в залежності від їх періоду обертання навколо Сонця відносяться до короткоперіодичних (менше 200 років) або довгоперіодичних (більше 200 років) [1]. Короткоперіодичні комети мають в основному малі нахили орбіт до екліптики (порядку  $10^\circ$ ) і період обертання порядку 10 років. Досить нетиповою для короткоперіодичних комет виглядає орбіта комети Галлея, оскільки вона нахилена до площини екліптики на  $162,5^\circ$  (тобто комета рухається по ретроградній орбіті). Інші комети, орбітальний період яких складає від 20 до 200 років, а нахили орбіти – від  $0^\circ$  до понад  $90^\circ$ , відносять до комет галлеївського типу (приблизно десята частка всіх короткоперіодичних комет).

Передбачається, що комети галлеївського типу першопочатково були довгоперіодичними кометами, орбіти яких змінилися під гравітаційним впливом планет-гігантів [1]. Якщо комета Галлея раніше була довгоперіодичною кометою, то вона, імовірно, походить з хмари Оорта – сфери з кометних ядер, що оточує Сонце на відстані 20000–50000 а. о. В той же час інші короткоперіодичні комети, як передбачається, приходять з поясу Койпера – плоского диску малих тіл на відстані 30-50 а.о. від Сонця.

Зв'язок короткоперіодичних комет з хмарою Оорта може бути представлений популяцією так званих Дамоклоїдів – астероїдів на сильно нахилених орбітах, деякі з яких рухаються по ретроградних орбітах. Дамоклоїди можна виділити з загальної маси малих тіл за двома критеріями – як астероїди, що мають параметр Тіссерана  $T_{\text{Юпитера}} \leq 2$  [2]. На сьогодні відомо 93 об'єкти групи Дамоклоїдів [3].

Вважається, що Дамоклоїди є ядрами комет типу Галлея, які зародилися в хмарі Оорта і втратили свої леткі речовини [2]. Ця гіпотеза може бути вірною тому, що у достатньо багатьох об'єктів, які вважалися Дамоклоїдами, згодом виявляли кому і причисляли до класу комет. Окрім того, орбіти більшості Дамоклоїдів сильно нахилені до площини екліптики (від  $6^\circ$  до  $175^\circ$ ), причому 52 з відомих на сьогодні 93-х Дамоклоїдів рухаються по ретроградних орбітах. Перше з таких тіл, виявлене в 1999 році, було назване Діоретса (20461) – "астероїд" навпаки.

На рисунках 1-4 представлено розподіл орбіт 93-х Дамоклоїдів за параметрами  $i(a)$ ,  $e(a)$ ,  $i(e)$ ,  $q(a)$ .

Рис.1. Розподіл орбіт Дамоклоїдів за  $i(a)$ Рис.2. Розподіл орбіт Дамоклоїдів за  $e(a)$ Рис.3. Розподіл орбіт Дамоклоїдів за  $i(e)$ Рис.4. Розподіл орбіт Дамоклоїдів за  $q(a)$ 

**Моделювання орбітальної еволюції Дамоклоїдів.** Питання походження комет досі лишається відкритим і актуальним, і потребує додаткового вивчення. Зокрема, шляхом моделювання орбітальної еволюції комет і популяцій, що можуть бути їх першоджерелами.

В даній роботі було поставлено задачу промоделювати орбітальну еволюцію відомих на сьогодні Дамоклоїдів на великих проміжках часу (1 млрд років) в майбутнє і в минуле, з метою оцінити динамічний час життя цієї популяції, а

також динамічний зв'язок Дамоклоїдів з гіпотетичною хмарою Оорта і кометами типу Галлея. В такому контексті особливий інтерес представляє орбітальна еволюція Дамоклоїдів за  $i$  (нахилом орбіт) – як довго можуть зберігатися великі нахили їх орбіт, чи могли Дамоклоїди прийти з хмари Оорта в минулому і повернутися до неї в майбутньому?

Інтегрування проводилось на 1 млрд років вперед і назад у часі від теперішньої епохи, з використанням інтегратора SWIFTER [4]. Цей програмний пакет включає 7 методик інтегрування. В даній роботі було використано інтегратор SyMBA (Symplectic Massive Body Algorithm). Він дозволяє враховувати тісні зближення модельних тестових частинок з планетами. Даний алгоритм описаний в [5, 6].

Інтегрування проводилось для 93-х тестових частинок з орбітами, аналогічними орбітам відомих на сьогодні Дамоклоїдів, з урахуванням Сонця, 8 великих планет і Плутона, і з кроком інтегрування 7,305 дб. Інтегрування руху частинки припинялося на відстані 5000 а.о. від Сонця.

Аналіз моделювання орбітальної еволюції Дамоклоїдів показав, що динамічний час життя даної популяції становить порядку  $10^6$ - $10^7$  років. Рисунки 5-8 демонструють швидкість, з якою частинки залишають або поповнюють популяцію Дамоклоїдів на інтервалах часу 1 млрд років і, більш детально, 10 млн років, при інтегруванні в майбутнє і в минуле.

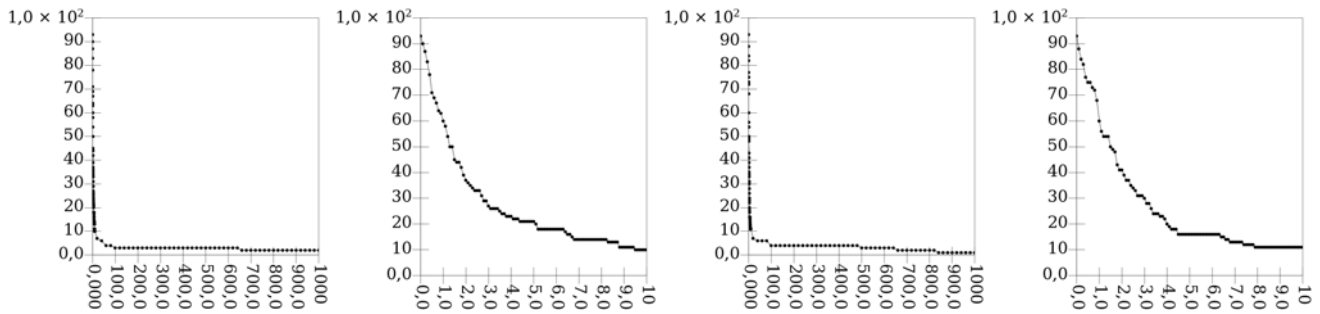


Рис. 5-8. Швидкість, з якою частинки залишають або поповнюють популяцію Дамоклоїдів на інтервалах часу 1 млрд років і 10 млн років, при інтегруванні в майбутнє (зліва) і в минуле (справа)

Рисунки 9-12 представляють залежність  $i$  (нахил орбіти) від  $a$  (великої півосі) 10 млн років тому назад і через 10 млн років. Наводяться мінімальні (рис. 9, 11) і максимальні (рис. 10, 12) значення  $i$ , котрих досягали орбіти частинок протягом інтегрування на 10 млн років в минуле (рис. 9, 10) і в майбутнє (рис. 11, 12).

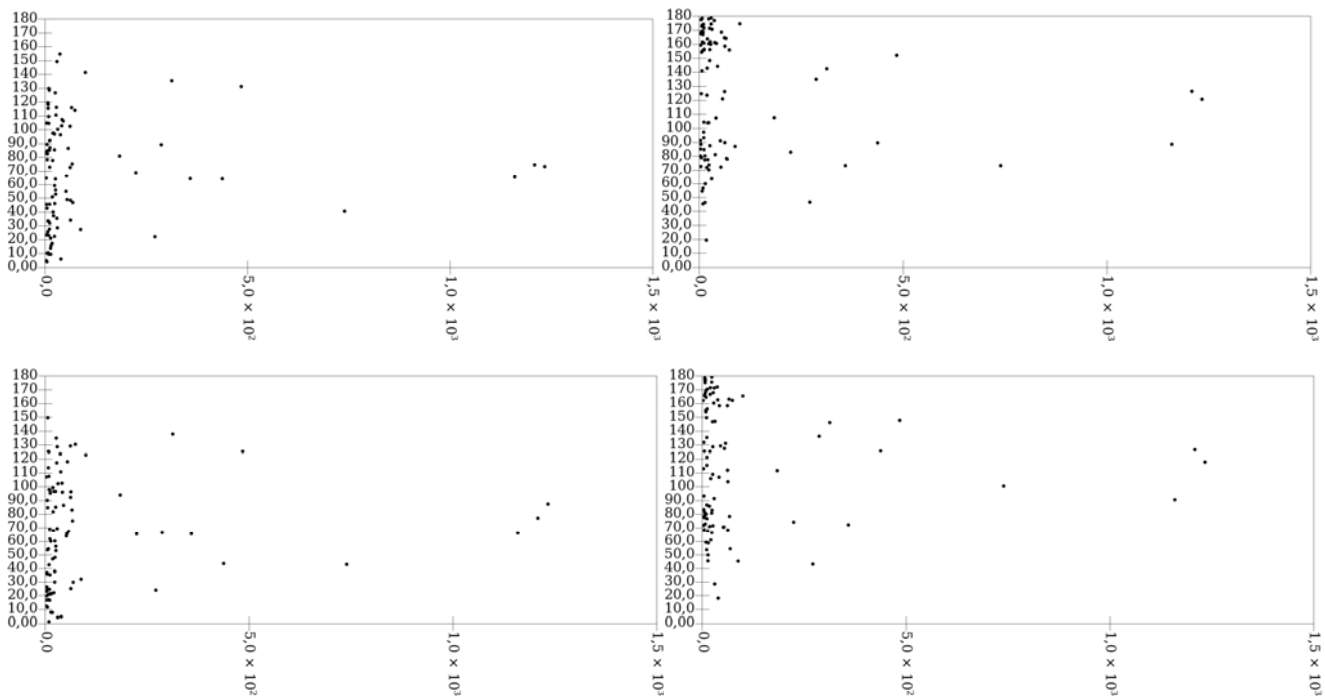


Рис. 9-12. Розподіли  $i$  (нахил орбіти) від  $a$  (велика піввісь) на 10 млн років в минуле і на 10 млн років в майбутнє. Наводяться мінімальні (рис. 9, 11) й максимальні (рис. 10, 12) значення, яких досягав нахил орбіт частинок  $i$  впродовж інтегрування в минуле (рис. 9-10) і в майбутнє (рис. 11-12)

Як видно з рисунків 9-12 та за результатами моделювання на 1 млрд років, великі нахили орбіт зберігалися впродовж всього часу інтегрування, як в минуле, так і в майбутнє, хоча й відрізнялися від сьогоднішнього значення в доволі широких межах.

На рисунку 13 наводиться характер змін нахилу орбіти для ретроградного Дамоклоїду Діоретса (20461).

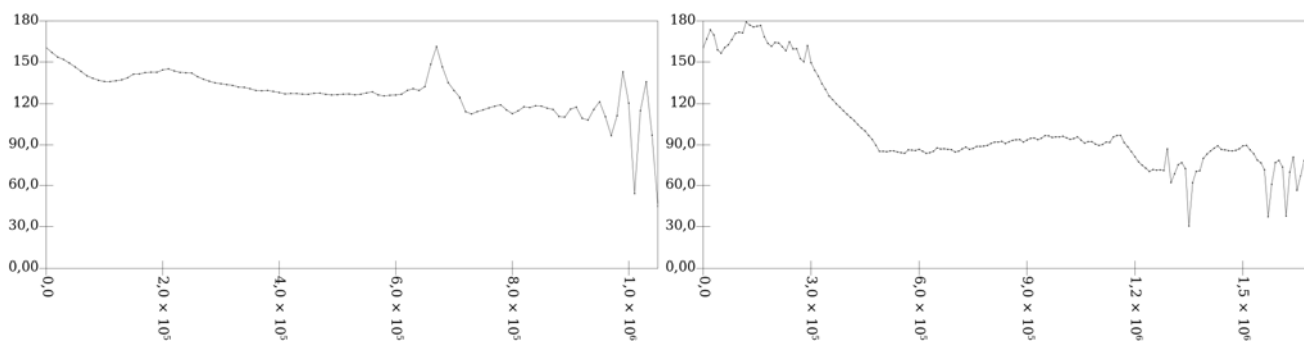


Рис. 13. Зміни нахилу орбіти для ретроградного Дамоклоїду Діоретса (20461), при інтегруванні в минуле (зліва) і в майбутнє (справа)

Результати інтегрування показали, що деякі еволюційні треки допускають перехід від прямого руху до ретроградного й навпаки, і рисунок 13 ілюструє один з таких випадків. Втім, на великих проміжках часу, внаслідок тісних зближень з планетами-гігантами, результати моделювання слід розглядати лише статистично.

**Висновки.** Наші результати показали, що динамічний час життя популяції Дамоклоїдів становить порядку  $10^6$ - $10^7$  років. Популяція Дамоклоїдів зберігає великі нахили орбіт впродовж часу інтегрування до 1 млрд років в минуле і в майбутнє. Таким чином, популяція Дамоклоїдів дійсно може представляти динамічний зв'язок комет з нахиленими орбітами (комет типу Галлея) з гіпотетичною сферичною хмарою Оорта.

Деякі еволюційні треки допускають перехід від ретроградного руху до прямого і навпаки (наприклад, астероїд Діоретса (20461)). Однак, на великих проміжках часу, внаслідок тісних зближень з планетами-гігантами, результати моделювання слід розглядати лише статистично.

#### Список використаних джерел:

1. Morbidelli, A. (2008). Origin and dynamical evolution of comets and their reservoirs, arXiv:astro-ph/0512256.
2. Jewitt, D. (2005). A first look at the Damocloids, *The Astronomical Journal* 129 (1): 730–738. Bibcode:2005AJ....129..530J. doi:10.1086/426328. Retrieved 2011-02-13.
3. [http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb\\_query.cgi#x](http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi#x).
4. <http://www.boulder.swri.edu/swifter/>.
5. Duncan, Levison, and Lee (1998). A Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters, *The Astronomical Journal*, Volume 116, Issue 4, pp. 2067-2077.
6. Levison and Duncan (2000). Symplectically Integrating Close Encounters with the Sun, *The Astronomical Journal*, Volume 120, Issue 4, pp. 2117-2123.

Надійшла до редколегії 20.11.13

Н. Коваленко, канд. физ.-мат. наук, Р. Гулиев, науч. сотр. (Шемахинская астрофизическая обсерватория, Азербайджан),  
К. Чурюмов, д-р физ.-мат. наук, проф.  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

### ПРО НАКЛОНЫ ОРБИТ ДАМОКЛОИДОВ В ПРОЦЕССЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ

На сегодня известно 93 Дамоклоида, некоторые из этих астероидов движутся по ретроградным орбитам. Предполагается, что Дамоклоиды являются неактивными ядрами комет галлеевского типа. Было проведено моделирование орбитальной эволюции Дамоклоидов на 1 млрд лет в прошлое и будущее, с использованием пакета интегрирования SWIFTER. Результаты обсуждаются.

Ключевые слова: Дамоклоиды, орбитальная эволюция.

N. Kovalenko, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, R. Guliev, K. Churyumov, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### ABOUT DAMOKLOIDIV INCLINATIONS OF THE ORBITS DURING THE DYNAMICAL EVOLUTION

There are 93 Damocloides currently known, some of these asteroids moves along retrograde orbits. Damocloides are believed to be inactive nuclei of Halley type comets. The orbital evolution modeling for Damocloides were performed 1Gyr backward and forward in time, using SWIFTER package. Results are discussed.

Key words: Damocloides, orbital evolution.

УДК 52 (031)

Л. Ксанфомаліті, д-р фіз.-мат. наук, проф., К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ДИНАМІЧНА СТІЙКІСТЬ АСТЕРОЇДІВ ІТОКАВА, ТОУТАТИС ТА ЯДРА КОМЕТИ БОРЕЛЛІ

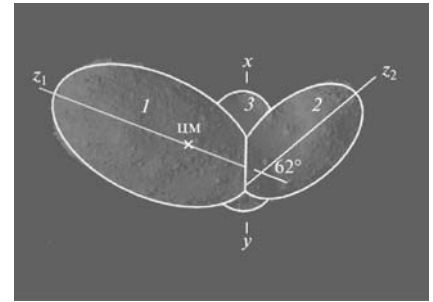
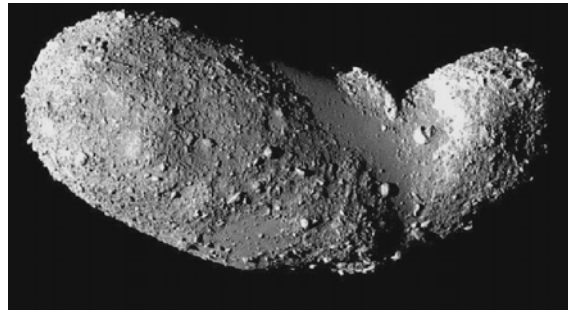
Розглянуто ротаційну нестійкість астероїдів Ітокава, Тоутатис і ядра комети Бореллі і показано, що їх фігури є стійкими, відносно руйнування цих малих тіл відцентровими силами.

Ключові слова: Ітокава, Тоутатис, Бореллі.

В роботі [1] (Ксанфомаліті, Чурюмов, 2012) було розглянуто ротаційну нестійкість ядра комети Хартлі 2 і було показано, що протягом короткого часу (1-2 наступні оберти навколо Сонця) ядро комети розділиться на 2 фрагменти, внаслідок того, що відцентрові сили, які діють на шийку кеглеподібної форми ядра, перебільшують силу гравітації.

Знайомство з космічними фотографіями комет і астероїдів дозволило знайти ще три об'єкти, які мають кеглеподібну форму із шийкою, хоча не стільки характерною, як у комети Хартлі 2. Це комета 19P/Бореллі, астероїди Тоута-тис і Ітокава.

Динамічна стійкість астероїду Ітокава



Фізичні характеристики астероїду Ітокава

Розміри 535x294x209 м, Маса  $3.51 \cdot 10^{10}$  кг, Середня густина 1920 кг м<sup>-3</sup>, Геометричне альbedo 0.53, Період обертання 12.13 годин

**Рис. 1.** Астероїд Ітокава, досліджений в 2005 р. японським космічним апаратом Хаябуса. Найбільше широка частина астероїда на цьому знімку близько 300 м. Знімок японського космічного агентства JAXA

**Рис. 2.** Інша сторона астероїда Ітокава. За своїми розмірами астероїд дуже малий, всього 535x294x209 м. У його центральній частині видно гладкий ділянку, що нагадує шийку ядра комети Хартлі 2. (Знімок японського космічного агентства JAXA)

**Рис. 3.** Складна форма астероїда Ітокава ускладнює обчислення, але виконання розрахунків таки можливо на основі спрощеної схеми. Напруження від відцентрових сил в перерізі XY в 5 разів менше напруг стиснення. Ітокава не руйнується

Ділянка, що нагадує шийку комети Хартлі 2, можна бачити на астероїді Ітокава – небесному тілі іншого класу. Розміри небесного тіла всього 535x294x209 м. Таких дрібних астероїдів сотні тисяч. У 2005 р., 10 листопада, апарат Хаябуса, первісток японських космічних місій до астероїдів, наблизився до маленького астероїда Ітокава і навіть торкнувся його поверхні. На жаль, одну з головних завдань місії – захопити ґрунт і доставити на Землю – не вдалося. Коли 13 липня 2010 пристрій для захоплення ґрунту вдалося повернути на Землю, воно виявилася порожнім. Але це перша така місія, і не тільки японська. Астероїд був названий на честь Хідео Ітокави, одного із засновників японських досліджень космосу.

Астероїд Ітокава має настільки неправильну форму (рис. 1), що підібрати для неї розрахункову модель, що складається з простих геометричних форм, важко. На відміну від Хартлі 2, середня густина Ітокави майже 2 г·см<sup>-3</sup>. Поверхня дуже світла, в 20 разів світліше в порівнянні з ядром комети Хартлі 2. У перигелії астероїд виявляється всередині земної орбіти, а в афелії йде за орбіту Марса на 100 млн км.

