

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, небесної механіки, метеорної й кометної астрономії та озону над Антарктидою.

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

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, внегалактической астрономии, астрофизики высоких энергий, астрометрии, небесной механики, метеорной и кометной астрономии и озона над Антарктидой.

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

The Herald includes results of original investigations on relativistic astrophysics, solar physics, extragalactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, spatial mechanics, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

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

<b>ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР</b>	<b>В. М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.</b>
<b>РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ</b>	<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; М. Ю. Гордовський, канд. фіз.-мат. наук; В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; І. Д. Караченцев, д-р фіз.-мат. наук; В. І. 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; А. дель Пополо, проф.; О. А. Соловйов, д-р фіз.-мат. наук</b>
<b>Адреса редколегії</b>	<b>Астрономічна обсерваторія, вул. Обсерваторна, 3, Київ, Україна, 04053, ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06, e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua</b>
<b>Затверджено</b>	<b>Вченою радою Астрономічної обсерваторії 26.06.18 (протокол № 4)</b>
<b>Атестовано</b>	<b>Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/5 від 01.07.10</b>
<b>Зареєстровано</b>	<b>Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 від 25.07.13</b>
<b>Засновник та видавець</b>	<b>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02</b>
<b>Адреса видавця</b>	<b>ВПЦ "Київський університет" (кімн. 43), б-р Т. Шевченка, 14, м. Київ, Україна, 01601, ☎ (38 044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28</b>

# BULLETIN

OF NATIONAL TARAS SHEVCHENKO UNIVERSITY OF KYIV

ISSN 1728-273x

ASTRONOMY

2(58)/2018

Founded in 1958

The Herald includes results of original investigations on relativistic astrophysics, solar physics, extragalactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, spatial mechanics, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

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

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, небесної механіки, метеорної й кометної астрономії та озону над Антарктидою.

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

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, внегалактической астрономии, астрофизики высоких энергий, астрометрии, небесной механики, метеорной и кометной астрономии и озона над Антарктидой.

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

<b>RESPONSIBLE EDITOR</b>	V. M. Ivchenko, Dr. Sci., prof.
<b>EDITORIAL BOARD</b>	V. M. Efimenko, PhD (vice-ed. resp.); O. V. Fedorova, PhD (resp. sec.); M. Yu. Gordovsky, PhD, B. I. Hnatyk, Dr. Sci.; I. D. Karachentzev, Dr. Sci.; V. I. Kleschonok, PhD; R. I. Kostyk, Dr. Sci.; V. G. Lozytsky, Dr. Sci.; G. P. Milinevsky, Dr. Sci.; S. L. Parnovsky, Dr. Sci.; A. del Popolo, Prof.; O. A. Soloviev, Dr. Sci.; V. I. Zhdanov, Dr. Sci.
<b>Editorial board Address</b>	Astronomical Observatory, 3, Observatorna str., Kyiv, 04053, Ukraine, ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua
<b>Confirmed</b>	Scientific Committee of Astronomical Observatory 26.06.18 (protocol № 4)
<b>Attested</b>	Higher Attestation Council of Ukraine. Decree of the Presidium of HAC of Ukraine № 01-05/5 from 01.07.10
<b>Registered</b>	Ministry of Information of Ukraine. State registration certificate KB № 20329-101129 from 25.07.13
<b>Founder and Publisher</b>	National Taras Shevchenko University of Kyiv, Printing and Publishing Centre "Kiev University" The certificate is added to registry ДК № 1103 from 31.10.02
<b>Publisher's address</b>	Kyiv University Publishing and Printing Center (off. 43), 14 Taras Shevchenko blv., Kyiv, 01601, Ukraine, ☎ (38 044) 239 31 72, 239 32 22; fax 239 31 28