Район перетяжки, що нагадує шийку комети Хартлі 2, видно в середині астероїда (рис. 2). Розрахунок напружень, як у випадку комети Хартлі 2, дозволяє визначити, наскільки астероїд стійкий до відцентрових сил, тим більше, що його період обертання в 1.5 рази коротше, а відцентрові сили, при тих же умовах, в 2.2 рази більше. Але значно більшими (відносно, звичайно) виявляються зусилля гравітації, так як густина астероїда в 6 разів вища.

Спрощену геометрію частин астероїда (з тими ж обсягами, масами і їх розташуванням) все ж таки вдалося підібрати. Розрахункова схема виходить складною і включає невелику середню частину (3) і два тривісних еліпсоїда 1, 2 (рис. 3). Вісь обертання проходить через точку ЦМ. Головні осі еліпсоїдів складають кут 62°, що призводить до появи невеликого додаткового розламують моменту.

Незважаючи на невеликий обсяг, повна маса астероїда досить велика,  $3.51 \cdot 10^{10}$  кг, і ділиться між великими його частинами у відношенні 3:1. Маса фрагментів 1, 2 і 3 становлять відповідно  $2.54 \cdot 10^{10}$ ,  $0.83 \cdot 10^{10}$  і  $0.14 \cdot 10^{10}$  кг. У перетині XY відцентрові сили розтягування  $F = \sum MR\omega^2$  рівні  $7.5 \cdot 10^4$  н, а напруги  $4.4$  н·м<sup>-2</sup>.

Осі нахилені під кутом 62°, тому найбільші напруги розтягнення в перерізі XY дещо більше розрахункових, але не набагато, як  $1/\cos 62^\circ$ . Сили стиснення від сумарного гравітаційної взаємодії всіх фрагментів  $F_+ = G \sum Mm / R^2$ , віднесені до перетину XY, складають  $3.4 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>, а напруги  $20$  н·м<sup>-2</sup>, що в 4.5 рази більше розтягуючих напружень. Таким чином, розрахунки показують, що форма астероїда сприяє його динамічній стійкості.

Сумарний момент інерції астероїда  $I = 8.2 \cdot 10^{14}$  кг·м<sup>2</sup>, через його малі розміри, приблизно в тисячу разів менше, ніж у ядра комети Хартлі 2. При кутовий швидкості  $\omega_1 = 1.44 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup> енергія, запасена в обертанні астероїда незначна,  $E = I \omega^2 / 2 = 8.5 \cdot 10^5$  Дж.

Астероїд Ітокава далекий від стану руйнації, якщо, звичайно, не відбудеться його зіткнення з іншим небесним тілом.

**Форми ядра комети 19P/Бореллі і астероїда Тоутатис.** Форми ядра комети 19P/Бореллі (Рис.5) і астероїда Тоутатис (Рис.6) схожі своєю видовженістю на ядро комети Хартлі 2, причому ядро комети Бореллі в 15 разів довше, а астероїд Тоутатис у 8.5 разів довший ядра комети Хартлі 2. Знімки комети 19P зроблені з більшої відстані, ніж ядра комети Хартлі 2 і розрізнити подробиці на них не вдається. Астероїд Тоутатис було знято з дуже близької відстані у 3.2 км.

Фізичні характеристики комети Бореллі: розміри – 8×4×4 км; маса –  $2 \cdot 10^{13}$  кг; середня густина – 0.3 г/см<sup>3</sup>; альbedo – 0.03.

Фізичні параметри астероїда Тоутатис: розміри 4.5×2.4×1.9 км; маса –  $5.0 \cdot 10^{13}$  кг; середня густина – 2.1 г/см<sup>3</sup>; період обертання – 5.41-7.33 доби; альbedo 0.13.

Вражаюче зображення форми і рель'єфу астероїда 4719 Тоутатис було отримано 13 грудня 2012 р. китайським космічним зондом Чань'е 2 (рис.6) [3].

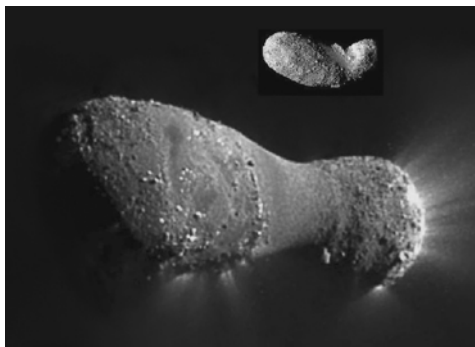


Рис. 4. Ядро комети Хартлі 2 і астероїд Ітокава в однаковому масштабі. Знімки NASA і JAXA

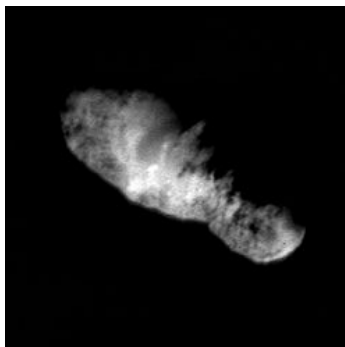


Рис.5. Ядро комети Бореллі (фото КА Deep Space 1)



Рис. 6. Астероїд Туутатис – зображення отримане китайським космічним апаратом Chang'e-2 (Чан'є 2), який пролетів від астероїда на відстанні 3.2 км (роздільна здатність 10 м) 13 грудня 2012 р.

(4179) Туутатис (Toutatis; також зустрічаються транскрипції Тутатис і Таутатис) – астероїд, що зближується із Землею, з групи Аполлона, орбіта якого знаходиться в резонансах 3 : 1 з Юпітером і 1 : 4 із Землею. Із-за малого нахилу його орбіти ( $0,47^\circ$ ) і малого періоду обертання навколо Сонця (близько 4 років) Туутатис часто зближується із Землею, причому мінімальна можлива на даний момент відстань зближення астероїда із Землею) складає 0,006 а. о. (у 2,3 рази більше відстані до Місяця). Зближення 29 вересня 2004 року було особливо близьким, (коли астероїд пройшов на відстані в 0,0104 а. о. від Землі (4 радіуси місячної орбіти), давши хорошу можливість для спостережень – максимальний блиск астероїда склав 8,9 зоряної величини. У грудні 2012 року Туутатис наблизився на відстань 0,0463 а.о. (6930000 км) до Землі, наступне зближення із Землею до 0.2 а.о.відбудеться в 2069 р.

Попередні розрахунки показують, що для ядра комети 19P/Бореллі і астероїду Туутатис сили стиснення від сумарного гравітаційної взаємодії обох фрагментів, розділених шийкою в декілька разів перевищують розтягуючі напруження. Тобто їх фігури будуть залишатись стійкими ще протягом тривалого інтервалу часу.

Детальний кількісний аналіз ротаційної нестійкості ядра комети 19P/Бореллі і астероїду Туутатис планується опублікувати в наступній статті.

**Висновок.** Незважаючи на зовнішню схожість деяких ділянок поверхні ядра комети Хартлі і астероїда Ітокава (рис. 6), можливо, що природа цих утворень різна. Ядро комети знаходиться в стані, близькому до руйнування, в той час, як стан астероїда Ітокава стабільний. Небесні тіла, на кшталт кометних ядер або астероїдів, руйнуються тим легше, чим менше їх середня щільність, яка відіграє велику роль, ніж їх розміри або швидкість обертання.

Для ядра комети 19P/Бореллі і астероїду Туутатис сили стиснення від сумарного гравітаційної взаємодії обох фрагментів, розділених шийкою значно перевищують розтягуючі напруження. Тобто фігури цих малих тіл будуть залишатись стійкими ще протягом тривалого інтервалу часу.

Химерні форми малих небесних тіл, астероїдів і ядер комет, пояснюються надзвичайно складною історією їх утворення. Заплутана теорія виникнення Сонячної системи в наші дні доповнюється новими важливими подробицями, одержуваними в результаті безпосередніх досліджень раніше недосяжних небесних тіл і розвитку теоретичних уявлень про їх формування.

Висловлюємо вдячність агентствам NASA, JAXA, ESA та CNSA за використання в статті знімків, опублікованих на їх сайтах.

#### Список використаних джерел:

1. Л. В. Ксанфомаліті, К.І.Чурюмов. Фізичний механізм майбутнього розділення ядра комети 103P/Хартлі 2. Вісник астрономічної школи. – К.– 2012. – т. 8 – №1-2 – с. 209-215.
2. <https://www.google.com.ua/search?q=Toutatis+asteroid+images&client=opera&hs=q4C&tbn=isch&tbo=u&source=univ&sa=X&ei=MSaOUvedN8fsswbniYDIBQ&ved=0CC8QsAQ&biw=1600&bih=792>.

Надійшла до редколегії 20.11.13

Л. Ксанфомаліти, д-р физ.-мат. наук, проф., К. Чурюмов, д-р физ.-мат. наук, проф.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ДИНАМИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ АСТЕРОИДОВ ИТОКАВА, ТУУТАТИС И ЯДРА КОМЕТЫ БОРЕЛЛИ

*Рассмотрено ротационную неустойчивость астероидов Итокава, Туутатис и ядра кометы Борелли и показано, что их фигуры являются устойчивыми, относительно разрушения этих малых тел центробежными силами.*

*Ключевые слова: Итокава, Туутатис, Борелли.*

L. Ksanfomality, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof., K. Churyumov, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### DYNAMIC STABILITY OF THE ASTEROID ITOKAWA, TOUTATIS AND THE NUCLEUS OF COMET BORELLI

*We consider rotational instability of asteroids Itoqawa and Toutatis and comet Borelly nucleus and show that their shapes are stable relative to the destruction of these small bodies by centrifugal forces.*

*Key words: Itoqawa, Toutatis, Borelly.*

### СПАЛАХОВА АКТИВНІСТЬ КОМЕТИ 29P ШВАССМАН-ВАХМАН 1

*В роботі досліджується активність комети ШВ1 та її зв'язок з проявами сонячної активності. Створено каталог спалахів блиску. Встановлено певні характеристики спалахів блиску комети ШВ1. Побудовано усереднений профіль спалаху блиску. Встановлено зв'язок між зміною блиску комети та площею сонячних плям і потоками протонів сонячного вітру з енергіями від 10 до 100 МеВ.*

**Ключові слова:** комета, 29P/Швассман-Вахман 1.

**Вступ.** Комета 29P/Швассмана-Вахмана 1 (далі ШВ1) відкрита в 1925 році німецькими астрономами А. Швассманом і А. Вахманом. Велика піввісь орбіти, ексцентриситет і орбітальний період комети дорівнюють відповідно 5.99 а.о., 0.045 і 14.66 року. Оцінки радіуса комети показують, що вона має ядро, розміри якого більше, ніж у типових короткоперіодичних комет. Розмір ядра комети ШВ1 оцінюється в 15-44 км в діаметрі на основі аналізу 20  $\mu$  теплового випромінювання [4] і фотометрії у видимій області [8].

Комету Швассмана-Вахмана відносять до класу Кентаврів, які, як вважають, є "втікачами" з поясу Койпера. Комета проявляє епізодичну спалахову активність протягом багатьох років спостережень [9,10,11,14]. Джевіт [4] зазначав, що, незважаючи на різну ступінь активності комети протягом усього періоду спостережень, кома ніколи повністю не зникала. За час моніторингу комети ШВ1 з 2002 по 2007 рік Trigo-Rodriguez та ін [12,13] виявили 28 спалахів комети. Автори відзначають, що типові спалахи комети відбуваються з частотою 7.3 спалахів на рік і характеризуються різким збільшенням блиску на 1 – 4 зоряні величини. Ніяких ознак періодичності спалахової активності комети виявлено не було, причини неперіодичного характеру спалахів також не встановлені.

**Висхідні дані та обробка.** За основу дослідження були взяті результати спостережень комети ШВ1 Trigo-Rodriguez та ін. [12]. Дані були отримані декількома аматорськими та професійними обсерваторіями. Редукції були зроблені за [6] з використанням діафрагми 10 кутових секунд і каталогу USNO A2.0 "R". Похибка оцінок блиску з різними телескопами становить від 0,05 до 0,1 зоряної величини. Фотометричні редукції робились за допомогою програмного комплексу Astrometrica. Результати були протестовані за допомогою додаткового пакету програмного забезпечення під назвою LAIA (Laboratory for Astronomical Image Analysis). Просторовий масштаб був – від 0,8 до 1,9 "/піксель, що відповідає близько 33400 і 79500 км/піксель на геоцентричній відстані комети. Загалом було зроблено 754 фотометричних вимірювань ШВ1. Дані були отримані досвідченими спостерігачами протягом 365 ночей в період з червня 2002 року по 1 січня 2008 року.

Таким чином, отриманий однорідний ряд спостережень, що має велике значення при дослідженні спалахової активності комети, позаяк зменшує вплив на результат похибок спостережень.

Спостережні данні були приведені до одиничної геоцентричної відстані  $m_{\Delta} = m - 5 \cdot \lg \Delta$ . Крива блиску наведена на рис. 1.

**Результати та дискусія.** З отриманого редукованого ряду спостережень було виокремлено 25 спалахів блиску комети ШВ1. Автори [12] отримали 28 спалахів. Різниця викликана, очевидно, відмінністю підходів до визначення спалаху блиску комети. В даній роботі як спалахи блиску були взяті спалахи з амплітудою більше 1 зоряної величини та за наявності більше трьох спостережень протягом спалаху. Каталог спалахів блиску наведено в табл.1.

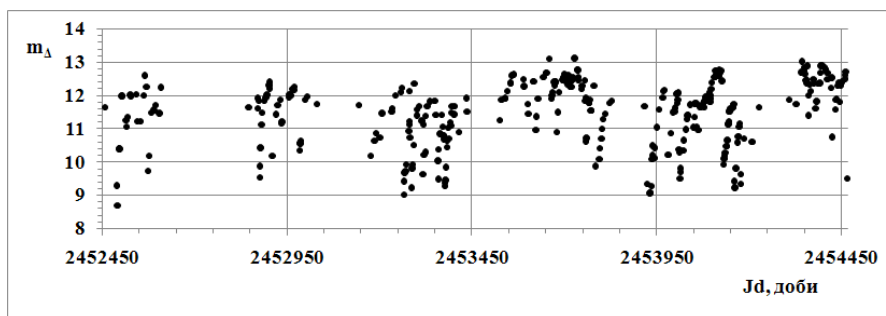


Рис. 1. Крива блиску комети ШВ1

**Таблиця 1.** Каталог спалахів блиску комети ШВ1(JDs – дата початку спалаху в юліанських добах,  $m_{\Delta}$  – блиск комети, JDm – дата максимуму спалаху в юліанських добах,

JDe – дата закінчення спалаху в юліанських добах, Res – різниця JDe і JDs, Rms – різниця JDm і JDs, Rem – різниця JDe і JDm, Rs21 – різниця між датами початку двох сусідніх спалахів, R27 – Rs21 виражений в оборотах Сонця)

JDs	$m_{\Delta}$	JDm	$m_{\Delta}$	JDe	$m_{\Delta}$	Res, доби	Rms, доби	Rem, доби	Rs21, доби	R27
2452457.54	11.63	2452491.46	8.69	2452503.53	11.98	45.99	33.92	12.07	107.8	3.99
2452565.34	12.59	2452575.32	9.73	2452583.33	11.48	17.99	9.98	8.01	337.0	12.48
2452902.39	12.4	2452910.36	10.17	2452933.29	11.87	30.9	7.97	22.93	66.9	2.47
2452969.3	12.25	2452985.24	10.35	2453004.23	11.95	34.93	15.94	18.99	292.3	10.82
2453261.63	12.21	2453266.35	9.02	2453282.43	12.12	20.8	4.72	16.08	20.8	0.77
2453282.43	12.12	2453287.37	9.22	2453294.46	12.35	12.03	4.94	7.09	25.9	0.96
2453308.37	11.66	2453318.32	9.62	2453337.25	11.81	28.88	9.95	18.93	41.8	1.55
2453350.24	11.83	2453359.25	9.48	2453368.25	11.42	18.01	9.01	9	18.0	0.66
2453368.25	11.42	2453378.31	9.26	2453396.27	11.66	28.02	10.06	17.96	222.3	8.23

Закінчення табл. 1

JDs	$m_{\Delta}$	JDm	$m_{\Delta}$	JDe	$m_{\Delta}$	Res, доби	Rms, доби	Rem, доби	Rs21, доби	R27
2453590.54	12.47	2453603.44	11.44	2453616.41	12.42	25.87	12.9	12.97	26.8	0.99
2453617.39	12.42	2453623.41	10.96	2453659.28	13.09	41.89	6.02	35.87	41.9	1.55
2453659.28	13.09	2453665.37	11.9	2453673.41	12.4	14.13	6.09	8.04	18.0	0.66
2453677.31	12.4	2453680.25	10.89	2453701.33	12.64	24.02	2.94	21.08	77.9	2.887
2453755.25	12.44	2453759.25	10.62	2453769.25	11.86	14	4	10	25.1	0.92
2453780.31	12.29	2453785.31	9.87	2453828.3	11.84	47.99	5	42.99	137.3	5.08
2453917.63	11.66	2453931.62	9.06	2453967.59	12.13	49.96	13.99	35.97	53.0	1.96
2453970.65	12.15	2453979.59	10.2	2454004.38	12.04	33.73	8.94	24.79	37.8	1.40
2454008.46	12.07	2454013.52	9.49	2454041.73	11.72	33.27	5.06	28.21	116.9	4.33
2454125.39	12.74	2454131.24	9.91	2454148.26	11.6	22.87	5.85	17.02	33.9	1.25
2454159.31	11.74	2454162.28	9.22	2454174.3	11.15	14.99	2.97	12.02	15.0	0.55
2454174.3	11.15	2454177.38	9.33	2454186.3	10.69	12	3.08	8.92	184.3	6.82
2454358.64	12.88	2454361.66	11.39	2454364.67	12.31	6.03	3.02	3.01	16.0	0.59
2454374.68	12.47	2454380.63	11.6	2454394.44	12.88	19.76	5.95	13.81	49.0	1.81
2454423.73	12.53	2454425.73	10.74	2454442.42	12.39	18.69	2	16.69	37.7	1.39
2454461.46	12.7	2454465.34	9.5	2454467.35	10.6	5.89	3.88	2.01		
Середнє:						<b>24.9±12.5</b>	<b>7.9±6.5</b>	<b>16.9±10.3</b>	<b>83.5±89.9</b>	<b>3.09±3.3</b>

Створений каталог дозволяє зробити певні висновки щодо певних характеристик спалахів блиску комети ШВ1, а саме:

1. В середньому спалах блиску комети продовжується протягом  $24.9 \pm 12.5$  діб;

2. Розвиваючись, він досягає максимуму за  $7.9 \pm 6.5$  діб;

3. Етап падіння блиску після максимуму становить  $16.9 \pm 10.3$  діб;

4. В середньому блиск комети підвищується на  $2.15 \pm 0.66$  зоряні величини;

5. Середній проміжок часу між спалахами складає  $83.5 \pm 89.9$  доби але, зважаючи на похибку більшу ніж саме значення, однозначного висновку про частоту спалахів зробити не можна. Така значна похибка викликана тим, що в спостереженнях є значні пропуски, коли комета була недосяжна для спостережень. Якщо видалити такі проміжки як грубі значення, то отримаємо середнє значення:  $48.93 \pm 37.61$ , або 7.4 спалахи блиску на рік, що є прийнятним і відповідає дійсності.

Для аналізу процесу розвитку спалаху був побудований усереднений профіль спалаху блиску рис. 2 (окремо для фази росту та фази спаду блиску). Як бачимо з рис.2 фаза падіння блиску є стаціонарною без особливостей. Блиск комети падає пропорційно до часу, який пройшов від моменту максимуму блиску, з коефіцієнтом близьким до 1:  $-0.91 \pm 0.06$ . Невеликий максимум наприкінці, очевидно, пов'язаний з неточністю визначення моменту закінчення спалаху через те, що ряд спостережень не є рівномірним або через невелику кількість спалахів для статистики. З рис. 2 видно, що процес розвитку спалаху є нестационарним, з значним коливанням блиску комети.

Загалом спалах блиску комети можна описати рівнянням:

$$I = K \Delta^{-2} Q \tau, \quad (1)$$

де  $K$  – коефіцієнт пропорційності, що залежить від фізичних констант,  $Q$  – продуктивність ядром комети молекул певного виду,  $\tau$  – їх середній час життя в голові комети під впливом променевої та корпускулярної радіації Сонця. З (1) випливає, що спалах блиску може викликати як швидке збільшення  $Q$ , так і значне збільшення  $\tau$ . Більшість існуючих механізмів для пояснення спалахів блиску комет, в тій чи іншій мірі, використовують зміну  $Q$  і дуже рідко [1,7] – зміну часу життя молекул під впливом ультрафіолетової радіації Сонця. Оскільки комета ШВ1 перебуває на відстані біля 6 а.о., поза зоною сублимації води, то, очевидно, що механізми, в основу яких покладено зміну  $\tau$  доведеться відкинути, як непридатні.

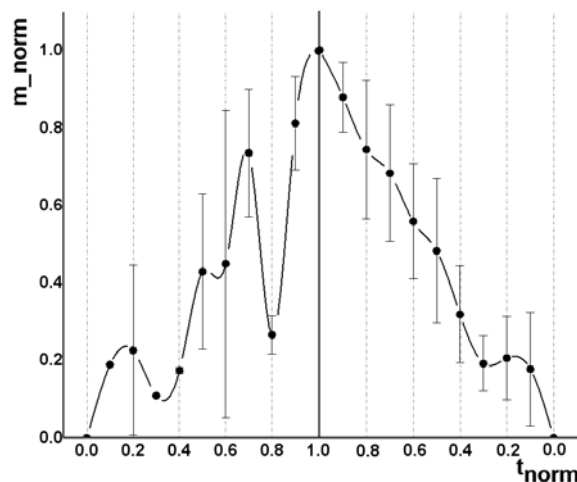


Рис.2. Усереднений та нормований профіль спалаху блиску комети ШВ1 (окремо для фаз росту та падіння блиску)



Сонячна радіація, яка досягає ядра комети, витрачається на поглинання поверхнею ядра комети, розсіювання за рахунок перевипромінювання в космос, сублимацію поверхневого льоду і провідності всередину. Це можна описати рівнянням балансу енергії:

$$\frac{S_0(1-A)\cos\zeta(t)}{r_h^2} = \varepsilon\sigma T^4 + L \cdot p_{sat} \sqrt{\frac{m_{H_2O}}{2\pi kT}} - \kappa \frac{dT}{dx}, \quad (2)$$

де  $S_0 = 1367 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  – сонячна константа,  $\Phi = 0.04$  – бондівське альbedo,  $\zeta(t)$  – сонячний зенітний кут,  $\varepsilon = 1$  – коефіцієнт випромінювання,  $\sigma$  – константа Стефана-Больцмана,  $p_{sat} = 3.56 \cdot 10^{12} \exp(-6141.667/T)$  – тиск насиченої пари,  $m_{H_2O}$  – молекулярна маса води,  $\kappa$  – константа Больцмана,  $L = 2.6 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$  – прихована теплота,  $\kappa$  – провідність. Для відстані 6 а.о., в припущенні незначущості провідності, отримає верхню межу температури на полудень  $T \approx 160 \text{ К}$ . При такій низькій температурі 99,5 % поглиненої енергії перевипроміниться термічно, а швидкість сублимації становитиме  $8,7 \times 10^{-8} \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ , що надзвичайно мало в порівнянні з швидкістю сублимації на 1 відстані а.о., яка складає  $4,6 \cdot 10^{-4} \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ . Те ж саме відноситься і до CO та CO<sub>2</sub>. Тобто слід очікувати, що поверхневий шар ядра комети ШВ1 повністю позбавлений чистого CO і CO<sub>2</sub> конденсатів. Але ж тоді, якщо на поверхні не має конденсату з високолетючих молекул CO і CO<sub>2</sub>, і на відстані 6 а.о. занадто низька температура для сублимації водяного льоду, то цілком природно виникає питання про доречність використання механізму спалахів блиску за рахунок різкого зростання Q.

Зазвичай пропонуються механізми спалахів на кшталт полімеризації HCN чи метеоритних ударів. Проте, очевидно, у випадку комети ШВ1 найдоцільніше [12,13] було б взяти за основу кристалізацію аморфного льоду. Аморфний лід кристалізується при 137 К і вивільнена при цьому енергія може йти на випаровування CO і CO<sub>2</sub>. Також причиною спалахової активності комети ШВ1 може бути сонячна активність, певні прояви якої можуть слугувати "спусковим" механізмом. З Табл. 1. Видно, що проміжок між спалахами блиску в середньому складає  $3.09 \pm 3.3$  періодів оберту Сонця навколо своєї осі. Але, очевидно, це лише співпадіння, оскільки важко пояснити чому саме через три оберти Сонця повторюється спалах блиску комети. До того ж, наявна велика похибка визначення цієї величини. У роботі [3] досліджувалась залежність флуктуацій та спалахів блиску від положення в межах сектору секторної структури міжпланетного магнітного поля. Був встановлений зв'язок між флуктуаціями та спалахами блиску і перетином кометою границі секторної структури та високошвидкісних потоків. На відстані 6 а.о. дослідження щодо зв'язку активності комети ШВ1 з секторною структурою проводити недоречно. Тому в цій роботі досліджувався зв'язок флуктуацій блиску комети з проявами сонячної активності, а саме: з площею сонячних плям, числами Вольфа, потоками протонів та електронів різної енергії. Коефіцієнт кореляції R розраховувався за методикою [2]. Результат представлено на рис.3.

З рис. 3 видно, для комети ШВ1 існує зв'язок між зміною блиску комети та площею сонячних плям з затримкою 19 діб (що відповідає швидкості передачі збурення близько 550 км/с) та менш явний зв'язок зі зміщенням в 8 діб (близько 1300 км/с). Для зв'язку з числами Вольфа є два можливих варіанти з затримками 6 (≈1700 км/с) та 19 (≈1300 км/с) діб відповідно. Зв'язку між потоками протонів з енергіями більше 1 МеВ та більше 100 МеВ не має. Хоча існує досить значний зв'язок з потоком протонів з енергіями більше 10 МеВ. Оскільки з потоком протонів з енергіями більше 100 МеВ зв'язку не має, то очевидно, що вплив на блиск комети мають протони з енергіями між 10 та 100 МеВ. Причому з рис. 3 слідує, що приходять ці протони до комети разом з високошвидкісними потоками сонячного вітру. З потоком електронів встановити зв'язок не вдалось. Єдиний пік для зміщення в 2 доби не має фізичного змісту оскільки швидкість таких електронів мал. Бути близько 5 000 км/с.

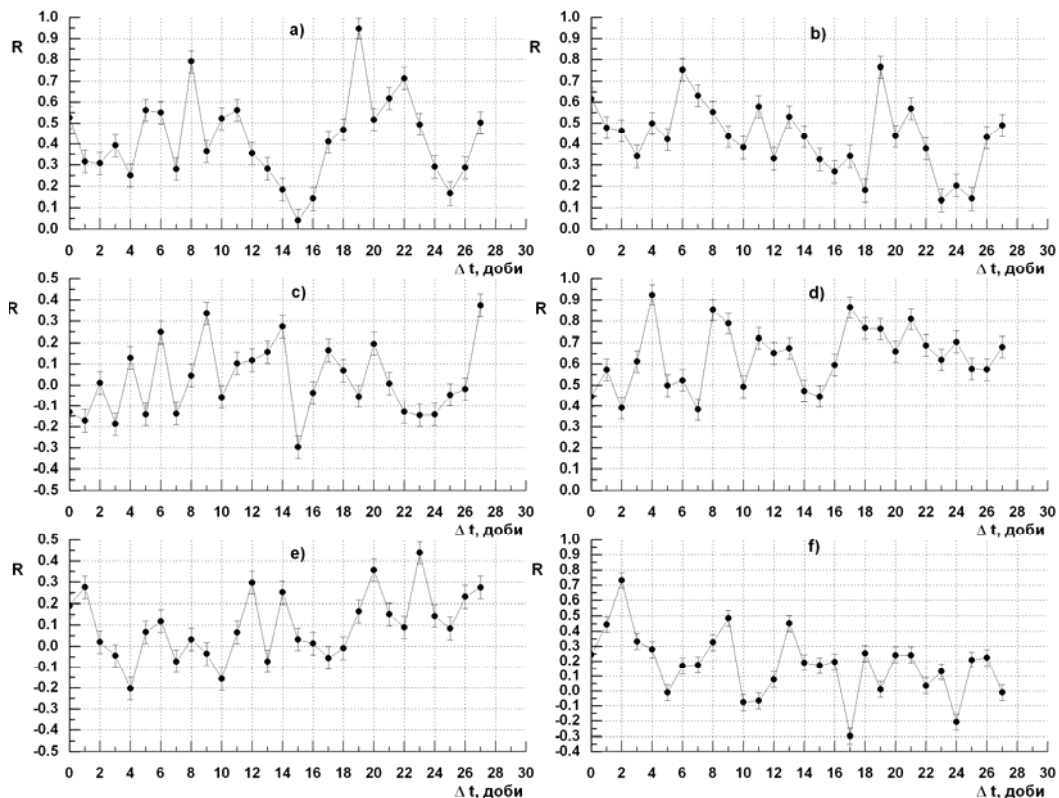


Рис.3. Залежність коефіцієнтів кореляції R між флуктуаціями блиску комети ШВ1 та проявами сонячної активності з часовим зміщенням: а) – площа сонячних плям, б) – числа Вольфа, добовий потік протонів/см<sup>2</sup>ср; в) – з енергією більше 1 МеВ, г) – з енергією більше 10 МеВ, е) – з енергією більше 100 МеВ, ф) – добовий потік електронів/см<sup>2</sup>ср з енергією більше 0.6 МеВ



**Висновки.** В роботі досліджувалась активність комети ШВ1 та її зв'язок проявами сонячної активності. Створено каталог спалахів блиску. Встановлено певні характеристики спалахів блиску комети ШВ1, а саме: а) в середньому спалах блиску комети продовжується протягом  $24.9 \pm 12.5$  діб; б) розвиваючись, він досягає максимуму за  $7.9 \pm 6.5$  діб; в) етап падіння блиску після максимуму становить  $16.9 \pm 10.3$  діб; г) в середньому блиск комети підвищується на  $2.15 \pm 0.66$  зоряні величини; д) середній проміжок часу між спалахами складає  $48.93 \pm 37.61$ , або 7.4 спалахи блиску на рік. Для аналізу процесу розвитку спалаху був побудований усереднений профіль спалаху блиску, з якого видно, що фази росту та спаду блиску різко відрізняються. Також встановлено зв'язок між зміною блиску комети та площею сонячних плям і потоками протонів сонячного вітру з енергіями від 10 до 100 МеВ.

Автор вдячний J. M. Trigo-Rodríguez за наданити матеріал.

**Список використаних джерел:**

1. Андриенко Д.А., Ващенко В.Н. Кометы и корпускулярное излучение Солнца. // М. "Наука". – 1981. – 164 с.
2. Добровольский О.В. Кометы // М.: Наука, 1966. – 288с.
3. Лук'яник І.В. Щодо зв'язку спалахів блиску комет з індексами сонячної активності в межах секторів секторної структури міжпланетного магнітного поля // Вісник Київського національного університету. Астрономія. – Київ – 2000. – с.52-55.
4. Cruikshank, D.P., Brown, R.H. The nucleus of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 // Icarus. 1983. – V. 56. – P. 377–380.
5. Jewitt D. The persistent coma of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 // Astrophys. J. 1990. – V. 351. – P. 277–286.
6. Kidger, M. 2002, EMP, 90, 259.
7. Kravtsov F.I., Lukyanyk I.V. Possible mechanism of brightness outbursts of comets. // Kinematics and Physics of Celestial Bodies 26 (5), pp. 257-263.
8. Meech K.J., Belton M.J.S., Mueller B.E.A. et al. Nucleus properties of P/Schwassmann-Wachmann 1 // Astron. J. 1993. V.106. P. 1222–1236.
9. Richter N. Helligkeitsschwankungen der Kometen und Sonnentätigkeit. I Erster Schwassmann-Wachmannscher Komet (1925 II) // Astronomische Nachrichten. 1941. – V. 271. – P.207-215.
10. Roemer E. Activity in Comets at Large Heliocentric Distance // PASP. 1962. – V.74. – № 440. – P. 351-365.
11. Roemer E. An outburst of comet Schwassmann-Wachmann 1 // PASP. 1958. – V. 70. – № 414. – P. 272-278.
12. Trigo-Rodríguez J. M., García-Melendo E., Davidsson B. J. R., Sánchez A., Rodríguez D., Lacruz J., De los.
13. Reyes J. A. and Pastor S. Outburst activity in comets. I. Continuous monitoring of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 // Astronomy and Astrophysics. 2008. – V.485. – P. 599–606.
14. Trigo-Rodríguez J. M., García-Hernández D. A., Sánchez A., Lacruz Ju., Davidsson B. J. R., Rodríguez D., Pastor S., de Los Reyes J. A. Outburst activity in comets – II. A multiband photometric monitoring of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2010. – V. 409. – Iss. 4. – P. 1682-1690.
15. Whipple F.L. Rotation and outbursts of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 // Astron. J. 1980. – V.85. – P. 305–313.

Надійшла до редколегії 15.11.13

И. Лукьяник, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

### ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ КОМЕТЫ 29P ШВАССМАН-ВАХМАН 1

*В работе исследуется активность кометы ШВ1 и ее связь с проявлениями солнечной активности. Создан каталог вспышек блеска. Установлены определенные характеристики вспышек блеска кометы ШВ1. Построено усредненный профиль вспышки блеска. Установлена связь между изменением блеска кометы и площадью солнечных пятен и потоками протонов солнечного ветра с энергиями от 10 до 100 МэВ.*

*Ключевые слова:* комета, 29P/Швассман-Вахман 1.

I. Lukyanyk, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### FLARE ACTIVITY OF COMET 29P/SCHWASSMANN-WACHMANN 1

*The activity of the comet and its relationship SHV1 manifestations of solar activity are studied. A catalog of outburst of comet Schwassmann-Wachmann 1 are created. Some special characteristics of outburst brightness of the comet are determined. An average profile of the outburst brightness is constructed. The relationship between the change in brightness of the comet and area of sunspots and solar wind proton fluxes with energies from 10 to 100 MeV are obtained.*

*Key words:* comet, 29P/Schwassmann-Wachmann 1.

УДК 523.682.2-355

А. Мозгова, асп., К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
В. Смірнов, канд. фіз.-мат. наук, доц.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ЧАСОВА ЕВОЛЮЦІЯ СПЕКТРА МЕТЕОРА 9-10 СЕРПНЯ 1965 РОКУ

*Розглядається спектр метеора, отриманий 9-10 серпня 1965 року на спостережувальній станції Одеської астрономічної обсерваторії в с.Крижанівці. Представлено еволюцію основних емісій у спектрі. Наведено таблицю ідентифікацій спектральних компонентів, виявлених у спектрі метеора.*

*Ключові слова:* метеор, спектр.

**Вступ.** Вперше спектр метеора спостерігав візуально Олександр Стеват Гершель 18 січня 1864 року за допомогою бінокюляра, оснащеного призмиами [1]. Так було започатковано візуальні спостереження метеорних спектрів. Саме завдяки їм зібрано вагомий матеріал щодо хімічного складу метеорних тіл та фізичних характеристик спорадичних і поточкових метеорів. Ширші можливості з'явилися в області досліджень метеорних явищ завдяки фотографічному методу спостережень.

Перша фотографія метеорного спектра була випадково зафіксована у червні 1897 року в Арекіпі, у південному відділенні Гарвардської обсерваторії. Спектр на знімку виявила В.Ф.Флемінг. Він містив шість ліній, що спершу помилково приписувалися водню [1].

Першим, хто детально займався спектрографуванням та дослідженням метеорних спектрів, був радянський астроном Сергій Миколайович Блажко.

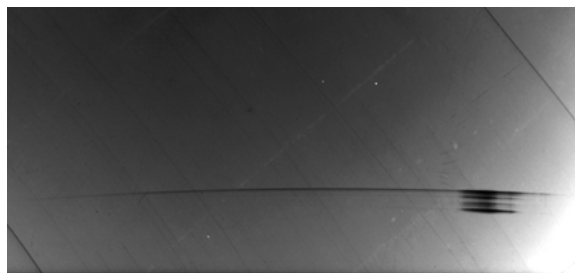
Систематичні дослідження спектрів метеорів проводилися в США, Росії, Канаді, Чехії та Японії. В Україні центром зі спостережень і досліджень метеорних явищ загалом та метеорних спектрів, зокрема, була Одеська астрономічна обсерваторія.

Останнім часом глибокі дослідження спектрів метеорів проводять на Астрономічній обсерваторії Астрономічного інституту Чеської академії наук в Онджейові.

**Дані спостереження спектра.** Кожний метеорний спектр являє собою велику наукову цінність, оскільки, обробляючи його, можливо отримати інформацію про хімічний склад космічного тіла, що вторглося у атмосферу Землі, а також з'ясувати причину світіння його речовини.

З цією метою нами здійснюється обробка фотографічних зображень метеорних спектрів, отриманих впродовж 1953 – 1965 років. Обробці підлягають понад 50 спектрів метеорів, отриманих в Одесі, Сімферополі та Ашхабаді.

В першу чергу розглянуто спектр метеора, отриманий 9-10 серпня 1965 року в с.Крижанівці на спостережувальній станції Одеської обсерваторії В.О. Смірновим. Знімок метеорного спектра представлений на рисунку 1. На жаль, траєкторія польоту та координати початку і кінця видимого шляху метеора нам не відомі. Проте відомо, що метеор належав до потоку Персеїди. Швидкість його руху в атмосфері становила 60 км/с [1].



**Рис.1. Спектр метеора 9-10 серпня 1965 року. Траєкторія польоту зліва направо. Довжини хвиль в спектрі зростають знизу вгору**

Фотографування спектра здійснювалося метеорним патрулем, що складався з трьох аерофотокамер НАФА 3с/25 з об'єктивами "Уран-9", дві з яких були оснащені репліками дифракційних ґраток 300 штр./мм, а одна – сімнадцяти градусною об'єктивною призмою. Саме нею отримано даний спектр. Метеор спостерігався о 1h 15m за місцевим часом. Тривалість експозиції становила 1h 21m.

Спектр частково опрацьований самим спостерігачем. Для даного метеора визначено сумарне випромінювання ділянки спектра метеора, число атомів, що випромінюють, відносні інтенсивності, які отримані за допомогою шкали метеорного спектросенситометра, сконструйованого Смірновим В.О., та "зоряної" характеристичної кривої [1].

Обробку цифрового фотознімку здійснено на основі алгоритму і програмного забезпечення, розробленого спеціально для досліджень фотографічних спектрів метеорів головним науковим співробітником відділу міжпланетної матерії Астрономічної обсерваторії Академії наук Чеської Республіки доктором Ірші Боровічкою [2].

Спектр метеора відскановано за допомогою сканера Epson Expression 10000XL з роздільною здатністю 1200dpi на Головній астрономічній обсерваторії України.

**Результати обробки спектра.** На рис.2 представлено еволюцію основних емісій у досліджуваному призмовому спектрі вздовж усього зримого шляху метеора. Спектрограма метеора у найяскравішій точці траєкторії, під час спалаху, зображена на рисунку 2г. Оптична призма дає змогу отримати спектр з нелінійною дисперсією. Спектральна роздільна здатність у фіолетовій частині спектра краща, ніж у червоній. Як результат: на спектрограмі, отриманій за допомогою призми, не спостерігається чітких емісійних ліній атомів хімічних елементів. Натомість маємо сукупність смуг, які являють собою поєднання спектральних ліній. У даному спектрі виявлено десять таких характерних особливостей (Рис. 2г). Їх ідентифікацію здійснено з використанням таблиці спектральних ліній, побудованої для призмового спектра метеора EN 090897, що також належав до метеорного потоку Персеїди [2]. Результати подані в таблиці 1.