---

## ЗМІСТ

---

<b>Пономаренко В., Чурюмов К., Сергєєв О.</b> Спектрофотометричні дослідження навколядерної області комети 46P/WIRTANEN.....	6
<b>Лозицька Н.</b> Магнітні поля сонячних плям у 24-му циклі сонячної активності.....	11
<b>Пішкало М.</b> Зміна знака полярного магнітного поля Сонця у 24-му циклі активності.....	17
<b>Парновський С., Ізотова І.</b> Оцінювання теплового випромінювання дифузних галактик з активним зореутворенням у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц .....	21
<b>Лозицький В.</b> Вимірювання просторово нероздільних магнітних полів змішаної полярності за спостереженнями ефекту Зеємана в сонячному факелі.....	23
<b>Сергієнко О.</b> Диполь відстані за світністю як тест для моделей темної енергії .....	29
<b>Войцеховський В., Гнатик Б., Кудря Ю.</b> Прискорення та поширення космічних променів надвисоких енергій у Локальному Всесвіті .....	33
<b>Плотко П., Гнатик Б.</b> Залишок наднової Вітрила та її пульсарно-вітрова туманність: фізичні характеристики та радіовипромінювання.....	36
<b>Гулієв А., Поладова У.</b> Абсолютний блиск ряду довгоперіодичних комет 1990–2015 рр. ....	41
<b>Гнатик Р., Винокурова К.</b> Гамма-випромінювання ТеВного діапазону від залишку наднової Вітрила .....	44
<b>Козак П.</b> Метеори з мультимодальними кривими блиску: спостереження та якісні моделі .....	48

---

## CONTENTS

---

<b>Ponomarenko V., Chiuryumov K., Sergeev O.</b> Spectrophotometrical researches of the subnuclear area of 46P/WIRTANEN comet .....	6
<b>Lozitska N.</b> Sunspot magnetic fields in 24 cycle of solar activity .....	11
<b>Pishkalo M.</b> Reversal of Sun's polar magnetic field in solar cycle .....	17
<b>Parnovsky S., Izotova I.</b> Diffuse star-forming galaxies: thermal emission in radio continuum at 1.4 GHz .....	21
<b>Lozitsky V.</b> Measurements of spatially unresolved magnetic fields of mixed polarity using observations of the Zeeman effect in the solar faculae .....	23
<b>Sergijenko O.</b> Dipole of the luminosity distance as a test for dark energy models .....	29
<b>Voytsekhovskiy V., Hnatyk B., Kudrya Yu.</b> Acceleration and propagation of ultra high energy cosmic rays in the Local Universe .....	33
<b>Plotko P., Hnatyk B.</b> Vela supernova remnant and its pulsar wind nebula: physical characteristics and radio emission .....	36
<b>Guliev A., Poladova U.</b> Absolute brightness of the set of long-periodical comets 1990–2015 .....	41
<b>Gnatyk R., Vynokurova K.</b> TeV gamma-ray radiation from Vela supernova remnant .....	44
<b>Kozak P.</b> Meteors with multi-modal light curves: observations and qualitative models .....	48

---

## СОДЕРЖАНИЕ

---

<b>Пономаренко В., Чурюмов К., Сергеев О.</b> Спектрофотометрические исследования околоядерной области кометы 46P/WIRTANEN.....	6
<b>Лоцицкая Н.</b> Магнитные поля солнечных пятен в 24-м цикле солнечной активности .....	11
<b>Пишкало Н.</b> Изменение знака полярного магнитного поля Солнца в 24-м цикле активности.....	17
<b>Парновский С., Изотова И.</b> Оценка теплового излучения диффузных галактик с активным звездообразованием в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц.....	21
<b>Лоцицкий В.</b> Измерения пространственно неразделимых магнитных полей смешанной полярности по наблюдениям эффекта Зеемана в солнечном факеле .....	23
<b>Сергиенко О.</b> Диполь расстояния по светимости как тест для моделей темной энергии.....	29
<b>Войцеховский В., Гнатык Б., Кудря Ю.</b> Ускорение и распространение космических лучей сверхвысоких энергий в Локальной Вселенной .....	33
<b>Плотко П., Гнатык Б.</b> Остаток сверхновой Паруса и его пульсарно-ветровая туманность: физические характеристики и радиоизлучение .....	36
<b>Гулиев А., Поладова У.</b> Абсолютный блеск ряда долгопериодических комет 1990-2015 гг. ....	41
<b>Гнатык Р., Винокурова К.</b> Гамма-излучение ТэВного диапазона от остатка вспышки сверхновой Паруса.....	44
<b>Козак П.</b> Метеоры с мультимодальными кривыми блеска: наблюдения и качественные модели.....	48