**Таблиця 1. Ідентифіковані компоненти призмового спектра метеора 9-10 серпня 1965 року**

№	Довжина хвилі головного компонента [А]	Головний компонент *	Додатковий компонент *
1	3934, 3968	Ca II (1)	
2	4128	Si II (3)	Fe I (43)
3	4227	Ca I (2)	Fe I (42), Cr I (1)
4	4415	Fe I (41)	Fe I (2)
5	4481	Mg II (4)	Fe I (2)
6, 7, 8	5167	Mg I (2)	Fe I (1), Fe II (42)
9	5890,5895	Na I (1)	N <sub>2</sub>
10	[6305]	N <sub>2</sub>	Si II (2)

\*У дужках наведені номери мультиплетів відповідно до Мооре (1945) [2]

Відповідно до [3], у метеорних спектрах виділяють два компонента: основний (температура ~ 4400 К) та високотемпературний (температура ~ 10 000 К). До основного компоненту належать лінії нейтральних атомів, до високотемпературного – лінії іонізованих атомів. У червоній частині спектра спостерігається смуга молекули азоту.

На рисунках 2а, 2б та 2в представлені спектрограми метеора з моменту початку світіння до моменту спалаху. На них домінує смуга молекули N<sub>2</sub>, що має атмосферне походження. Спостерігається зростання інтенсивностей спектральних ліній зі зменшенням висоти.

Більшість спектральних особливостей проявляються саме під час спалаху метеора (Рис. 2г). Інтенсивності досягають максимальних значень. Як наведено на спектрограмі рис. 2г, який відображає момент спалаху метеора, домінує смуга, що утворена з поєднання спектральних ліній різних елементів, серед яких основний компонент – емісійні

лінії іонізованого кальцію. Одразу після спалаху значення інтенсивностей спектральних ліній стрімко зменшуються (Рис. 2д і 2е).

І.Боровічка і Е.Майден [2] висловлюють припущення, що високотемпературний компонент в спектрі метеорів, до якого належать і лінії Ca II, пов'язаний з утворенням ударної хвилі перед метеороїдом. Інтенсивність високотемпературного компонента зростає у момент, коли довкола метеороїда формується, так званий, режим безперервного потоку. Тобто, коли довжина вільного пробігу молекул у плазмі стає меншою за розміри самого метеороїда.

**Висновки.** Проведено ідентифікацію і розглянуто еволюцію основних емісій, виявлених в спектрі метеора 9-10 серпня 1965 року. Виявлено, що основний компонент метеорного спектра проявляється ще до початку спалаху метеора, високотемпературний – під час спалаху.

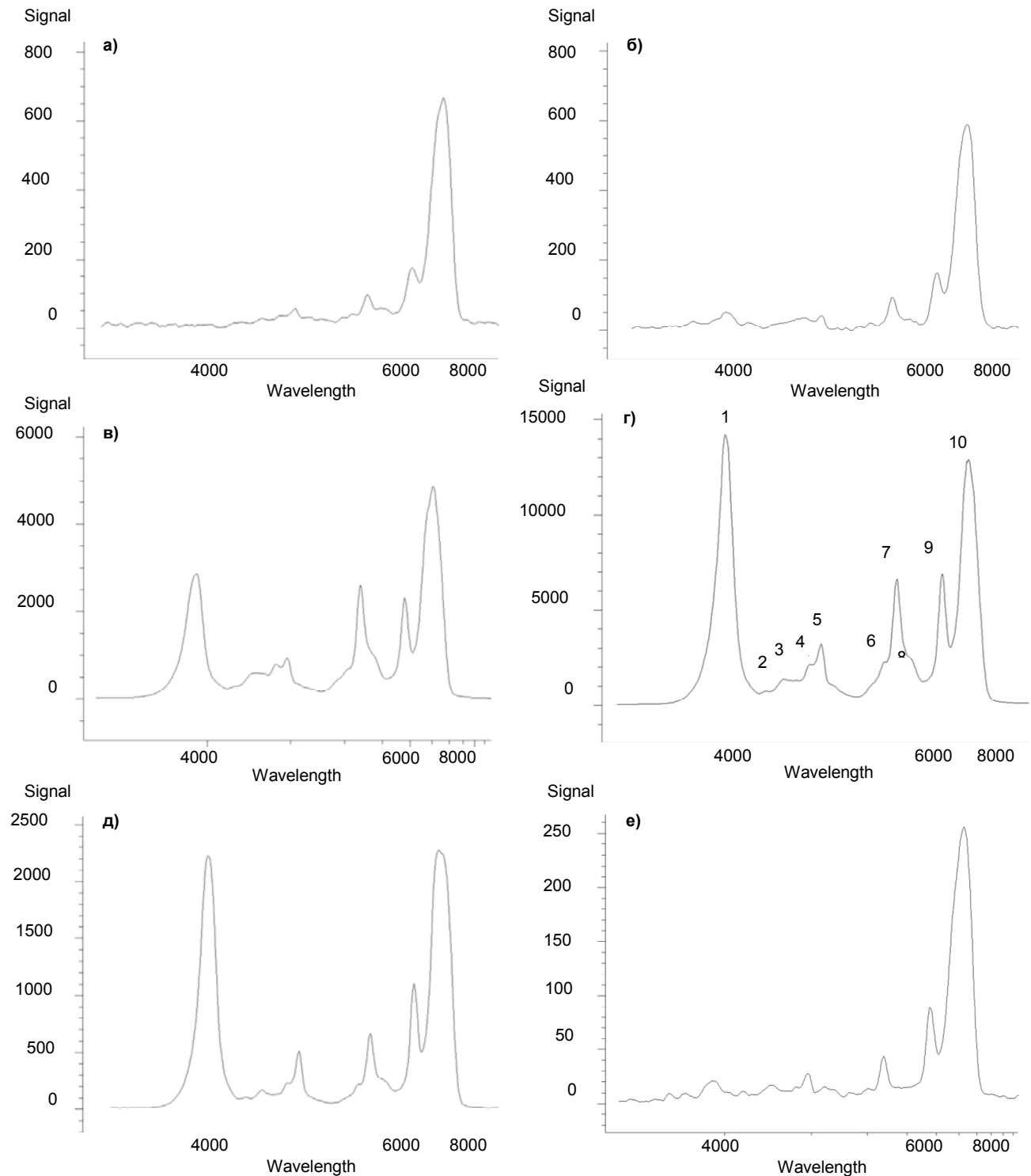


Рис. 2. Еволюція в часі спектра метеора 9-10 серпня 1965 року. По осі ординат – значення інтенсивності спектральних емісій у відносних одиницях. По осі абсцис – відповідні довжини хвиль в Å.

Спектрограми наведені без урахування спектральної чутливості апаратури. Основні емісії у спектрі пронумеровані на рис. 2г

## Список використаних джерел:

1. Смирнов В.А. Спектры кратковременных световых явлений: Метеоры. – М.: Физматлит, 1994. – 208 с.
2. Borovicka J., Weber M., Bocek J. Temporal evolution of a Perseid fireball spectrum // WGN, the Journal of the IMO, 2006. – P. 49-54.
3. Borovicka J. Two components in meteor spectra // Planet. Space Sci. – 1994. – Vol.42, №. 2. – P. 145-150.

Надійшла до редколегії 09.11.13

А. Мозговая, асп., К. Чурюмов, д-р физ.-мат. наук, проф., В.Смирнов, канд. физ.-мат. наук, доц.  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

**ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА МЕТЕОРА 9-10 АВГУСТА 1965 ГОДА**

*Рассматривается спектр метеора, полученный 9-10 августа 1965 на наблюдательных станции Одесской астрономической обсерватории в с.Крижаневци. Представлены эволюцию основных эмиссий в спектре. Приведена таблица идентификаций спектральных компонентов, обнаруженных в спектре метеора.*

*Ключевые слова: метеор, спектр.*

A. Mozgova, postgrad. stud., K. Churyumov, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof., S. Smirnov, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, docent.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

**TEMPORAL EVOLUTION OF A METEOR SPECTRUM OF 9-10 AUGUST 1965**

*The meteor spectrum obtained 9/10 August 1965 on the Odessa Astronomical Observatory station of Kryzhanivka is considered. The evolution of the main emissions of the spectrum is presented. The table of spectral components identifications identified in meteor spectrum is presented.*

*Key words: meteor, spectrum.*

УДК 523.64

В. Пономаренко, інж. 1 кат., К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф., В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук,  
Н. Коваленко, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

**ПАРАМЕТРИ ПИЛУ ТА ГАЗУ У КОМІ КОМЕТИ C/2009 P1 (GARRADD)**

*Спектри комети C/2009 P1 (Garradd) були отримані 15-18.06.2011 та 06.04.2012 рр. Отримано спектри двох видів: ешелє з роздільною здатністю  $(\lambda/\Delta\lambda)=14000$  та щільові –  $(\lambda/\Delta\lambda)=1500$ . Проведено дослідження на предмет наявності люмінесцентного континууму (континуум не був знайдений), отримана залежність зміни альbedo від довжини хвилі, підраховані деякі фізичні параметри нейтральної коми комети.*

*Ключові слова: спектр, комета, C/2009 P1 (Garradd).*

**Особенности спостережень комети C/2009 P1 (Garradd) і обробки її спектрів.** G. J. Garradd (Siding Spring Observatory, Australia) відкрив комету C/2009 P1 (GARRADD) на чотирьох знімках отриманих між 13.77 серпня 2009 р. та 13.81 серпня того ж року. Він використовував 0.5-м телескоп Шмідта з ПЗЗ камерою. Інтегральна зоряна величина комети  $T=17.5-17.7$ , кома складала  $15''$  в діаметрі. Перше підтвердження було отримане W. Robledo (El Condor Observatory, Cordoba) о 14.17 серпня 2009 року. Вперше параболічна орбіта комети була підрахована Б.Д. Марсденом вже 15 серпня. Перигелій комети виявився рівним  $1.25$  а.о., який вона пройшла 23.67 грудня 2011 року. На мінімальну відстань від Землі комета наблизилась 5 березня 2012 року.

Спектри комети C/2009 P1 були отримані 15-18.06.2011 та 06.04.2012 рр. за допомогою 2-м телескопа Zeiss ( $F_2=16$  м) на високогірній астрономічній станції "Терскол" Головної Астрономічної обсерваторії НАН України та Інституту Астрономії РАН. В червні 2011 року (на момент спостережень) комета знаходилася на геліоцентричній відстані  $r=2.9$  а.о. та геоцентричній –  $\Delta=2.5$  а.о., мала блиск  $T=12^m$ , фазовий кут складав  $S-T-O=20^\circ$ , кут елонгації  $S-O-T=100^\circ$ , позиційний кут  $\alpha=246^\circ$ . Було отримано 2 щільових спектра комети Garradd ( $4200-5250 \text{ \AA}$ ) з роздільною здатністю  $R=1500$ . У квітні 2012 р. комета була на геліоцентричній відстані  $r=2.0$  а.о. та геоцентричній –  $\Delta=1.6$  а.о., мала блиск  $T=10^m$ , фазовий кут складав  $S-T-O=27^\circ$ , кут елонгації  $S-O-T=104^\circ$ , позиційний кут  $\alpha=122^\circ$ . Отримано 6 ешелє-спектрів комети ( $4500-9000 \text{ \AA}$ ) з роздільною здатністю  $R=14000$ .

**Властивості пилового континууму комети C/2009 P1 (Garradd).** Були досліджені властивості пилу, для комети Garradd. В основу досліджень лягла побудова відношення відбитого кометою сонячного випромінювання (без врахування емісії) до оригінального спектра Сонця. Для ешелє-спектрів залежність отримана в діапазоні довжин хвилі  $4800-8800 \text{ \AA}$  (рис. 1а), а для щільових спектрів –  $4200-5100 \text{ \AA}$  (рис. 1б). Обробка проводилась в декілька етапів. Спочатку, над спектрами комет були виконані всі базові редукції, які включали врахування bias, flat-field, вкладу космічних частинок, розсіяного світла, калібровку по довжинам хвилі і лінеаризацію [2,7].

Відомо, що кометний спектр складається з двох компонент. Перша компонента – емісійні лінії атомів, молекул, іонів в кометній атмосфері. Друга компонента – відбите від кометного пилу сонячне випромінювання. Друга компонента в основних рисах повинна повторювати спектр Сонця, оскільки оптичні властивості пилу з довжиною хвилі не мають різких змін. На практиці зустрічається ще й третя компонента – люмінесцентний континуум. Однак, в спектрах комети C/2009 P1 (Garradd) люмінесцентний континуум виявлений не був. Таким чином, спостережуваний кометний спектр  $i_{com}(\lambda)$  можна представити у вигляді:

$$i_{com}(\lambda) = i_{sol}(\lambda) + i_{em}(\lambda)$$

$i_{sol}(\lambda)$  – спектральна густина випромінювання відбитого сонячного спектра (сонячний континуум),  $i_{em}(\lambda)$  – спектральна густина випромінювання емісії кометними молекулами.

Для виокремлення сонячного континууму в кометному спектрі брався сонячний спектр з високою роздільною здатністю  $0.02 \text{ \AA}$ , з якого розраховувався новий спектр Сонця, з кроком і роздільною здатністю аналогічними кометному спектру [6]. В різних ділянках розрахованого сонячного спектра (на лініях поглинання) задавалися точки з відповідним множником (коефіцієнтом Сонця). При необхідності в цих самих точках задається і інший множник (коефіцієнт люмінесцентного континууму). Заданий коефіцієнт Сонця, інтерполюється від точки до точки і є характеристикою зміни альbedo (ми маємо на це право, оскільки оптичні властивості пилу з довжиною хвилі змінюються повільно

но). В результаті операцій кометний і сонячний спектр накладаються (за винятком кометних емісійних ліній). Описати можна подати у вигляді формули:

$$i_{com}(\lambda) - i_{em}(\lambda) = k \cdot i_s(\lambda)$$

де  $i_s(\lambda)$  – підрахований сонячний спектр,  $k$  – коефіцієнт Сонця (характеристика альbedo).

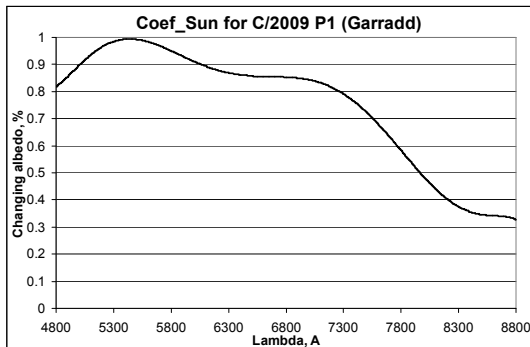


Рис. 1а. Залежність зміни альbedo від довжини хвилі для ешелє-спектра комети Garradd

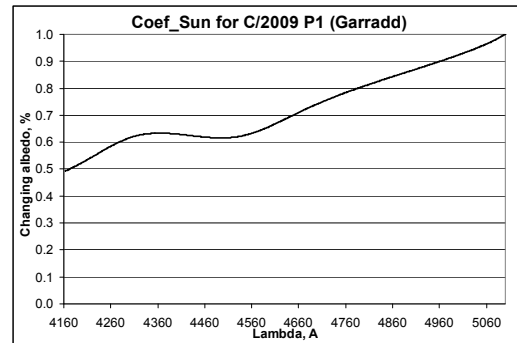


Рис. 1б. Залежність зміни альbedo від довжини хвилі для щільового спектра комети Garradd

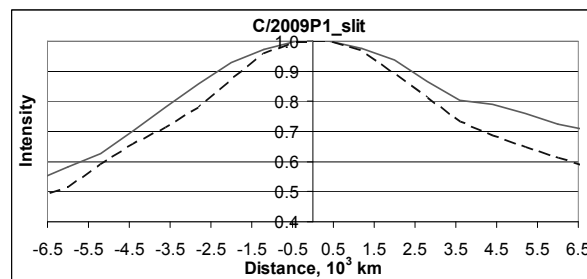


Рис. 2. Відносний беземісійний розподіл енергії для комети C/2009 P1 вздовж щілини в різних спектральних діапазонах: 4400-4448 Å (пунктирна лінія) та 5067-5115 Å (неперервна лінія)

Також, для комети Garradd було побудовано розподіл енергії вздовж щілини спектрографа в різних беземісійних ділянках щільового спектра комети. Було обрано дві ділянки спектра по 48 Å: 4400-4448 Å (між емісіями C2 та C3) та 5067-5115 Å (одразу після піку C2 на  $\lambda=5164$  Å). Щоб позбутися апаратного ефекту (особливостей розподілу накопиченого випромінювання в спектрографі і на матриці), аналогічні розподіли енергії вздовж щілини було отримано для спектрів вечірнього та вранішнього неба (спектри плоского поля не підійшли у зв'язку з недостатньою якістю). Після цього, у відповідності до загальноприйнятої методики, кометний спектр було поіскельно поділено на спектр неба і помножено на інтегральний спектр Сонця потрібних нам спектральних діапазонів. Виявилось, що в центральній області щілини діапазону 5067-5115 Å було накопичено на 20% більше випромінювання, ніж на ділянці 4400-4448 Å (це можна побачити і на рис. 1а та рис. 1б). Результати на рис. 2 було представлено шляхом накладання графіків (шляхом зведення до відносних максимумів). При такому представленні результатів можна побачити, що накопичена енергія по щілині розподілена нерівномірно, хоча сама щілина розміщена перпендикулярно до радіус-вектора. Асиметрія графіків відображає асиметрію кометної коми (найвірогідніше, це зумовлено нерівномірною диференціацією пилу в комі за розміром і кількістю). В області 5067-5115 Å (неперервна лінія) інтенсивність спадає повільніше ніж в області 4400-4448 Å (пунктирна лінія), що може вказувати на більшу інертність, а отже і розміри відбиваючих компонентів (пилу) в даному спектральному діапазоні. Добре видно асиметрію графіків, що є відображенням асиметрії кометної коми.

Для пилової коми комети Garradd були підраховані деякі фізичні параметри. Отримано параметр  $Afr$  (характеристика пилового континууму) з використанням методу (Farnham et al., 2000) [5].  $Afr$  підраховано для діапазонів довжин хвиль вузькосмугових кометних фільтрів NB: BC (4420-4500), GC (5220-5300) та RC (7080-7180). Для фільтра BC  $Afr$  підраховано зі щільовими спектрами ( $\lambda/\Delta\lambda$ ) $\approx$ 1500 (до проходження кометою C/2009 P1 перигелію), а для фільтрів GC та RC – по спектрам з ешелє ( $\lambda/\Delta\lambda$ ) $\approx$ 14000 (після проходження перигелію).

Для підрахунку  $Afr$  у фільтрі BC ми користувалися наступними параметрами і формулами [5]:

$$Afr_{\rho} = \frac{q_{BC} r^2 \Delta \cdot F_{BC}}{\theta} \quad (1)$$

де  $r=2.9$  а.о та  $\Delta=2.5$  а.о., відповідно геліо- та геоцентрична відстань до комети,  $\theta \approx 11''$  – апертура в кутових секундах,  $q_{BC}=1.276 \cdot 10^{17}$  – коефіцієнт перетворення для фільтра BC,  $F_{BC}$  – світловий потік отриманий за допомогою фільтра BC для круглої діафрагми з розрахунку на 1 Å.

Оскільки, ми маємо справу зі спектроскопічними, а не фотометричними спостереженнями, то повинні приймати до уваги геометричну різницю між круглою діафрагмою кометного фільтра і щілиною спектрографа, при визначенні  $F_{BC}$ :

$$F_{BC} = \frac{F'_{BC} \pi d^2}{4 d n m_y} = \frac{F'_{BC} \pi d}{4 n m_y} \quad (2)$$

де  $F_{BC}$  – світловий потік, який відповідає кометному фільтру BC (з діаметром рівним ширині щілини),  $F'_{BC} \approx 6.48 \cdot 10^{-14}$  erg/(cm<sup>2</sup>·Å·s) – потік випромінювання в спектральному діапазоні фільтра BC, який потрапив в щілину спектрографа,

$d=3''$  – ширина щілини,  $m_y \approx 0.55 \text{ arcsec/pixel}$  – масштаб зображення по висоті щілини,  $n=20 \text{ pixels}$  – апертура (протяжність області знімка вздовж щілини, з якої зчитується спектр кометної коми). Використовуючи вказані вище значення відповідних величин, компонуючи формули (2) і (1) отримуємо значення  $Af\rho_{BC}$  в області фільтра BC:

$$Af\rho_{BC} = \frac{q_{BC} r_1^2 \Delta_1 \cdot F'_{BC} \pi d}{\theta \cdot 4nm_y} = 3,38 \cdot 10^3 \text{ см} \quad (3)$$

Для підрахунку  $Af\rho$  у фільтрах GC, RC ми користувалися ешелє-спектрами і такими параметрами та формулами [5]:

$$Af\rho_{GC} = \frac{q_{GC} r_1^2 \Delta_1 \cdot F_{GC}}{\theta} \quad (4)$$

де  $r_1=2.0 \text{ а.о}$  та  $\Delta_1=1.6 \text{ а.о.}$ , відповідно геліо- та геоцентрична відстань до комети,  $\theta \approx 10''$  – апертура в кутових секундах,  $q_{GC}=1.341 \cdot 10^{17}$  ( $q_{RC}=1.975 \cdot 10^{17}$ ) – коефіцієнт перетворення для фільтра GC (RC),  $F_{GC}$  ( $F_{RC}$ ) – випромінювання в фільтрі GC (RC) для круглої діафрагми (на одиницю довжини хвилі). Для щілини спектрографа формула зміниться аналогічно до формули (3):

$$Af\rho_{GC} = \frac{q_{GC} r_1^2 \Delta_1 \cdot F'_{GC} \pi d}{\theta \cdot 4nm_y} \quad (5)$$

де, для ешелє-спектрів,  $F'_{GC} \approx 2.01 \cdot 10^{-14} \text{ erg/(cm}^2 \cdot \text{Å} \cdot \text{s)}$  ( $F'_{RC} = 1.27 \cdot 10^{-14} \text{ erg/(cm}^2 \cdot \text{Å} \cdot \text{s)}$ ) – потік випромінювання в фільтрі GC (RC), який потрапив в щілину спектрографа (на одиницю довжини хвилі),  $d=3''$  – ширина щілини,  $m_y \approx 0.9 \text{ arcsec/pixel}$  – масштаб зображення по висоті щілини,  $n=11 \text{ pixels}$  – апертура (протяжність області знімка вздовж щілини з якої зчитується спектр комети).

Для різних фільтрів-континуумів матимемо:

$$Af\rho_{GC} = 410 \text{ см}; \quad Af\rho_{RC} = 382 \text{ см}$$

Порівнюючи отримані результати, бачимо, що властивості пилового континууму сильно відрізняються, до і після проходження кометою перигелію. До проходження перигелію  $Af\rho$  значно вище, що підтверджується багатьма фотометричними спостереженнями і для інших комет [10,11].  $Af\rho_{GC}$  та  $Af\rho_{RC}$  отримані за допомогою одних і тих самих ешелє-спектрів відрізняються лише на 6,8%, що також вказує на достатню точність отримання результатів.

**Ідентифікація емісій, інтенсивність і газопродуктивність смуг C2 в кометі C/2009 P1.** Ототожнення кометних емісій було проведене за допомогою каталогів Brown та Cochren [3, 4]. В кометі C/2009 P1 (Garradd) вдалося ототожнити емісійні лінії таких хімічних елементів: CN, C2, C3, CH, CH+, NH2, H2O+, CO+, [OI]. У зв'язку зі слабкістю емісійних ліній детальна ідентифікація проведена не була.

Також, для комети, шляхом виокремлення і складання інтенсивностей емісійних ліній, було підраховано інтенсивність та газопродуктивність смуг C2: 4600-4700 Å, 5000-5165 Å за спектрами з R=1500. Результати представлені у табл.1. Для інших смуг підрахунок не проводився, оскільки в щільовий спектр ( $\Delta\lambda=4200-5100 \text{ Å}$ ) вони не потрапили, а в ешелє-спектрах (після проходження кометою перигелію) виявились дуже слабкими.

Об'єктивною характеристикою кометної коми є газопродуктивність (Q) та кількість молекул в зоні видимості діафрагми або щілини спектрографа ( $M(\rho)$ ). Спочатку отримаємо  $M(\rho)$ :

$$M(\rho) = \frac{I}{g} \quad (6)$$

де  $I$  – інтенсивність,  $g$  – фактор флуоресценції.

Оскільки, ми маємо справу зі щілиною спектрографа, а не фільтром –  $M(\rho)$  зазнає перетворень:

$$M'(\rho) = \frac{M(\rho) \cdot \pi \rho^2}{ab} \quad (7)$$

$a$  – висота (11") та  $b$  – ширина (3") щілини спектрографа,  $\rho$  – відстань від центра до краю діафрагми:

$$\rho = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{2} \approx 5,7'' = 1,035 \cdot 10^4 \text{ км} \quad (8)$$

Тепер можемо отримати основні характеристики для смуг C2:

$$\frac{Q}{v} = \frac{M'(\rho)}{\rho \cdot F(\mu, x)} = \frac{M(\rho) \cdot \pi \rho^2}{\rho \cdot F(\mu, x) \cdot ab} \quad (9)$$

$$\text{де } \mu = \frac{\beta_1}{\beta_2}, x = \rho\beta_2, \beta_1 = \frac{1}{L_1}, \beta_2 = \frac{1}{L_2}, F(\mu, x) = \int_x^{\mu x} K_0(y) dy + \frac{1}{x} \left( 1 - \frac{1}{\mu} \right) + K_1(\mu x) - K_1(x)$$

$K_0$  та  $K_1$  – відповідні циліндричні функції для діафрагми,  $L_1=2.2 \cdot 10^4 \text{ км}$  та  $L_2=6.6 \cdot 10^4 \text{ км}$  – пробіги, відповідно, батьківських та дочірніх молекул,  $F(\mu, x)=82.3$  – функція Хазера,  $v$  – швидкість молекул [1,9]. Ці величини, а також відношення газопродуктивності до швидкості, представлені у табл.1.

**Таблиця 1. Інтенсивність та газопродуктивність C2 для комети C/2009 P1 (Garradd)**

	C2(4600-4700)	C2(5000-5164)
$I$ ( $ph/\text{Å} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}$ )	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-1}$
$M(\rho)$	$8.4 \cdot 10^{10}$	$4.9 \cdot 10^{11}$
$Q/v, \text{ км}^{-1}$	$3.2 \cdot 10^5$	$1.8 \cdot 10^5$

**Висновки.** Спектри комети C/2009 P1 (Garradd) були отримані 15-18.06.2011 та 06.04.2012 рр. (двох видів: ешелє, з роздільною здатністю  $(\lambda/\Delta\lambda)=14000$  та щільові –  $(\lambda/\Delta\lambda)=1500$ ). Підчас обробки спектри було досліджено на

предмет наявності люмінесцентного континууму (континуум не був виявлений), отримана залежність зміни альbedo від довжини хвилі, побудовано розподіл енергії в спектрі комети для різних беземісійних спектральних ділянок, обчислено  $A_{gr}$  (характеристика пилового континууму) у різних вузькосмугових фільтрах-континуумах, до і після проходження кометою перигелію, отримано інтенсивність та газопродуктивність смуги C2 з характерними для нашої геліоцентричної відстані значеннями [8, 10].

#### Список використаних джерел:

1. Краснопольский В.А. Физика свечения атмосфер планет и комет // М.: Наука, 1987. – 304 с.
2. Чурюмов К.И., Пономаренко В.О., Клещенок В.В., Мозгова А.М., Кузнецов М.А. Оптическая спектроскопия кометы 103P/Hartley 2 в жовтні 2010 року // Вісник астрономічної школи – 2012. – т.8. – № 1-2. – с. 91-95.
3. Brown, M.E., Bouchez, A.H., Spinrad, H., Jons-Krull, C.M. High-resolution spectra catalogue of cometary emissions lines // AJ. – 1996. – 112 (3) – P.1197-1202.
4. Cochran A. A high spectral resolution Atlas of comet 122P/de Vico. – 2001. (anita@barolo.as.utexas.edu).
5. Farnham Tony L., Schleicher David G., A'Hearn Michael F. The HB Narrowband Comet Filters: Standard Stars and Calibrations // Icarus. – 2000. – 147. P. 180–204.
6. Kurucz, R. L., Furenlid, I., Brault, J., Testerman, L. Solar flux atlas from 296 to 1300 nm // National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico: National Solar Observatory. – 1984.
7. Lukyanyk I.V., Churyumov K.I., Afanasiev V.L. et al. Observation of Spectra and Monochromatic Images of Comet C/2001 A2 (LINEAR) // Proceedings of Asteroids, Comets, Meteors (Technical University Berlin. – Germany). – 2002. – P. 717-720.
8. Osip David J., Birch Peter V. . The Ensemble Properties of Comets: Results from Narrowband Photometry of 85 Comets. 1976-1992 // Icarus 118. – 1995. – P.223-270.
9. Picazzio E., de Almeida A., Churyumov K.I., Andrievskii S.M., Lukyanyk I.V. The Optical Spectroscopy and Near Infrared Observations of Comet C/2000 WM1 (Linear) in December, 2001 in Chile and Brazil // Earth, Moon and Planets. – 2002. – 90, P.23-32.
10. Shul'man L.M. Distribution of neutral matter density in the cometary atmosphere // Astrometry and Astrophysics (in Russian). – 1970. – 11. – P. 26-30.

Надійшла до редколегії 09.11.13

В. Пономаренко, инж. 1 кат., К. Чурюмов, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
В. Клещенок, канд. физ.-мат. наук, Н. Коваленко, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

### ПАРАМЕТРЫ ПЫЛИ И ГАЗА В КОМЕ КОМЕТЫ C/2009 P1 (GARRADD)

*Спектры кометы C/2009 P1 (Garradd) были получены 15-18.06.2011 и 06.04.2012 гг. Получены спектры двух видов: Эшелле с разрешением  $(\lambda/\Delta\lambda)=14000$  и щелевые –  $(\lambda/\Delta\lambda)=1500$ . Проведено исследование на предмет наличия люминесцентного континуума (континуум не был обнаружен), получена зависимость изменения альbedo от длины волны, подсчитаны некоторые физические параметры нейтральной комы кометы.*

*Ключевые слова: спектр, комета, C/2009 P1 (Garradd).*

V. Ponomarenko, eng., K Churyumov, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof.,  
V. Kleshchonok, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, N Kovalenko, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### PARAMETERS OF THE DUST COMA OF COMET C/2009 P1 (GARRADD)

*Spectra of the comet C/2009 P1 (Garradd) were obtained and 15-18.06.2011 and 06.04.2012 years. The spectra of two types: with a resolution  $(\lambda/\Delta\lambda) = 14000$  and slotted with  $(\lambda/\Delta\lambda) = 1500$ . The investigation for the presence of luminescent continuum (continuum was not detected), the dependence of changes in the albedo of the wavelength, counted some of the physical parameters of the neutral coma of the comet.*

*Key words: spectrum, comet, C/2009 P1 (Garradd).*

УДК 523.982; 523.982(083.4); 523.982(084.3)

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

### ПЛОЩІ ГРУП СОНЯЧНИХ ПЛЯМ ЗА КАТАЛОГАМИ СЛУЖБИ СОНЦЯ 1942–1951 РР.

*Дослідження Р. Гневишевої і Т. Барані з співавторами виявили перевищення середніх значень площ груп сонячних плям Пулковського каталогу (СД) над площами Грінвіцького (RGO). В нашій роботі проведено порівняння середніх і максимальних площ груп у 1942–1951 рр. за каталогами даних спостережень Київської, Пулковської і Грінвіцької обсерваторій. Підрахунок площ груп плям Київською обсерваторією за програмою "Служби Сонця" розпочато у 1942 р., але результати перших десяти років спостережень лише частково включені в СД. Використання київських даних за період до 1952 року для корекції площ груп плям каталогу СД актуальне й досі, тим більше, що база надійних даних – Кисловодська горна станція, почала спостереження тільки у 1953 р. Нами знайдено, що середні і максимальні річні площі груп за київськими даними (КД) на 4% менші, ніж за даними RGO, а за СД – відповідно на 14% більші. Відмінність КД і СД від RGO для окремих гігантських груп значна: київські дані містять на 13% занижені значення площ, а пулковські – на 15% завищені. Насамперед, зроблений перерахунок площ чотирьох найбільших груп каталога КД, оскільки він містить всі необхідні для цього вихідні дані. В результаті уточнення різниця зменшилася лише на 1%, що не перевищує стандартну похибку. Ми виявили імовірні помилки визначення площ найбільших груп у СД лише статистично за КД і RGO. Деякі з них можна пояснити потрапленням первинних даних вимірювань площ у мільйонних частинах диску (м.ч.д.)  $S_d$  до каталогу, де за описом представлено лише площі у мільйонних частинах півсфери (м.ч.п.)  $S_p$ . Після перерахунку зменшилась різниця площ найбільших груп плям у СД і RGO до 5%. Для п'яти найбільших груп сонячних плям знайдені 9-ти денні середні площі за трьома каталогами: найбільша група RGO 14886 у квітні 1947 р. мала середню площу  $5500 \pm 400$  м.ч.п., група RGO 14417 у лютому 1946 р. –  $5000 \pm 300$  м.ч.п. і група RGO 14851 у березні 1947 р. –  $4100 \pm 100$  м.ч.п. Ще дві групи, RGO 14585 у липні 1946 р. і RGO 16763 у травні 1951 р., мали середню площу по  $4000 \pm 200$  м.ч.п. кожна. Будь-яке інше десятиліття періоду телескопічних спостережень не представлено такими великими групами сонячних плям.*

*Ключові слова: сонячні плями, Служба Сонця.*

**Вступ.** Спостереження Сонця в Київській астрономічній обсерваторії (КАО, зараз Астрономічна обсерваторія КНУ імені Тараса Шевченка) було розпочато з 1923 р. директором обсерваторії, проф. С.Д.Чорним, який ще перебуваючи професором Варшавського університету проводив спостереження Сонця з 1916 р. у Ростові-на-Дону, де знаходився евакуйований в Першу світову війну Варшавський університет. У Києві ці роботи були ним продовжені до

1939 р. з допомогою рефрактора Герца з діаметром об'єктива 70 мм, і їх результати з 1916 р. до 1935 р. публікувалися в Аналах астрономічної обсерваторії [1], а також направлялися в Цюрих для підрахунку чисел Вольфа та їх публікації в міжнародному бюлетені. З 1937 р. дані про кількість плям і груп повідомлялися в Головну астрономічну обсерваторію (ГАО) у Пулково для Комісії з досліджень Сонця. В 1940–1941 рр. вже під керівництвом С.К.Всехсвятського після реконструкції обсерваторії розширені традиційні спостереження Сонця [1–3].

В грудні 1941р. в Свердловську утворена на базі евакуйованого з Москви Державного астрономічного інституту ім. Штернберга (ДАІШ), з яким налагодив співпрацю С.К.Всехсвятський, і КАО сонячна станція. На 4" і 5" рефракторів Цейса спостерігали Сонце Е.Р. Мустель, С.К. Всехсвятський, К.Я. Бугославська, Й.С. Шкловський. За ініціативи С.К.Всехсвятського розпочався збір і опрацювання спостережень Сонця, проведених в кількох обсерваторіях. В селищі Косуліно біля Свердловська був створений Науково-дослідний інститут земного магнетизму (НДІЗМ) на базі евакуйованих з Ленінграду підрозділів. Під керівництвом М.В. Пушкова один з підрозділів забезпечував спостереження Сонця і публікацію зведених даних в "Декадных обзорах". У 1942 – 1943 рр. побудовані павільйони для спільних сонячних і магнітних спостережень КАО-НДІЗМ та був зібраний вивезений з Києва горизонтальний сонячний телескоп. З середини серпня 1943 р. Е.І. Могилевський на ньому проводив регулярні спостереження [4–6].

Комісією з досліджень Сонця Астроради АН СРСР на КАО була покладена робота з опрацювання спостережень Сонця усіх обсерваторій Радянського Союзу і публікація зведених даних. Участь у Службі Сонця повоєнного періоду брали 10 обсерваторій та троє аматорів [5–8].

В Київській астрономічній обсерваторії спостереження фотосфери проводилися візуально з 5" кометошукачем і на горизонтальному сонячному телескопі. Фотографування Сонця налагоджено з травня 1947 р. на 4,3-метровому астрографі, але для опрацювання до 1951 р. використовувалися візуальні спостереження. З квітня 1951 р. розпочато регулярне фотографування Сонця на стандартному фотогеліографі ФГ-1 системи Максудова [2, 7, 8]. В 1951 році відбудовано сонячний телескоп у Пулково і з середини 1952 р. рішенням Комісії Астроради "Служба Сонця" покладена на Пулковську обсерваторію.

**1. Бази даних площ сонячних плям в друкованих виданнях та електронних ресурсах.** За спостереженнями "Служби Сонця", організованими ГАО з 1939 р. видавалися "Каталоги солнечной деятельности" (деякі з них звалися "Каталоги солнечной активности") [17–20]. Дані цих каталогів (СД) представлені на сайті ГАО [http://www.gao.spb.ru/database/csa/main\\_g.html](http://www.gao.spb.ru/database/csa/main_g.html). Кожна група в СД представлена в середньому 6 днями спостережень.

Зведені дані 10 обсерваторій з 1946 до 1952 рр. опубліковані в "Циркулярах Київської астрономічної обсерваторії" [14]. В циркулярах №1 – 12 сумарні площі груп на всьому диску Сонця вказані лише в мільйонних частинах диску (м.ч.д.)  $S_d$ , тоді як площі окремо по групам, за описанням, подані у мільйонних частинах півсфери (м.ч.п.)  $S_p$ . В цій роботі ми користувалися каталогом спостережень в Києві (КД) за 1942–1950 рр., де площі зазначені як в  $S_d$ , так і в  $S_p$ , опублікованому в "Трудах Київської астрономічної обсерваторії" [15, 16]. Кожна група плям у Києві спостерігалася в середньому 4 дні.

Результати спостережень і обробки даних Грінвіцької обсерваторії (RGO) розміщено на сторінці "Sunspot Database" сайту NASA <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml> Кожна група плям в каталогах RGO за 1942–1951 р. представлена в середньому 7 днями спостережень.

**2. Методичні причини відмінності середньорічних площ груп сонячних плям за різними базами даних.** Пулковська база даних містить площі  $S_p$  груп сонячних плям і лідууючої плями. В 1940-х рр. результати визначення площ в різних обсерваторіях приведені до системи Симеїзької обсерваторії множенням на поправочні коефіцієнти [17]. Дослідження систематичних розбіжностей між площами з Пулковської бази даних і Грінвіцьким каталогом виконано Гневишевою [22]. Нею знайдені основні джерела систематичних розбіжностей: 1) В Пулковському каталозі деякі тісно розташовані групи Грінвіцького каталогу подані як одна, і 2) у Грінвіцькому каталозі група, що виникла на тому ж місці, що й попередня, але після перерви, коли протягом 1–3 діб її не спостерігали, вважається новою, а в Пулковському каталозі новою групою вважається така, яка виникла після 4 діб чистого диску на місці попередньої. Цим Гневишева пояснила більшу кількість груп у Грінвіцькому каталозі і меншу середню за рік площу груп.

Барані і Людмань із співавторами порівнювали площі груп плям Дебреценської, Грінвіцької обсерваторій з Пулковським каталогом і пояснили відмінність даних різною методикою опрацювання спостережень [23]. Ними знайдено, що середні площі плям з Пулковського каталогу на 20% більші, ніж із Дебреценського. Якщо відкинути плями з площею, меншою за 100 м.ч.п., то для крупних плям ця різниця менша, лише 14%. Автори роботи вважають, що систематична різниця обумовлена неоднаковістю умов спостережень і неоднаковою методикою обробки фотогеліограм. Через зміни якості зображення вимірні площі груп плям, зроблені в один і той самий час, але на різних обсерваторіях, інколи суттєво різняться [23], що зумовлює випадкові похибки. Можна додати, що існують також реальні зміни з часом площі плям через коливання активної області у сонячній атмосфері, тому одне спостереження на день фіксує лише випадковий стан групи плям в діапазоні властивих їй варіацій.