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ  
 НАВКОЛОЯДЕРНОЇ ОБЛАСТІ КОМЕТИ 46P/WIRTANEN**

Представлено результати спостережень і досліджень короткоперіодичної комети 46P/Wirtanen на основі оптичних спектрів із середньою роздільною здатністю ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 1400$ ). Спектри здобуто в січні 2008 р. у високогірній обсерваторії "Пік Терскол" за допомогою телескопа Zeiss-2000 ( $D = 2.0$  м;  $F_2 = 16$  м). На основі отриманого спектрального матеріалу ідентифіковано емісійні смуги. Побудовано розподіли загального, відбитого потоків енергії та спектрофотометричний градієнт у спектральному діапазоні  $\lambda\lambda = 4850\text{--}7650$  Å. Оцінено відносну пилопродуктивність ( $Afr$ ), газопродуктивність ( $Q$ ) для молекулярних емісій  $C_2$  і  $NH_2$ , а також деякі інші фізичні параметри нейтральної газової кометної атмосфери. Одержані значення фізичних величин є характерними для комет родини Юпітера. Пилопродуктивність 46P/Wirtanen у період спостережень змінюється в межах  $Afr = 1050\text{--}1650$  см; газопродуктивність –  $Q_{C_2} = 3.97\text{--}4.12 \times 10^{25}$  мол/с,  $Q_{NH_2} = 2.06\text{--}2.97 \times 10^{25}$  мол/с.

Ключові слова: комети, спектрофотометрія, газо- та пилопродуктивність.

**Вступ.** Комета 46P/Wirtanen – короткоперіодична комета з періодом  $P = 5.4$  року. Належить до комет родини Юпітера (КСЮ). Діаметр ядра комети оцінюється в 1.2 км [1]. Комета була відкрита фотографічним шляхом 17.10.1948 р. американцем Карлом Віртаненом [12]. Особливий інтерес до об'єкта дослідження також зумовлений тим, що комета 11.12.2018 р. пройде черговий раз перигелій ( $q = 1.05$  а.о.) та перигей ( $\Delta_{min} \approx 0.07$  а.о.) майже одночасно і досягне блиску  $T \approx +4^m$ . Це дасть можливість знову отримати якісний спостережний матеріал і продовжити дослідження даного об'єкта [2]. З'явиться можливість для аналізу зміни деяких фізичних параметрів від перигелію до перигелію та незалежного оцінювання похибок (за умови, що у грудні 2018 р. комету 46P вдасться спостерігати не на одному інструменті). Комета була запланованою ціллю космічної місії ROSETTA, що підкреслює важливість даного об'єкта дослідження. Об'єкт досить добре досліджений астрометричними, спектральними й фотометричними методами [17, 18], особливо у 1996–1997 рр. [13–16]. Імовірно, що інтерес до цієї комети був зумовлений також зміною елементів орбіти під дією Юпітера у 1967–1974 та 1980–1986 рр. [18]. У комети 46P поетапно змінювався перигелій з  $q = 1.61$  а.о. до  $q = 1.08$  а.о., а отже, і температурні режими. Цілкові імовірно, що вікова дезинтеграція цієї комети прискорилося після зменшення перигелійної відстані.

**Спостереження комети 46P/Wirtanen та обробка її спектрів.** Спектри комети 46P/Wirtanen були отримані з 01.01.2008 р. по 08.01.2008 р. за допомогою телескопа Zeiss-2000 ( $D = 2.0$  м;  $F_2 = 16$  м) у високогірній обсерваторії "Пік Терскол" Міжнародного центру астрономічних і медико-екологічних досліджень НАН України [9]. Комета Wirtanen перебувала на геліоцентричній відстані  $r = 1.10$  а.о. та геоцентричній –  $\Delta = 1.01$  а.о., мала інтегральну видимість зоряну величину  $T \approx 9.5^m$ , фазовий кут становив  $\alpha = 54.9^\circ$ , кут елонгації  $S-O-T = 68.1^\circ$ , позиційний кут становив  $j = 69.2^\circ$  [3]. Загалом було отримано 9 щільних спектрів комети 46P/Wirtanen у спектральному діапазоні  $\lambda\lambda = 4850\text{--}7500$  Å з роздільною здатністю  $\lambda/\Delta\lambda \approx 1400$ . На рис. 1 зображено ділянки щільного спектра комети 46P/Wirtanen з ототожненими емісійними смугами. Базові редуції над спектром були виконані, потоки енергії подано в абсолютних одиницях.