В Києві робота з пошуку і виключення помилок проводилася постійно, це роботи Земанек [6]; Всехсвятського, Земанек і Сергєєвої [7]. Дані спостережень 4 обсерваторій у 1942–1943 рр. приводилися до київського ряду за допомогою коефіцієнтів редукції площ плям в м.ч.д.  $S_d$  кожної обсерваторії до результатів  $S_d$  Київської обсерваторії. Для цього формували попарні вибірки результатів вимірювань площ плям в усі дні року, коли були вимірювання в Київській обсерваторії. Після приведення всіх вимірювань площ плям  $S_d$  в систему Київської обсерваторії, обчислювалася площа кожної плями і групи плям в м.ч.п.  $S_p$ . З 1947 р. дані площ подаються в системі 5 обсерваторій. Замість однієї, Київської, за основу взято середнє значення площ з вимірювань 5 обсерваторій, які мали найбільш тривалі ряди спостережень і найбільш близькі результати. Після редукції даних всіх 10 обсерваторій на середнє з 5 базових обсерваторій, середньоквадратична похибка одноденних значень Київського каталога складала 4.5% [7].

**3. Порівняння площ найбільших груп плям.** Протягом досліджуваного нами десятиліття спостерігалися дуже великі групи сонячних плям (Табл.1).



Таблиця 1. Площі чотирьох найбільших груп сонячних плям за трьома каталогами

1946, проходження диском Сонця 29 січня-12 лютого											
RGO № 14417				СД 1946-18			Київ № 1946-14				
d.dd	sinθ	S <sub>d</sub>	S <sub>p</sub>	sinθ	S <sub>p</sub>	S <sub>p</sub> *	d.dd	sinθ	S <sub>d</sub>	S <sub>p</sub>	S <sub>p</sub> *
31,29	0,938	2600	4171		4534	4534					
1,47	0,870	4591	4799				1,40	0,871	5500	5500	5600
2,43	0,770	6011	4940	0,805	6402	5400					
3,31	0,705	7264	5080	0,715	7406	5300	3,39	0,698	6300	3600	4400
4,60	0,571	8003	4952		5633	5633	4,30	0,601	7500	4032	4690
5,57	0,541	7587	4533		5692	5692					
6,61	0,562	7843	4799	0,555	6655	4000					
7,29	0,603	8156	5202		5732	5732	7,37	0,609	6300	3424	3970
8,29	0,690	6951	4898		5763	5763	8,29	0,689	6100	3540	4210
9,4	0,798	5243	4596		5716	5716					
10,31	0,883	4215	4603		4386	4386					
11,49	0,956	2291	3849		4413	4413					
1946, проходження диском Сонця 20 липня – 3 серпня											
RGO № 14585				СД 1946-177			Київ №1946-163				
21,34	0,948	2471	3945		3923	3923	21,27	0,949	1500	4000	2380
22,46	0,847	4202	3908	0,860	5318	5210	22,35	0,854	5000	5000	4810
23,35	0,733	6141	4483		4381	4381	23,31	0,736	4500	3214	3320
24,35	0,590	6260	3925		3637	3637					
25,35	0,455	7661	4279		3996	3996	25,25	0,465	5700	3032	3220
26,35	0,316	7723	4100		4153	4153	26,27	0,324	7000	3535	3700
27,34	0,299	6987	3676		4135	4135	27,25	0,298	6800	3434	3560
28,39	0,415	7045	3888		4751	4751	28,26	0,398	6000	3226	3270
29,41	0,561	7635	4720		3934	3934	29,29	0,55	6500	3915	3890
30,35	0,707	5212	3778		4197	4197	30,23	0,684	4700	3180	3220
31,36	0,852	3577	3473		3531	3531	31,25	0,833	3500	4730	3160
1,34	0,940	2222	3324		2470	2470	1,26	0,933	1400	2166	1940
1947, проходження диском Сонця 4 березня – 17 березня											
RGO № 14851				СД 1947-57			Київ № 1947-63				
5,3	0,891	2313	2579		2182	2182	5,30	0,892	1700	2000	1880
6,31	0,774	3169	2544		3464	3464					
7,41	0,622	5221	3333		3646	3646					
8,3	0,476	6335	3615	0,526	5630	3310					
9,31	0,331	7251	3886	0,365	6826	3670					
10,3	0,278	7993	4179	0,295	7500	3920	10,50	0,293	8000	4020	4180
11,3	0,351	8437	4547		5091	5091					
12,3	0,517	7851	4554	0,533	6744	3990					
13,41	0,677	6151	4205		5208	5208	13,42	0,677	7300	5176	4960
14,34	0,804	4739	4052		5199	5199					
15,31	0,895	3393	3989		6292*	4292					
16,31	0,969	1785	3825		3552	3552	16,39	0,972	1400	3181	2980
1947, проходження диском Сонця 31 березня – 14 квітня											
RGO № 14886				СД 1947-87			Київ № 1947-92				
1,35	0,956	3228	5433		6761	6761					
2,47	0,865	5605	5566		6309	6309	2,45	0,866	5500	5500	5500
3,52	0,748	7653	5785		6576	6576	3,30	0,771	6600	4860	5180
4,31	0,635	8629	5586		6502	6502	4,56	0,599	8300	5200	5180
5,32	0,484	10081	5764		5384	5384					
6,31	0,37	9757	5276		5548	5548	6,37	0,361	8600	4300	4610
7,31	0,309	11148	5931								
8,47	0,408	11074	6132		5643	5643	8,33	0,394	7200	3600	3920
9,32	0,529	9277	5468		5995	5995	9,37	0,535	7500	4143	4440
10,34	0,68	7814	5360		6698	6698					
11,35	0,804	5722	4813		4750	4750	11,33	0,801	5600	4383	4680
12,31	0,903	4397	5130		4611	4611	12,50	0,922	3000	3571	3870

\* – імовірно описка

Найбільша з них – група за Грінвіцьким каталогом № 14886 з максимальною площею 6132 м.ч.п. (проходила через центральний меридіан 7 квітня 1947 р.), друга за максимальною площею 5202 м.ч.п. – № 14417 (проходила через центральний меридіан 5 лютого 1946 р.) і третя – № 14851 з максимальною площею 4554 м.ч.п. проходила через центральний меридіан 10 березня 1947 р. [24]. Згідно дослідженню Річардсона, найбільшою групою сонячних плям за період регулярних замальовок в Маунт Вілсон з 1917 р. до 1947 р. була група № 14886 за Грінвіцьким каталогом, максимальна площа якої за даними обсерваторії Маунт Вілсон дорівнювала 5400 м.ч.п. [25]. Втім за Пулковським каталогом площі найбільших груп сонячних плям досягають 6700–7400 м.ч.п., що на 500–2200 м.ч.п. перевищують вказані М. Копецьким і Р. Річардсоном максимальні величини.

Пошук, проведений за Київським каталогом, показав, що найбільші групи, спостережені в Києві, мали максимальну площу 5500–5600 м.ч.п. Верифікація даних площ груп сонячних плям в даній роботі складалася з пошуку описок, а також помилок у перерахунку  $S_d$  у  $S_p$ . Найбільш очевидною опискою в "Каталогах сонячної діяльності" [16] є площа групи №1939-264 за 6 вересня 1939 р., записана як 6174 м.ч.п., що майже вдвічі перевищує площу, вказану за попередній день і виводить групу на абсолютне перше місце. Ця група складалася з 31 плями, а головна пляма в СД теж записана з такою самою площею, як і вся група. Дані Грінвицької обсерваторії все ставлять на свої місця: група RGO №13394 мала 6 вересня площу 3054 м.ч.п., а її головна пляма – площу 1472 м.ч.п. Цей випадок спонукає провести порівняння з Грінвицьким каталогом площ найбільших груп сонячних плям, які присутні в Київській та Пулковській базах даних протягом найбільш важких для спостережень і обробки 1942–1951 років. Середня площа груп обчислювалася як середнє арифметичне протягом 9 днів спостережень групи в її найбільшому розвитку.

В табл. 1 включені дані площ груп Грінвицького і Київського каталогів як в мільйонних частинах диску  $S_d$ , так і в мільйонних частинах півсфери  $S_p$  з баз даних <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml> [15-16]. Дані в Пулковських каталогах є лише в  $S_p$ . Для кожного дня і часу спостережень (d.dd) у Табл.1, вказаних в Київському каталозі, ми знайшли синус геліоцентричного кута центра групи. За  $S_d$  і  $\theta$  проведений перерахунок  $S_p^* = 0.5 \times S_d / \cos \theta$ . Результати перерахунку представлені в Табл. 1 як  $S_p^*$ . Бачимо, що для київських спостережень  $S_p^*$  в середньому більше, ніж  $S_p$  на 1%.

Перерахунок пулковських даних СД проводився лише у випадках, коли вказане значення площі більше, ніж на 3 стандартних відхилення перевищує середнє значення по двох інших обсерваторіях. Найімовірніша причина такого завищення та, що у ряди  $S_p$  випадково потрапили площі в частинах диску  $S_d$ , надіслані деякими обсерваторіями без необхідного перерахунку в  $S_p$ . Ці випадки в Табл. 1, виділені у стовпчику  $S_p^*$  курсивом, легко побачити по зазначеним для них величинам  $\sin \theta$  зліва від значень  $S_p$ . Визначити геліоцентричний кут для груп з каталогів СД можна лише наближено за різницею в довготі, а отже, і в часі спостережень, між Києвом або Грінвичем і обсерваторією, яка проводила спостереження групи, вказаної в каталозі [18]. Уточнені площі СД і КД представлені на Рис. 1. разом з даними RGO. Позначення  $S_p$  може стосуватися як груп, так і плям, тому надалі площу груп у м.ч.п. пишемо як  $S_{gr}$ .

Перевищення площ СД даних КД і RGO на рівні від 2 до 3 стандартних відхилень теж може розглядатися (у 98% таких випадків), як потрапляння первинних даних обробки замальовок до каталогу СД. Але таке завищення може бути викликано також помилками в обчисленнях поправочних коефіцієнтів, якими приводили площі груп до традиційного симейського ряду ГАО [15], і просто описками. Внаслідок такої невизначеності ми позначили в Табл.1 ті випадки, котрі потрапляють в інтервал від 2 до 3 стандартних відхилень курсивом у стовпчику  $S_p^*$  без виправлення.

Після мінімальних виправлень, які приведені у табл. 1, легко обчислити, що перевищення середніх площ найбільших груп плям Пулковського каталогу порівнянно з Грінвицьким скоротилося з 15% до 5%. Зниження площ найбільших груп плям у Києві порівнянно з Грінвицькими даними внаслідок перерахунку зменшилося в середньому з 13% до 12%. Випадкова похибка цих систематичних відхилень 1%. Результати обчислення середньої площі найбільших груп сонячних плям протягом 9 днів найбільшого розвитку групи за каталогом RGO і за виправленими площами СД і КД, подано в табл.2. Приведені також усереднені за трьома каталогами 9-ти денні площі для кожної групи. Окрім груп, детально представлених в табл. 1, до табл. 2 включена й група RGO 16763 за травень 1951 р., площі якої не потребують перерахунку.

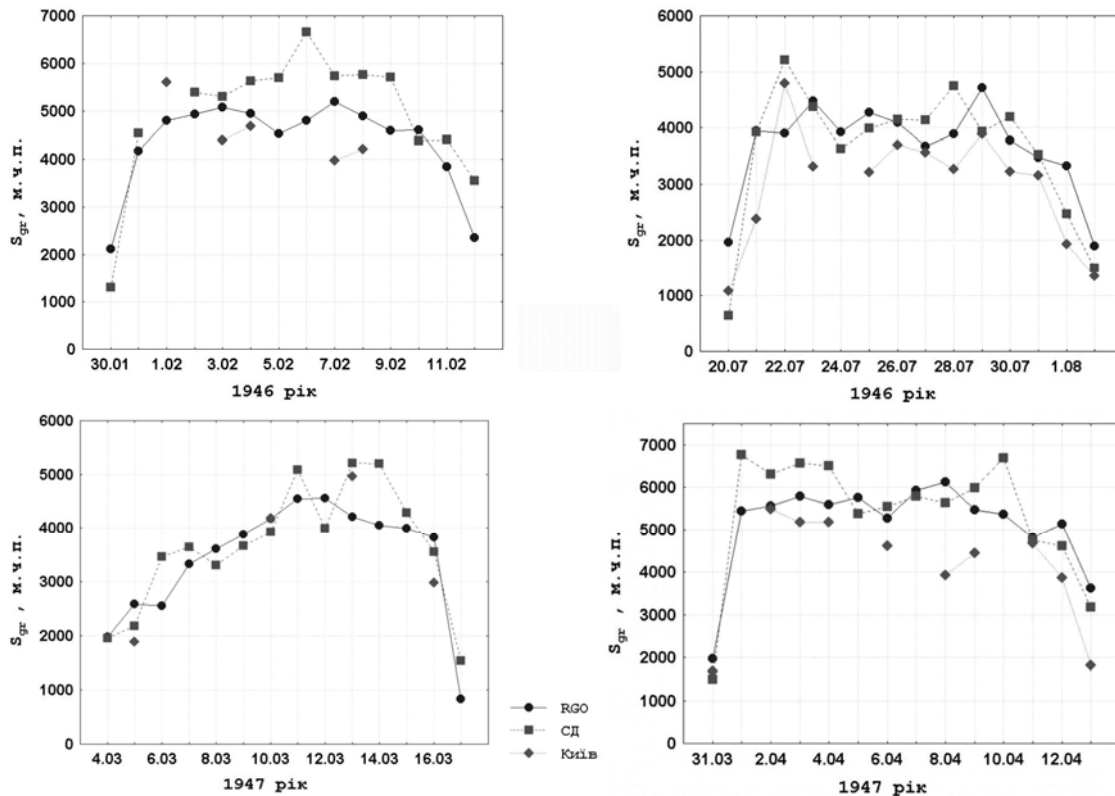


Рис.1. Поденні дані площ гігантських груп протягом їх проходження диском Сонця

Таблиця 2. Усереднені площі в м.ч.п. гігантських груп 1942–1951 рр. по 9 днях найбільшого розвитку групи

Номер групи RGO	$S_{gr}$ RGO	$\sigma$	$S_{gr}$ СД	$\sigma$	$S_{gr}$ Київ	$\sigma$	3 бази	$\sigma$	95%-межі
14417	4900	100	5600	200	4600	300	5000	200	3700–6300
14585	4100	100	4300	200	3600	200	4000	200	3200–4800
14851	4100	100	4200	300	4000	600	4100	100	3900–4400
14886	5700	100	6100	200	4800	200	5500	400	3900–7000
16763	4100	100	3900	200	4100		4000	100	3600–4300

4. Порівняння середньорічних площ груп плям. За виправленими даними обчислимо середні площі найбільших груп плям у 1942–1951 рр. Середньорічні площі груп плям можна обчислити різною методикою. Найбільш безпосередньо характеризує інтенсивність плямоутворення середньорічне значення  $S_{gr}$ , отримане з площ груп плям, виміряних щодоби. В різних базах, і навіть в одній і тій самій базі, але в різні роки нижня межа виміряних груп плям змінювалася від 1 до 5 м.ч.п. Нами проведено обчислення середньорічних значень лише для груп з площею, не меншою за 5 м.ч.п. (Табл.3 і Рис.2,3).

Таблиця 3. Середньорічні площі груп сонячних плям  $S_p$  за трьома каталогами (для КД у 1942–1943 рр. розраховані за даними  $S_d$ , у 1946–1947 рр. – з врахуванням  $S_p^*$  з табл.1, також виключена очевидна описка у площі групи СД №29 за 20 січня 1948 р.)

Рік	Число груп КД	Число груп СД	Число груп RGO	Середня площа груп КД	Середня площа груп СД	Середня площа груп RGO	площа найбільшої групи КД	площа найбільшої групи СД	площа найбільшої групи RGO
1942	141	124	138	164	186	155	1960	2820	2048
1943	66	56	63	231	255	220	1645	1680	1892
1944	58	46	68	107	138	126	1149	734	1010
1945	148	125	155	140	163	144	1250	1104	1142
1946	299	347	370	234	269	237	5600	5763	5202
1947	480	464	554	190	258	228	5500	6761	6132
1948	479	417	522	206	218	193	2708	2451	2513
1949	440	497	507	202*	225	202	2824*	2835	2471
1950	332	354	324	180*	217	195	2239*	2524	2856
1951	255	260	259	210	269	229	4127	4351	4865
сума	2698	2690	2960						

\* дані з врахуванням поправочного коефіцієнта 1.03 при зміні інструмента для спостережень згідно [16]

За даними табл. 3 можна розрахувати, що протягом десятиліття середні площі груп за Київським каталогом на  $4 \pm 1\%$  менші, ніж за Грінвицьким, а за Пулковським каталогом на  $14 \pm 2\%$  більші, ніж за Грінвицьким.

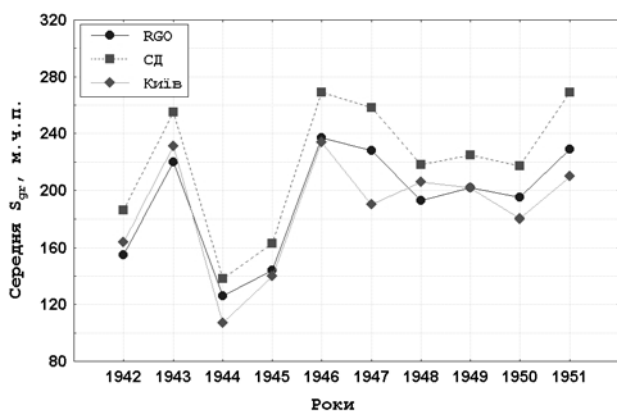


Рис.2. Зміни середньої площі груп сонячних плям протягом 1942–1950 рр.

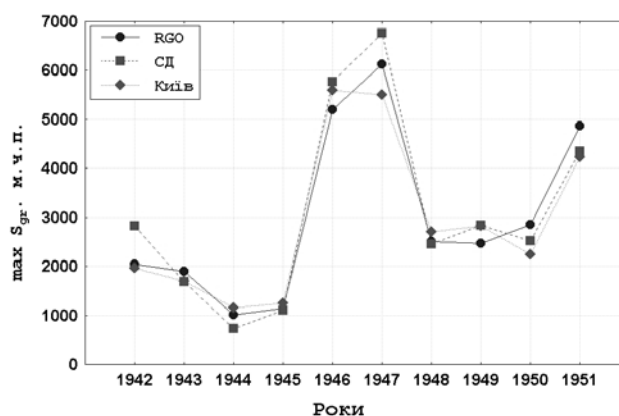


Рис.3. Зміни максимальної площі груп сонячних плям протягом 1942–1951 рр.

Середнє значення площ груп, розподілених зі значною правою асиметрією, може суттєво змінюватися через випадкову наявність чи відсутність в досліджуваній вибірці окремих великих груп. Тому ми перерахували щоденні площі груп в ефективний діаметр – діаметр, який мала би група, якби всі її плями утворили одну з площею  $S_{gr}$ . На Рис.4 показані гістограми розподілу груп плям за ефективним діаметром. Ефективний діаметр груп, усереднений за рік, обчислений за Пулковськими даними, виявився на 4% більший, ніж за Грінвицькими, а обчислений за КД, на 4% менший, ніж за RGO.

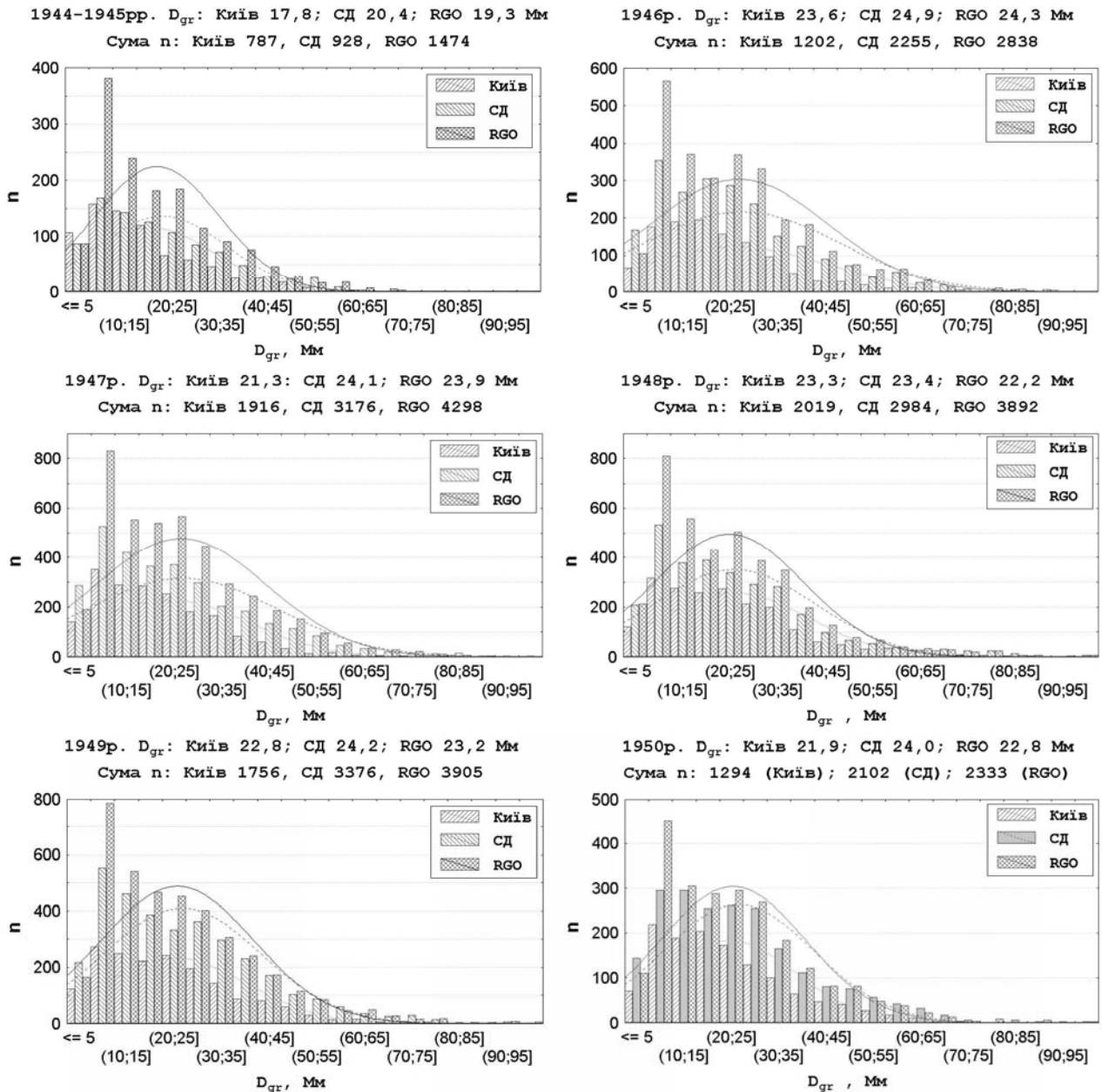


Рис. 4. Розподіли ефективних діаметрів груп сонячних плям у 1945-1950 рр.

Середнє значення площ груп, розподілених зі значною правою асиметрією, може суттєво змінюватися через випадкову наявність чи відсутність в досліджуваній вибірці окремих великих груп. Тому ми перерахували щоденні площі груп в ефективний діаметр – діаметр, який мала би група, якби всі її плями утворили одну з площею  $S_{gr}$ . На Рис.4 показані гістограми розподілу груп плям за ефективним діаметром. Ефективний діаметр груп, усереднений за рік, обчислений за Пулковськими даними, виявився на 4% більший, ніж за Грінвіцькими, а обчислений за КД, на 4% менший, ніж за RGO.

**5. Порівняння максимальних річних груп плям.** Перерахунок площ найбільших груп дозволив виправити щорічні максимальні площі груп сонячних плям в каталозі СД. В результаті суттєво зменшені максимальні площі СД за 1946–1948 р. Максимальні річні площі плям (виправлені для гігантських груп) за КД на  $4\pm 1\%$  менші, ніж за RGO, а за СД – на  $3\pm 1\%$  більші. Коефіцієнт кореляції між максимальними річними площами груп дорівнює 0.975 як між КД і RGO, так і між СД і RGO.

Зіставлення щорічних середніх площ груп сонячних плям з максимальними (табл.3 і рис. 2 і 3) дозволяє зробити висновок, що зміни площ груп відбуваються синхронно як у найбільших, так і в малих групах, які дають найбільший вклад в середньорічні величини. Це означає, що немає двох (чи більше) популяцій груп плям, які по-різному розвиваються в циклі сонячної активності.

**6. Висновки.** Знайдені різниці середньорічних значень площ груп сонячних плям у каталогах СД, КД і RGO підтверджують існування систематичних розбіжностей між каталогами. Дані Київської обсерваторії так само, як і Дебреценської [23], дещо недооцінюють площу груп плям (на 4 і 8% відповідно) у порівнянні з RGO. Дані СД завищують середньорічні площі порівнянно з RGO на 14%.

Менша відмінність середніх ефективних діаметрів груп, ніж площ, у каталогу СД порівняно з RGO, свідчить про переважне завищення площ у СД спорадичними великими значеннями. Виявлене багатьма дослідниками і нами перевищення площ груп плям Пулковського каталогу над площами Грінвіцького каталогу на 14% ми пояснюємо помилковим включенням частини даних площ плям у мільйонних частинах диску  $S_d$  до того списку зведеного каталогу, де площі мають бути перераховані у мільйонні частини півсфери Сонця  $S_p$ . Перерахунок площ груп Пулковського каталогу, проведений у такому припущенні, дав площі у мільйонних частинах півсфери Сонця, які задовільно узгоджуються з даними інших каталогів. Перерахунок можна провести лише для найбільших груп плям, для яких різниця  $S_d - S_p$  значна і тому очевидна. Нами проведений перерахунок площ найбільших груп Пулковського каталогу для даних, які відрізнялися від КД і RGO більше, ніж на 3 стандартні відхилення. Після виправлення площ гігантських груп плям з Пулковського каталогу ми отримали результати, що задовільно узгоджуються з Грінвіцьким. Таким чином, максимальна денна верхня межа площ груп плям за виправленими даними не перевищувала 6800 м.ч.п., а середня за 9 днів найбільшого розвитку групи дорівнювала  $5500 \pm 400$  м.ч.п.

#### Список використаних джерел:

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. // Аналіз КАО. – 1936. – т. 6, вип. 2. – с. 9-71.
2. Яковкін М.А. Обзор работ з исследования Солнца. // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 1967. – №9. – с.9–23.
3. Єфіменко В.М., Курочка Л.М., Кондрашова Н.М., Остапенко В.О., Руднікова К.Г. Розвиток досліджень з фізики Сонця та сонячної активності. // Астрономічна обсерваторія Київського університету імені Тараса Шевченка. 150 років. – К.: ВПЦ "Київський університет". – 1995. – с.170–200.
4. Ляхов Б.М. <http://www.izmiran.ru/info/personalia/npushkov/Istoriya/lyakhov1.html>
5. Могилевский Э.И. Н.В.Пушков – основатель академгородка Троица [http://www.izmiran.ru/info/personalia/npushkov/Mogilev/Mog\\_push.html](http://www.izmiran.ru/info/personalia/npushkov/Mogilev/Mog_push.html).
6. Земак Е.Н. Фотосферная активность Солнца 1942–1944 гг. // Публикації Київської астрономічної обсерваторії. Київ–Львів: Київський державний університет ім. Т.Г.Шевченка. –1946, №1. – 226 с.
7. Всехсвятский С.К., Земак Е.Н., Сергеева А.Н. О системе индексов солнечной активности. // Публикації Київської астрономічної обсерваторії. Видавництво Київського державного університету ім. Т.Г.Шевченка: Київ, – 1953. – №5. – С.147–154.
8. Акимов Л.А., Белкина И.П., Дятел Н.П., Марченко Г.П. История и результаты исследования Солнца / 200 лет астрономии в Харьковском университете. Под ред. Проф. Ю.Г. Шкуратова [http://www.astron.kharkov.ua/library/books/200\\_years\\_p1.pdf](http://www.astron.kharkov.ua/library/books/200_years_p1.pdf)
9. Земак Е.Н. Фотосферная активность Солнца в 1948г. // Публикації Київської астрономічної обсерваторії. Видавництво Київського державного університету ім. Т.Г.Шевченка: Київ, – 1954. – №6. – С.121–129.
10. Земак Е.Н. Фотосферная активность Солнца в 1949 г. // Публикації Київської астрономічної обсерваторії. Видавництво Київського державного університету ім. Т.Г.Шевченка: Київ, – 1954. – №6. – С.131–138.
11. Отчет о деятельности Киевской астрономической обсерватории Киевского государственного университета им. Т.Г.Шевченко за 1950 год // Публикації Київської астрономічної обсерваторії. Видавництво Київського державного університету ім. Т.Г.Шевченка: Київ, – 1953. – №5. – С.197–206.
12. Отчет о деятельности Киевской астрономической обсерватории Киевского государственного университета им. Т.Г.Шевченко за 1951 год // Публикації Київської астрономічної обсерваторії. Видавництво Київського державного університету ім. Т.Г.Шевченка: Київ, – 1953. – №5. – С.207–218.
13. Зельдина М.Ю., Земак Е.Н., Сергеева А.Н., Турчинова Э.В. Солнечная активность в 1951 г.
14. Циркуляры Киевской Астрономической Обсерватории Изд. КГУ им.Т.Г.Шевченко. 1946–1952. № 1 – № 65.
15. Зельдина М.Ю., Земак Е.Н., Сергеева А.Н. Наблюдения фотосферы и хромосферы Солнца в 1942–1945 годах на Киевской Астрономической обсерватории. // Труды Київської астрономічної обсерваторії. К.: Видавництво КДУ ім.Т.Г.Шевченка. – Т.1. –1956. – с. 81–300.
16. Земак Е.Н., Зельдина М.Ю., Сергеева А.Н. Наблюдения фотосферы и хромосферы Солнца на Астрономической обсерватории Киевского университета в 1946–1950гг. // Труды Київської астрономічної обсерваторії. К.: Видавництво КДУ ім.Т.Г.Шевченка. – Т.2. –1958. – с.1–468.
17. Гневывшева Р.С. Каталог солнечной активности за 1940–1945 гг. //Труды Главной астрономической обсерватории в Пулкове. – 1949. – Т.62. –202 с.
18. Гневывшева Р.С. Каталог солнечной деятельности за 1946–1947 гг. //Труды Главной астрономической обсерватории в Пулкове. – 1949. – Т.65. – 190 с.
19. Гневывшева Р.С. Каталог солнечной активности за 1948 г. //Труды Главной астрономической обсерватории в Пулкове. – 1950. – Т.67. –103с.
20. Гневывшева Р.С. Каталог солнечной активности за 1949–1951 гг. //Труды Главной астрономической обсерватории в Пулкове. – 1953. – 272 с.
21. Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А., Волобуев Д.М. Проект создания интерактивной базы данных по солнечной активности в системе "Пулковского каталога солнечной активности". // Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца. "Солнечная активность как фактор Космической погоды". 2005. – СПб. Пулкове. – с. 47-49.
22. Gnevysheva R.N. A comparison of the Pulkovo and Greenwich sunspot catalogs //Soviet Physics-astronomy, – 1968. – Vol.11, No 6. – P. 976–978.
23. Baranyi T., Ludmany A., Györi L., Coffey H.E. Comparison of three sunspot area databases // Proc. 9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics "Magnetic Fields and Solar Processes, Florence, Italy. 12–18 Sept.1999 (ESA SP-448). – P. 569–573.
24. Kopecky M. Sunspot activity according to Greenwich observations // Solar Physics, – 1964. – V.93. – P.181–187.
25. Richardson R. Sunspot groups of irregular magnetic polarity // ApJ, 1948. – V.107. – P.78–93.

Надійшла до редколегії 27.12.13

Н. Лоцикая, канд. физ.-мат. наук, В. Єфіменко, канд. физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

#### ПЛОЩАДИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО КАТАЛОГАМ СЛУЖБЫ СОЛНЦА 1942-1951 ГГ.

*Исследования Р. Гневывшева и Т. Барани с соавторами обнаружили превышение средних значений площадей групп солнечных пятен Пулковского каталога (СД) над площадями Гринвичского (RGO). В нашей работе проведено сравнение средних и максимальных площадей групп в 1942 -1951 гг. по каталогам данных наблюдений Киевской, Пулковской и Гринвичской обсерваторий. Подсчет площадей групп пятен Киевской обсерваторией по программе "Службы Солнца" начато в 1942 г., но результаты первых десяти лет наблюдений частично включены в СД. Использование киевских данных за период до 1952 года для коррекции площадей групп пятен каталога СД актуален до сих пор, тем более, что база надежных данных – Кисловодская горная станция, начала наблюдения только в 1953 году. Нами найдено, что средние и максимальные годовые площади групп по киевским данными (КД) на 4% меньше, чем по данным RGO, а по СД – соответственно на 14% больше. Отличия КД и СД от RGO для отдельных гигантских групп значительна: киевские данные содержат на 13% заниженные значения площадей, а Пулковские – на 15% завышены. Прежде всего, сделан перерасчет площадей четырех крупнейших групп каталога КД, поскольку он содержит все необходимые для этого исходные данные. В результате уточнения разница уменьшилась всего на 1%, что не превышает стандартную погрешность. Мы обнаружили вероятные ошибки определения площадей крупнейших групп в СД только статистически по КД и RGO. Некоторые из них можно объяснить попаданием первичных данных измерений площадей в миллионных частях диска (м.ч.д.) Sd в каталог, где по описанию представлены лишь площади в миллионных долях полусферы (м.д.п.) Sp. После пересчета уменьшилось различие площадей крупнейших групп пятен в СД и RGO до 5%. Для пяти крупнейших групп солнечных пятен найдены 9-ти дневные средние площади по трем каталогам: самая большая группа RGO 14886 в апреле 1947 г. имела среднюю площадь  $5500 \pm 400$  м.д.п., группа RGO 14417 в феврале 1946 г. –  $5000 \pm 300$  м.д.п. и группа RGO 14851 в марте 1947 г. –  $4100 \pm 100$  м.д.п. Еще две группы, RGO 14585 в июле 1946 г. и RGO 16763 в мае 1951 г., имели среднюю площадь по  $4000 \pm 200$  м.д.п. каждая. Любое другое десятилетие периода телескопических наблюдений не представлено такими большими группами солнечных пятен.*

*Ключевые слова: солнечные пятна, Служба Солнца.*

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

### AREAS OF SUNSPOT GROUPS ACCORDING TO CATALOGUES OF SUN SERVICE IN 1942-1952

Researches carried out by R. Gnevysheva and T. Baranyi with co-authors revealed exceeding of mean values of the sunspot groups areas of the Pulkovo data catalogue over the areas of the Greenwich data. In our paper there were compared the averages and the maximum areas of sunspot groups in 1942-1951 according to catalogues of observations at the Kiev, Pulkovo and Greenwich observatories. Calculation of the areas of groups in the Kiev observatory has begun in 1942, but these results only are partially included in SD. Use of the Kiev data during the period to 1952 for correction of the areas of SD groups is actual, especially since the source of reliable data – the Kislovodsk mountain station, began observations only in 1953. We found that average and the maximum annual areas of groups of the Kiev Data (KD) are 4% less, than according to RGO, and of SD is respectively 14% larger. Difference of CD and SD from RGO for separate giant groups is considerable: the Kiev data contain areas which are 13% underestimated, and SD – 15% uprated. First of all, there was made recalculation of the areas of four greatest groups of the catalogue KD as it contains all values necessary for this purpose. As a result the difference decreased only by 1%, it doesn't exceed standard error. On KD and RGO we only statistically revealed possible errors of determination of the areas of the greatest groups in SD. Some of them can be explained by include of primary data measurements of the areas in the millionth parts of the disk (mpd)  $S_d$  in the directory where, according to the description, the areas in millionth parts of a hemisphere (mph)  $S_p$  are provided only. After their recalculation exceeding of the areas of the greatest groups of spots of SD decreased to 5%. For five greatest groups the 9-day average areas according to three catalogues are found: The greatest group of solar spots in April, 1947 had the average area  $5500 \pm 400$  mph, group in February, 1946 –  $5000 \pm 300$  mph and group in March, 1947 –  $4100 \pm 100$  mph. Two more groups in July 1946 and in May, 1951 had the average area  $4000 \pm 200$  mph. Any other decade of the period of telescopic measurements isn't provided with such big sunspot groups.

Key words: Sun spots, Sun Service.

УДК 52(092)+529.34

Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук, В. Кислюк, д-р фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### КИЇВСЬКИЙ ПЕРІОД ЖИТТЯ І ТВОРЧОСТІ АВЕНІРА ОЛЕКСАНДРОВИЧА ЯКОВКІНА (ДО 125-РІЧЧЯ З ДНЯ НАРОДЖЕННЯ)

Подано інформацію про наукову діяльність Авеніра Олександровича Яковкіна в Київському університеті імені Тараса Шевченка (1945–1952 рр.) та в Головній астрономічній обсерваторії НАН України (1952–1974 рр.).

Ключові слова: Яковкін А.О.

**1. Вступ.** У травні 2012 року виповнилося 125 років з дня народження член-кореспондента НАН України Авеніра Олександровича Яковкіна, наукова діяльність якого була багатогранною і своєрідною. Його наукові праці вирізняються різнобарвністю, оригінальністю, свіжістю думки і красою, що неодноразово відмічали його прихильники і опоненти. А.О. Яковкін був пристрасним астрономом-спостерігачем, талановитим і самобутнім конструктором, глибоким і тонким знавцем проблем астрометрії, астрофізики, теоретичної астрономії та геодезії. Та найсуттєвішим є його доробок у галузі вивчення фігури і особливостей обертального руху Місяця. Захоплення Місяцем А.О. Яковкін проніс через усе своє життя.

А.О. Яковкін народився 21 травня 1887 р. на Уралі в селі Благовіщенський завод Уфимської губернії (нині воно відноситься до Башкортостану). У 1905 р. після закінчення (з золотою медаллю) гімназії в Єкатеринбурзі він вступив до фізико-математичного факультету Казанського університету. Подальше його життя та наукова діяльність чітко поділяються на три періоди: казанський (1905–1937 рр.), свердловський (1937–1945) та київський (1945–1974).

В цій статті коротко йтиметься про київський період наукової діяльності член-кореспондента НАН України А.О. Яковкіна: його наукові здобутки та започатковані ним наукові напрями АО КНУ та ГАО НАН України.

**2. Наукова діяльність в КДУ.** Влітку 1945 р. А.О. Яковкін залишив Свердловський університет (в 1945 р. він уже був перейменований на Уральський), де очолював кафедру астрономії і геодезії. Всесоюзний комітет у справах вищої школи відправив його до Києва для роботи в Київському державному університеті (КДУ) ім. Т.Г. Шевченка. Упродовж всього періоду перебування в КДУ А.О. Яковкін обіймав посаду професора кафедри астрономії, а також за сумісництвом – завідувача відділу астрофізики університетської обсерваторії (КАО). Крім того, в (1948–1951 рр.) він виконував також обов'язки декана фізичного факультету. У 1951 р. А.О. Яковкіна обрано член-кореспондентом АН УРСР, а через рік призначено на пост директора Головної астрономічної обсерваторії (ГАО) АН УРСР (нині НАН України).

Наукова діяльність А.О. Яковкіна в Києві розпочалася з великим творчим піднесенням. Звичайно ж, тут він розгорнув наукові дослідження в його улюбленій царині – вивчення фігури Місяця та особливостей його обертання. Поперше, тому, що в КАО розпочиналося активне післявоєнне життя (з'явилися нові наукові кадри), а по-друге, приваблювала щойно відкрита Голосіївська обсерваторія, в яку на запрошення її директора академіка О.Я. Орлова влітку 1951 р. Авенір Олександрович перейшов працювати, спочатку на посаді старшого наукового співробітника з одночасним виконанням обов'язків заступника директора з наукової роботи, а з середини січня 1952 р. – директором ГАО.