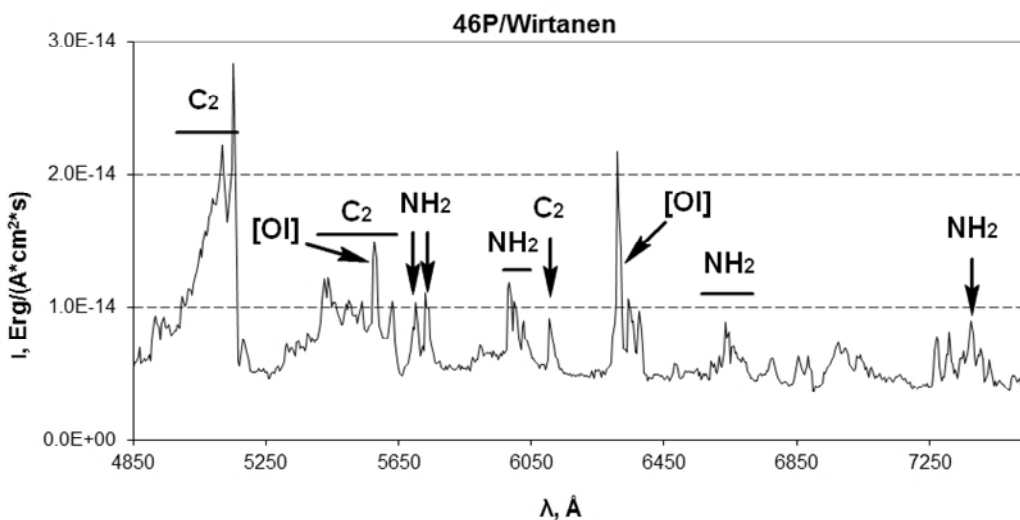


Рис. 1. Емісії в спектрі комети 46P/Wirtanen (07.01.2008)

Для комети 46P, спектр якої представлено на рис. 1, були отримані знімки базових редуцій: bias (знімок з нульовою експозицією), flat-field (лампа плоского поля), спектри нічного і ранішнього неба, спектри зір-стандартів (HD6658; HD19476; HD120315). Дисперсійна крива була побудована за допомогою лампи FeAr [11]. Оскільки висота щілини становила лише 11", то корекція за геометрією не проводилася (зміщення вздовж щілини становило  $\leq 0.7''$ ). Космічні час-

тинки були видалені за допомогою медіанної фільтрації. Невелика різниця висот ( $< 10^\circ$ ) об'єкта і зорі-стандарту дозволила не вводити поправку за екстинкцією. Для визначення рівня спостережуваного сонячного континуума і виокремлення кометних емісій був використаний спектр Сонця з високою роздільною здатністю  $\Delta\lambda = 0.02 \text{ \AA}$  [10].

Як видно з рис. 1, спектр комети є чітким, типовим і характеризується досить потужним пиловим континуумом. У представленому діапазоні довжин хвиль домінують емісії  $C_2$  та  $NH_2$ .

**Потоки енергії та газопродуктивність молекул  $C_2$ ,  $NH_2$  у кометі Wirtanen.** Обробка спектрів комет проводилась у кілька етапів. Спочатку над спектрами комети були виконані всі базові редукації. Потім для спектрів комети 46P/Wirtanen шляхом виокремлення і складання інтенсивностей емісійних ліній було підраховано потоки енергії ( $I$ ), кількість молекул на промені зору ( $M(\rho)$ ), газопродуктивність ( $Q$ ) для смуг  $C_2$  ( $\lambda\lambda = 5060\text{--}5200 \text{ \AA}$ ),  $NH_2$  ( $\lambda\lambda = 6550\text{--}6700 \text{ \AA}$ ). Діапазони довжин хвиль вибрано відповідно до смуг пропускання кометних фільтрів НВ [5]. Для інших смуг оцінювання не проводилося, оскільки вони були за межами даного спектрального діапазону. Для отримання результату використовувалися наведені нижче параметри і формули:

$$M(\rho) = \frac{4\pi \cdot I}{g \cdot \Omega}, \quad (1)$$

де  $M(\rho)$  – кількість молекул у зоні видимості діафрагми або щілини спектрографа,  $I$  – потік енергії від смуги на одиницю площі ( $\text{см}^2$ ) дзеркала телескопа,  $g$  – фактор флуоресценції ( $g/4\pi$  – енергія, що перевипромінюється однією молекулою за секунду в межах тілесного кута 1 стерадіан),  $\Omega$  – тілесний кут, який визначається проекцією одиниці площі приймача випромінювання на небесну сферу.