Упродовж короткого періоду перебування в КДУ А.О. Яковкін застосував набутий в Казані та Свердловську великий досвід для розширення наукової тематики, пов'язаної з вивченням фізичної лібрації Місяця (ФЛМ), фігури та рельєфа його лібраційної зони. Він намагався реалізувати свої ідеї щодо визначення залежності видимого радіуса Місяця від оптичної лібрації в широті, відомої як "ефект Яковкіна", або "лібраційний ефект". Це явище було відкрито ним ще у 1934 р. під час обробки казанських рядів геліометричних спостережень. Але в Києві не було геліометра – інструмента, найбільш підходящого для вимірювання видимих зміщень центрального кратера Мьостінг А відносно краю Місяця. Тому Авенір Олександрович запропонував оригінальну спостережну програму дослідження асиметрії фігури Місяця, в основі якої лежала оригінальна ідея – використати рефрактор як геліометр. Для втілення цієї ідеї він сконструював спеціальний подвійний окуляр, який був встановлений на астрографі Мерца-Репсольда [1]. Продовжуючи в Києві свої дослідження фігури Місяця, А.О.Яковкін визначив чітку залежність зміни видимого радіуса Місяця від його оптичної лібрації в широті [2] та дослідив проблему впливу зміни профілю крайової зони Місяця на елементи його фізичної лібрації [3], З 1950 р. він організував на астрографі Мерца-Репсольда також спеціальні фотографічні спостереження Місяця (аналогічні геліометричним) з метою складання нових карт його крайової зони, визначення параметрів ФЛМ, детального ви-

вчення лібраційних ефектів у радіусі Місяця та їх впливу на нахил місячної орбіти до площини екліптики. Для визначення точного масштабу знімка експонувався не лише Місяць в різних фазах, а й певні пари зір. За цією програмою у 1950–1955 рр. учнем А.О. Яковкіна, О.К. Осиповим, було отримано близько 400 негативів [4].

В КАО Місяць спостерігали з перших днів роботи наукового закладу, про що свідчать збережені журнали спостережень, колекція фотографічних платівок, регулярні публікації в тогочасних міжнародних фахових виданнях (*Astronomische Nachrichten*, *Astronomical Journal*, *Monthly Notices*). Особливе місце посідають традиційні для КАО спостереження покриттів зір Місяцем, започатковані 1923 р. професором С.Д. Чорним. Зважаючи на складний історичний період спостереження не завжди були систематичними. Передобчислення місячних затемнень та покрить зір Місяцем, а також їхня обробка, виконувались співробітниками обсерваторії як за стандартними методиками, так і за власними розробками [5,6]. А.О.Яковкін сприяв продовженню традиційних спостережень [7,8] та розширив коло місячних досліджень обсерваторії. Крім того, для забезпечення ефемеридами пунктів спостережень покриттів, він запропонував графічний метод обчислень, який полегшував складні та громіздкі однотипні обчислення [9].

З 1948 р. для обчислень ефемерид покрить зір і планет Місяцем тут почали використовувати оригінальний прилад, сконструйований Авеніром Олександровичем ще під час роботи його в Казані (в 1936 р.) та виготовлений згодом в майстернях Уральського університету [10]. На пропозицію А.О. Яковкіна цей прилад (машина) був перевезений О.К. Осиповим зі Свердловська в Київ з метою передобчислення покриттів. Завдяки цьому науковому напрямку, розвинутому в КАО, обсерваторія стала координатором спостережень покриттів зір Місяцем у колишньому СРСР.

**3. Наукова діяльність в ГАО НАН України.** Після переходу на роботу в ГАО А.О. Яковкін перш за все велику увагу, як її директор, приділяв справі розбудови молоді обсерваторії: упорядкуванню її структури, питанням будівництва та матеріально-технічного забезпечення, визначенню основних наукових напрямків. Звичайно, чільне місце в науковій діяльності обсерваторії знайшли дослідження фігури Місяця та визначення параметрів його фізичної лібрації. Він налагодив фотографічні спостереження Місяця на астрографі Телфера ( $F = 5500$  мм) за допомогою сконструйованої ним спеціальної касети (її неофіційна назва – "камера Яковкіна"). Отримані знімки успішно використовувалися для побудови моделей фігури крайової зони Місяця. Згодом на цьому матеріалі, з ініціативи А.О. Яковкіна під керівництвом його учня І.В. Гаврилова, розпочалися роботи зі створення селенодезичних опорних мереж, які слугували математичною основою для створення карт Місяця та вивчення фігури його видимого боку.

Під час Міжнародного геофізичного року (1957–1958) актуальним стало завдання з визначення точних координат Місяця з фотографічних спостережень одночасно з оточуючими його зорями. Спостереження Місяця на тлі зір успішно виконувалися в ГАО на згаданому телескопі Телфера за допомогою приладу (типу відомої на той час камери Марковиця), виготовленого за кресленнями А.О. Яковкіна. Здобуті знімки використовувалися для вивчення фігури крайової зони Місяця, визначення ефемеридного часу, а згодом для побудови селенодезичних опорних мереж і визначення їхньої орієнтації.

В ГАО А.О. Яковкін активно займався пошуком ефективного способу виключення впливу неоднозначностей фігури крайової зони Місяця на точність визначення параметрів ФЛМ зі спостережень. Він запропонував вимірювати позиційні кути напрямів "Местінг А–кратер скраю видимого диска Місяця". Цей, так званий "метод позиційних кутів" [11], який, на думку А.О. Яковкіна, не залежав від впливу неточності фігури крайової зони Місяця на визначувані параметри ФЛМ, був реалізований в ГАО А.О. Гориненко на основі візуальних і фотографічних спостережень, виконаних у (1950–1966) рр. на телескопах КАО і ГАО [12]. Багатолітні дослідження фігури і обертального руху Місяця, виконані А.О. Яковкіним, були ним систематизовано викладені в розділі колективної книги [13].

З огляду на те, що спостереження країв Місяця (геліометричні чи меридіанні) не можливо редукувати точно, А.О. Яковкін висунув ідею відносити виміряні профілі до так званої перехідної точки, максимально наближеної до центра мас Місяця. На думку А.О. Яковкіна, положення такої реперної точки визначали б селеноцентричні координати кратера Мьостінг А, виведені за даними всіх існуючих його спостережень.

На початку космічної ери дослідження Місяця А.О. Яковкін особливу увагу звертав на питання ефемеридного забезпечення можливих астрометричних спостережень з місячних баз. За його керівництвом й участю була виконана піонерська робота – створено перший місячний щорічник, який містив елементи місячної практичної астрономії, формули й ефемериди, потрібні для того, щоб спостерігач міг орієнтуватися на місячній поверхні, а для виконання польових спостережень на Місяці А.О. Яковкін запропонував конструкцію автоматичного теодоліта [14]. У 1960 р. на 15-й Астрометричній конференції СРСР (Ленінград, Пулково) він виступив з програмою астрометричних спостережень на стаціонарній місячній обсерваторії [15]. Це була його остання ініціатива перед виходом на пенсію (1967).

**4. Післямова.** А.О. Яковкін помер у Києві 18 листопада 1974 р. на 88-му році життя. У 1985 р. за рішенням МАС один з місячних кратерів названо його іменем. Кратер Яковкін (діаметр 37.0 км) міститься на видимому боці Місяця, у крайовій зоні, яку все своє життя досліджував Авенір Олександрович.

21 травня 2012 р. на честь 125-річчя від дня А.О. Яковкіна народження в ГАО в урочистій обстановці була відкрита пам'ятна дошка (встановлена на будинку головного корпусу обсерваторії) з зображенням портрета вченого і написом: "ЯКОВКІН АВЕНІР ОЛЕКСАНДРОВИЧ. Директор ГАО (1952–1959)".

#### Список використаних джерел:

1. Дрофа В.К. Определение постоянных физической либрации Луны из микрометрических наблюдений на 10" рефракторе АО КНУ // Публ. КАО. – 1962, – № 10. – С. 16-58.
2. Яковкин А.А. Наклонность лунной орбиты и либрационный эффект // Публ. КАО. – 1950. – № 4. – С.71-88.
3. Яковкин А.А. Опыт определения постоянных физической либрации Луны с учетом изменения ее профиля // Публ. КАО. – 1950. – № 3. – С.17-23.
4. Осипов О.К. Дослідження руху, обертання та фігури Місяця на Астрономічній обсерваторії Київського університету (огляд робіт з 1923 до 1966 р.) // Вісн. Київ. ун-ту, Сер. Астр. – 1967. – № 9. – С.89-97.
5. Jijinsky J. Über die Bestimmung von Mondörten aus den Beobachtungen von Sternbedeckungen // AN – 1928 – Bd 233, N 5585 – P. 285.
6. Ільїнський І.І. Таблиці для Київської астрономічної обсерваторії // Аналіз Київ. астроном. Обсерваторії. – 1936. – Т. VI, Вып. 2. – С. 79-114.
7. Яковкин А.А. Наблюдения покрываний звезд Луной на Киевской астрономической обсерватории КГУ // Астрономический циркуляр – 1946. – № 56. – С.3-7.
8. Яковкин А.А. Наблюдения покрываний звезд Луной на Киевской астрономической обсерватории КГУ в 1947 // Астрономический циркуляр – 1948. – № 71. – С.8-9.
9. Яковкин А.А. Простейший способ предвычисления покрываний звезд Луной // Астр. Ж. – 1947. – Т. 24, Вып. 4. – С. 223 – 227.
10. Яковкин А.А. Машина для предвычисления покрываний звезд Луной // Астр. Ж. – 1947. – Т. 24, Вып. 4. – С. 228 – 236.

11. Яковкин А.А. Метод позиционных углов для определения параметров физической либрации Луны // Изв. ГАО АН УССР. – 1961. – Т.4, в.1. – С. 3-12.  
 12. Горыня А.А. Постоянные физической либрации Луны. К.: Наук. думка. – 1969. – 276 с.  
 13. Яковкин А.А. Движение, вращение и фигура Луны / В кн. Луна. – М.: Физматгиз. – 1960. – С.5–53.  
 14. Яковкин А.А., Кизюн Л.Н., Деменко И.М. Формулы и эфемериды для полевых наблюдений на Луне. К.: Наук. думка. – 1964. – 148 с.  
 15. Яковкин А.А. Астрометрия на Луне (программа астрометрических наблюдений на стационарной лунной обсерватории) // Тр. 15-й астрометр. конф. СССР. М.–Л.: Наука. – 1963. – С.412–416

Надійшла до редколегії 26.12.13

Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук, В. Кислюк, д-р фіз.-мат. наук  
 КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### КИЕВСКИЙ ПЕРИОД ЖИЗНИ И ТВОРЧЕСТВА АВЕНИРА АЛЕКСАНДРОВИЧА ЯКОВКИНА (К 125-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

*Представлена информация о научной деятельности Аvenir Александровича Яковкина в Киевском университете имени Тараса Шевченко (1945-1952 гг.) и в Главной астрономической обсерватории НАН Украины (1952-1974 гг.)*

*Ключевые слова: Яковкин А.А.*

L. Kazantseva, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, V. Kyslyuk, Dr. Phys. and Math. Sciences.  
 Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### KIEV PERIOD AVENIR OLEXANDROVICH YAKOVKIN OF LIFE (TO THE 125TH ANNIVERSARY SINCE THE BIRTH)

*The information on scientific activity by Avenir Olexandrovich Yakovkin at Kiev National Taras Shevchenko University (1945–1952) and Main astronomical observatory NASU (1952–1974) are stated.*

*Key words: Yakovkin A.O.*

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

### АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2012-2013 РР.

*Подано інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії за 2012-2013 рр. Висвітлено найважливіші події у житті обсерваторії та результати наукових досліджень.*

*Ключові слова: Астрономічна обсерваторія.*

Інформація про роботу Астрономічної обсерваторії за 2011 р. була подана у Віснику Київського університету [1]. Тут висвітлено результати наукових досліджень та найважливіші події у житті обсерваторії за 2012-2013 рр.

**Структура та склад.** На кінець 2013 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.

Впродовж 2012-2013 рр. відбулися зміни у складі працівників обсерваторії, а саме: у грудні 2012 р. звільнилися у зв'язку з виходом на пенсію Тарануха Ю.Г., Хміль С.В., Бабій В.П. і у зв'язку з закінченням строкового трудового договору Казанцев А.М.; у грудні 2013 р. звільнилися Венгліньський Є.Р. (вихід на пенсію) і Садовенко Є.В. (закінчення строкового трудового договору). У 2012 р. зараховані на роботу в обсерваторію випускники аспірантури Маслюх В.О. і Коваленко Н.С. У 2013 р. зараховані на ненаукові посади – випускники аспірантури Сидоренко М.В., Тарануха Ю.Г., Бабій В.П., Казанцев А.М. і Мазур В.Й.

22 травня 2012 року помер ветеран Великої Вітчизняної війни, ветеран праці Київського університету, кандидат фіз.-мат. наук Чернега Микола Якимович (народився 29 липня 1923 р.), який у 1950-1992 рр. працював на посадах наукового співробітника, завідувача відділу астрометрії.

Змін у структурі Астрономічної обсерваторії не було. Як і раніше до складу обсерваторії входять три наукових відділи – астрометрії та малих тіл сонячної системи (зав. відділу канд. фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Клецонок В.В.), астрофізики (зав. відділу доктор фіз.-мат. наук, професор Жданов В.І.), сонячної активності та сонячно-земних зв'язків (зав. відділу доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Лозицький В.Г.), а також 2 спостережні станції (с. Лісники Києво-Святошинського р-ну і с. Пилиповичі Бородянського р-ну Київської області), наукова бібліотека і механічна майстерня.

Об'єм фінансування у 2012 р. становив: бюджетного – 3271.9 тис. грн., договірною – 73.5 тис. грн. У 2013 р. відповідно: бюджетного – 3098.8 тис. грн., договірною – 29.2 тис. грн.

За результатами роботи працівниками обсерваторії у 2012 р. опубліковано 2 монографії, 76 наукових статей, з них 20 у закордонних виданнях, проведено 2 наукові конференції, зроблено 132 доповіді на конференціях; у 2013 р. опубліковано 2 монографії, 50 наукових статей, з них 34 у закордонних виданнях, проведено 3 наукові конференції, зроблено 102 доповіді на конференціях.

У 2013 р. Андрієць О.С. захистила кандидатську дисертацію "Магнітні поля в слабких сонячних спалахах на рівнях фотосфери й хромосфери" (науковий керівник Лозицький В.Г.).

Кандидат фіз.-мат наук Федорова О.В. за цикл наукових праць "Змінність активних ядер галактик як джерело інформації про їх будову" отримала премію Президента України для молодих вчених 2012 року (Указ Президента України № 642/2012).

У цьому ж році член-кореспондент НАН України, док. фіз.-мат. наук Чурюмов К.І. нагороджений відзнакою Вченої ради Київського національного університету імені Тараса Шевченка.



**Тематика наукових досліджень.** У 2012-2013 рр. 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 член-кореспондент НАН України Чурюмов К.І. Також виконувалась дві договірні теми "Фотохімічні та газодинамічні процеси при зіткненнях метеороїдів з Місяцем та в кометних комах", замовник Державний фонд фундаментальних досліджень, науковий керівник член-кореспондент НАН України Чурюмов К.І., 2012 р.; "Високоенергетичні процеси в астрофізичних об'єктах на основі даних спостережень космічних місій ЛОМОНОСОВ та "ГАММА-400", замовник Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С. Підстригача НАН України, науковий керівник доктор фіз.-мат. наук Гнатик Б.І., 2013 р.

#### **Результати наукових досліджень.**

**Астрометрія та малі тіла сонячної системи.** На основі спектральних спостережень явища покриття зорі HD97138 кометою C/2009 P1 (Garradd) вперше виявлено лінії нейтрального Na в спектрі цієї комети на геліоцентричній відстані 1.33 а.о., що дозволило показати можливість реєстрації ліній натрію на значних геліоцентричних відстанях при спостереженні зір раннього спектрального класу. Створено каталог 80 комет, які пройдуть перигелій в 2014 році, вивчено ротаційну стійкість астероїдів Ітокави і Тоутатиса, та запропоновано солітонний механізм кільцевих плазмових структур в хвостах комет. Запропоновано метод кругових діафрагм, для інтерпретації фотометричних спостережень на основі теорії Шульмана. Проаналізовано фізичні характеристики та орбіти трьох груп астероїдів: 1) астероїди зовнішнього краю головного поясу; 2) астероїди групи Гільди; 3) Троянці Юпітера. На основі виконаного аналізу та результатів попередніх досліджень зроблено висновок, що головним джерелом комет сімейства Юпітера є Троянці.

**Астрофізика.** Для оригінальної вибірки 800 компактних галактик встановлено залежності швидкості зореутворення від вмісту важких елементів, червоного зміщення, маси молодого зоряного населення та віку спалаху зореутворення. Пояснено особливості хімічного вмісту космічних променів з енергіями  $10^{17} - 10^{18}$  еВ умовами в зоряному вітрі попередників Гіпернових. На новому матеріалі отримані залежності глобальних параметрів галактик від морфологічного типу (блакитна та інфрачервона світність, індикативна, зоряна та воднева маси, лінійний діаметр тощо). Проведений мультипольний аналіз локального поля швидкостей галактик на основі каталогу 2MFGC.

Класифіковано 5142 рентгенівських точкових джерела з глибокого огляду XMM-LSS; виявлено специфіку в залежності від типу активних ядер та оточення галактик. Неочікувано для уніфікованої схеми активних ядер галактик (АЯГ), знайдено різницю в оточеннях джерел, що відповідають АЯГ 1 та 2 типу. АЯГ-2 мають більші надлишки густини, ніж АЯГ-1, але повільніше еволюціонують з червоним зміщенням. Проаналізовано темпи зореутворення, оцінено запаси газу та показники кольору в ізольованих галактиках у порівнянні з галактиками, що мають більш щільне оточення.

**Фізика Сонця, сонячно-земні зв'язки.** На основі спектрально-поляризаційних спостережень, проведених у 2012 р. на горизонтальному сонячному телескопі обсерваторії, у потужному й довготривалому лімбовому сонячному спалаху балу M 7.7 19 липня 2012р. виявлено сильне локальне магнітне поле з індукцією 800 Гс на висоті 40 Мм. Розроблена теоретична МГД модель такого поля у формі помірно скручених магнітних джгутів з поперечником 300 км.

На основі спектрополяриметричних спостережень на міжнародному телескопі THEMIS досліджено зміни термодинамічних параметрів і магнітного поля у фотосфері під час слабкого сонячного спалаху балу SF/B6.8 28 травня 2012 року, побудовано його напівемпіричні моделі для 7 моментів часу. Виявлено дуже короткочасне, всього на 1–2 хв., підвищення напруженості магнітного поля на  $\approx 500$  Гс у всьому діапазоні висот від 0 до 450 км – аналог явища "магнітних транз'єнтів". Висотний градієнт магнітного поля не змінювався і був близьким до – 1 Гс/км. В еволюційних змінах магнітного поля виявлено період, близький до 5 хв.

#### **Список використаних джерел:**

1. Єфіменко В.М. Про роботу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2011 р. // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2012. – Вип. 49. – С. 58-59.

Надійшла до редколегії 10.12.13

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

### **АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ КИЕВСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА ИМЕНИ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА В 2012-2013 ГГ.**

*Представлена информация о работе Астрономической обсерватории за 2012-2013 гг. Приведены важнейшие события в жизни обсерватории и результаты научных исследований.*

*Ключевые слова: 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 2012-2013**

*The information on work of the Astronomical observatory for 2012-2013. The basic results of scientific researches for 2012-2013 are stated.*

*Key words: Astronomical Observatory.*

Наукове видання



**ВІСНИК**  
**КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

**АСТРОНОМІЯ**

**Випуск 1(50)**

**Друкується за авторською редакцією**

**Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "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 60x84<sup>1/8</sup>. Ум. друк. арк. 7,7. Наклад 300. Зам. № 213-6890.  
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1.  
Підписано до друку **27.12.13**

Видавець і виготовлювач  
Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"  
01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43  
☎ (38044) 239 3222; (38044) 239 3172; тел./факс (38044) 239 3128  
e-mail: [vpc@univ.kiev.ua](mailto:vpc@univ.kiev.ua)  
[http: vpc.univ.kiev.ua](http://vpc.univ.kiev.ua)

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02