Оскільки спостережний матеріал був отриманий зі щілиною спектрографа, а не діафрагмою,  $M(\rho)$  зазнало перетворень:

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

де  $a$  та  $b$  – висота та ширина щілини спектрографа,  $\rho$  – відстань від центра до краю діафрагми. Нам потрібно знайти співвідношення між величинами  $a$ ,  $b$  та  $\rho$ . Спад інтенсивності нейтральної газової атмосфери в межах ділянки щілини спектрографа, з якої отримувалась інформація, був незначним, оскільки характерні масштаби для досліджуваних молекул значно перевищували розміри щілини за висотою ( $\approx 11''$ ) і шириною ( $\approx 3''$ ). Отже, зв'язок можна знайти з рівності площ щілини спектрографа та діафрагми:

$$\pi \rho^2 = ab \rightarrow \rho = \sqrt{\frac{ab}{\pi}}, \quad (3)$$

звідки випливає:

$$\frac{Q}{v} = \frac{M(\rho)}{\rho \cdot F(\mu, x)} = \frac{M(\rho)}{F(\mu, x)} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{ab}}, \quad (4)$$

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

$K_0$  та  $K_1$  – циліндричні функції Макдональда 0 та 1 порядків;  $L_1$  та  $L_2$  – характерні масштаби (пробіги) для батьківських і дочірніх молекул, відповідно;  $F(\mu, x)$  – функція Хазера [13];  $v$  – швидкість молекул (була прийнята 1 км/с) [4].

У табл. 1 подано константи, які використовувалися в розрахунках, та їх залежність від геліоцентричної відстані [6].

Таблиця 1

Характерні масштаби ( $L$ ) і фактори флуоресценції ( $g$ ) для досліджених молекул та їх залежність від геліоцентричної відстані ( $r$ )

Параметри	$C_2$ (5060–5200 Å)	$NH_2$ (6550–6700 Å)
$L_1$ , км	$2.2 \times 10^4$	$7.00E+03$
$L_2$ , км	$6.6 \times 10^4$	$6.10E+04$
$L(r)$	$L_1 \times r^{1.4}$ ; $L_2 \times r^{2.0}$	$L_1 \times r^{2.0}$ ; $L_2 \times r^{2.0}$
$g$ , $\text{erg} \times \text{с}^{-1} \times \text{мол}^{-1}$	$4.5 \times 10^{-13}$	$3.0 \times 10^{-14}$
$g(r)$	$g \times r^{-2}$	

Результати з газопродуктивності комети 46P/Wirtanen подано у табл. 2. Також у таблиці наведено дані для кількох комет на співрозмірних геліоцентричних відстанях і результати інших авторів для комети 46P. З табл. 2 видно, що газопродуктивність комети 46P є близькою до продуктивності короткоперіодичної комети 103P/Hartley 2. Разом із тим газопродуктивність довгоперіодичних комет і короткоперіодичної комети 8P/Tuttle є значно вищою. Можна припустити, що комета Tuttle порівняно нещодавно стала короткоперіодичною й тому не встигла зазнати значної вікової дезінтеграції. Також з таблиці можна побачити, що газопродуктивність із 1997 р. для  $C_2$  суттєво не змінилася, а для  $NH_2$  трохи зменшилася. Цілком можливо, що еволюція по  $NH_2$  проходить швидше. Проте дані твердження потребують додаткових досліджень і доказів.

Таблиця 2

Газопродуктивність емісійних смуг комети 46P/Wirtanen та інших об'єктів порівняння

Назва комети	Дата спостережень, UT	$r$ , а.о.	$\Delta$ , а.о.	$Q_{C_2}$ , мол/с	$Q_{NH_2}$ , мол/с
46P	07.01.2008	1.11	1.01	$3.97 \times 10^{25}$	$2.97 \times 10^{25}$
46P	08.01.2008	1.11	1.01	$4.14 \times 10^{25}$	$2.06 \times 10^{25}$
8P	01.01.2008	1.10	0.25	$1.12 \times 10^{26}$	$9.45 \times 10^{25}$
8P	02.01.2008	1.09	0.26	$1.21 \times 10^{26}$	$1.06 \times 10^{26}$
8P	05.01.2008	1.08	0.27	$9.64 \times 10^{25}$	$8.41 \times 10^{25}$
8P	07.01.2008	1.07	0.28	$6.16 \times 10^{25}$	$6.21 \times 10^{25}$
103P	25-27.10.2010	1.06	0.13	$2.12 \times 10^{25}$	$1.75 \times 10^{25}$
C/2009 K5	28.03.2010	1.50	1.43	$3.65 \times 10^{26}$	$4.64 \times 10^{26}$
	29.03.2010	1.49	1.42		
	02.04.2010	1.48	1.37		
C/2014 Q2	17.02.2015	1.32	1.09	$2.40 \times 10^{26}$	–
C/2013 US10	24.12.2015	1.08	1.06	$8.89 \times 10^{25}$	–
Дані інших авторів					
46P*	29.03.1997	1.08	1.51	$5.02 \times 10^{25}$	$4.70 \times 10^{25}$
46P**	11.10.1997	1.12	1.41	$2.51 \times 10^{25}$	–
	5.03.1997	1.07	1.54	$2.57 \times 10^{25}$	–
46P***	5.03.1997	1.07	1.54	$2.74 \times 10^{25}$	–

\* – Фінк У. та ін., 1998 р. [14]; \*\* – Фархам Т.М. та Шлейхер Д.Г., 1998 р. [15]; \*\*\* – Шульц Р. та ін., 1998 р. [17]

**Властивості пилового континууму комети 46P/Wirtanen.** Важливим параметром пилової коми комети є  $A_{fp}$  (відносна пилопродуктивність). Пилопродуктивність також розраховувалася для діапазонів довжин хвиль вузькосмугових кометних фільтрів НВ. Оскільки даний метод був розроблений Фархамом та ін. [5] для вузькосмугових кометних фільтрів (UC,  $\lambda\lambda = 340\text{--}350$  нм; BC,  $\lambda\lambda = 442\text{--}450$  нм; GC,  $\lambda\lambda = 522\text{--}530$  нм; RC,  $\lambda\lambda = 708\text{--}718$  нм), то його використання зі щілиною спектрографа вимагало адаптації. Для обчислення  $A_{fp}$  у фільтрах використовувалися такі параметри і формули:

$$A_{fp} = \frac{q_f r^2 \Delta \cdot F_f}{\theta}, \tag{5}$$

де  $r$  та  $\Delta$  – відповідно геліо- та геоцентрична відстань до комети (в а.о.);  $\theta$  – апертура в кутових секундах (діаметр діафрагми);  $q_f$  – коефіцієнт перетворення для фільтра, що використовується;  $F_f$  – спектральна густина (потік енергії, отриманий за допомогою вузькосмугового кометного фільтра в ерг/( $\text{\AA} \times \text{см}^2 \times \text{с}$ )). Відмінність в обчисленнях із різними фільтрами пов'язана лише з  $q_f$ .

Пилова кома комети поширюється на значно менші відстані, ніж тимчасова газова атмосфера. Порядок розмірів пилової кометної коми відповідав кутовим розмірам щілини спектрографа. Тому для отримання рівномірного спаду інтенсивності за висотою та шириною щілини потрібно розглядати її вписаню в діафрагму. Адаптоване для щілини спектрографа рівняння матиме вигляд:

$$\theta = \sqrt{n^2 + m^2}; F_f = \frac{F'_f \pi \theta^2}{4mn} = \frac{F'_f \cdot \pi (n^2 + m^2)}{4mn}, \tag{6}$$

Звідки 
$$A_{fp} = \frac{q_f r^2 \Delta \cdot F'_f \pi (n^2 + m^2)}{4mn \cdot \sqrt{n^2 + m^2}} = \frac{q_f r^2 \Delta \cdot F'_f \pi \sqrt{(n^2 + m^2)}}{4mn}, \tag{7}$$

де  $F_f$  – спектральна густина, яка відповідає конкретному фільтру (з діаметром, що дорівнює діагоналі щілини);  $F'_f$  – спектральна густина для щілини спектрографа в діапазоні довжин хвиль кометного фільтра;  $m$  – ширина щілини в кутових секундах ("),  $n$  – протяжність області знімка вздовж щілини, з якої зчитується спектр кометної коми (");  $\theta$  – діаметр діафрагми ("). Якщо розглядати щілину не вписаню в діафрагму, а лише прирівняти їх площі, то отримане значення пилопродуктивності зменшиться на 40 %.

У табл. 3 наведені значення величин, що використовувалися для обчислення відносної пилопродуктивності (діапазони довжин хвиль вузькосмугових кометних фільтрів, діаметр діафрагми, у яку вписана ділянка щілини спектрографа, з якої відбувалося зчитування ( $\theta$ ), коефіцієнт перетворення фільтра ( $q_f$ )).

Таблиця 3

Параметри, що використовувалися для обчислення  $A_{fp}$

Фільтр	$\Delta\lambda$ , $\text{\AA}$	$\theta$ , (") для 46P та інших комет	$\theta$ , (") для C/2014 Q2	$\theta$ , (") для C/2013 US10	$q_f$
GC	5220-5300	11.4	12.8	8.2	$1.341 \times 10^{17}$
RC	7100-7170	11.4	12.8	8.2	$1.975 \times 10^{17}$



У табл. 4 представлені відносні пилопродуктивності для досліджуваної комети (46P/Wirtanen), дані інших авторів, а також результати для вибраних короткоперіодичних (КПК) та довгоперіодичних комет (ДПК) [8]. Отримані значення пилопродуктивності є доволі високими як для КПК. У поєднанні з даними з газопродуктивності це характеризує 46P/Wirtanen як комету, атмосфера якої багата пилом. Переважання пило- над газопродуктивністю, імовірно, вказує на відносно невисокий вміст у поверхневому шарі ядра сублимуючих летючих компонентів, що проявляють себе у видимому спектральному діапазоні. Цікавими могли б бути дослідження еволюції елементів орбіти комети 46P та їх порівняння з еволюцією інших короткоперіодичних комет (напр. 8P/Tuttle). З таблиці видно, що пилопродуктивність суттєво зросла з 1998 р. Це можна пояснити тим, що досить масивне ядро комети [1] змогло гравітаційно втримати частину крупнодисперсного пилу, що був вирваний із надр газом при попередніх наближеннях до Сонця. Підтвердити або спростувати цей результат вдасться в період зближення з кометою у грудні 2018 р.

Протягом періоду спостережень пилопродуктивність комети змінюється несуттєво. Цей факт підтверджує досить високу точність отриманих результатів і певну стаціонарність процесів для геліоцентричної відстані, на якій знаходилася комета. Варто звернути увагу й на те, що відносна пилопродуктивність досліджуваної комети зростає з довжиною хвилі (це притаманно більшості комет і вказує на почервоніння пилового кометного континууму).

Таблиця 4

Порівняння  $A_{fr}$  у кометі 46P/Wirtanen з іншими КСЮ та ДПК

Комета	$r$ , а.о.	$\Delta$ , а.о.	$lg A_{fr_{GC}}$	$lg A_{fr_{RC}}$
46P (07.01.08)	1.11	1.01	3.025	3.145
46P (08.01.08)	1.11	1.00	3.081	3.217
8P (02.01.08)	1.09	0.25	3.140	3.253
8P (05.01.08)	1.08	0.26	3.233	3.328
8P (07.01.08)	1.07	0.27	3.157	3.299
22P	1.77	0.78	3.019	3.274
81P	1.63	0.68	3.815	3.733
103P	1.06	0.13	1.794	1.899
C/2006 W3	3.13	2.33	4.731	4.724
C/2009 K5	1.50	1.43	3.901	3.811
C/2009 P1	2.09	1.61	3.712	3.685
C/2014 Q2	1.32	1.09	3.20	3.36
C/2013 US10	1.08	1.06	2.74	2.75
Дані інших авторів				
46P*	1.08	1.54		2.14
46P**	1.12	1.41		2.05
	1.07	1.54		2.14
46P***	1.07	1.54		2.08

\* – Фінк У. та ін., 1998 р. [14];

\*\* – Фархам Т. М. та Шлейхер Д. Г., 1998 р. [15];

\*\*\* – Шульц Р. та ін., 1998 р. [17]

**Спектрофотометричний градієнт комети 46P/Wirtanen.** Також було побудовано відношення відбитого кометою сонячного континууму в абсолютних одиницях (без урахування стандартних емісій) до оригінального спектра Сонця. Отриманий таким чином спектрофотометричний градієнт відображає зміну відбиваючих властивостей пилу з довжиною хвилі (рис. 2). З рисунка видно, що спектрофотометричний градієнт комети 46P поступово зростає в дослідженому спектральному діапазоні, що притаманно переважній більшості КПК [8]. Усереднене значення отриманого градієнта почервоніння в дослідженому спектральному діапазоні ( $\lambda\lambda = 4850\text{--}7500 \text{ \AA}$ ) становить 8.6 % на 1000  $\text{\AA}$ . Це значення є досить близьким до 10 % на 1000  $\text{\AA}$ , яке було отримане Ламі П. Л. та ін. у 2007 р. [16]. Пояснити явище можна втратою цієї КСЮ, унаслідок активного газовиділення та багаторазового наближення до Сонця, значного відсотка дрібнодисперсних пилових частинок, що забезпечували розсіювання Мі та Релея ( $< 0.5 \text{ мкм}$ ) [19]. Важкий, інертний, крупнодисперсний пил ( $> 0.5 \text{ мкм}$ ), який домінує в атмосфері цієї комети, відбиватиме випромінювання Сонця майже рівномірно (з невеликою прямо пропорційною залежністю від довжини хвилі).

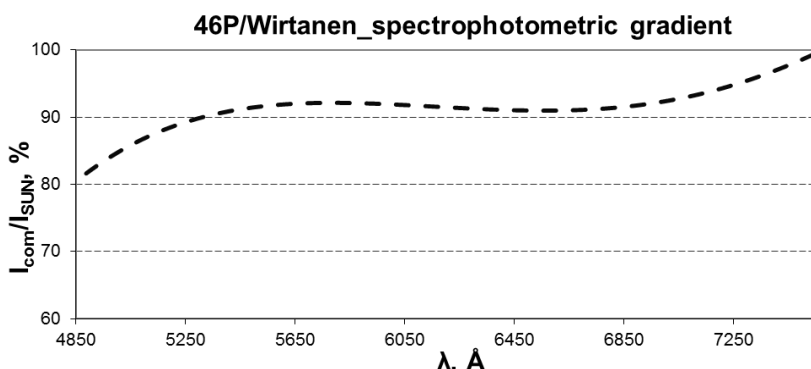


Рис. 2. Спектрофотометричний градієнт для комети 46P/Wirtanen (07.01.2008 р.)

**Висновки.** За допомогою телескопа Zeiss-2000 обсерваторії "Пік Терскол" було отримано оптичні спектри із середньою роздільною здатністю. Якість отриманого спектрального матеріалу дозволила з високою точністю оцінити газопродуктивність молекул  $C_2$ ,  $NH_2$  і відносну пилопродуктивність у кометних фільтрах GC, RC. Отримані значення газо- та пилопродуктивності характеризують кому комети 46P/Wirtanen як таку, що багата пилом. Порівняно з даними 1997 р. зафіксоване суттєве зменшення виробництва в атмосфері комети молекули  $NH_2$ . Отриманий для комети Wirtanen спектрофотометричний градієнт є характерним для інших КСЮ і становить 8.6 % на 1000 Å. Відносна пилопродуктивність ( $A_{fp}$ ) на момент спостережень у січні 2008 р. була значно вищою, ніж у попередніх проходженнях перигелію.

#### Список використаних джерел

- [Електронний ресурс]. – Режим доступу : [https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi?ID=c00046\\_0](https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi?ID=c00046_0).
- [Електронний ресурс]. – Режим доступу : <http://www.minorplanetcenter.net/iau/MPEph/MPEph.html>.
- [Електронний ресурс]. – Режим доступу : <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi#results>.
- Краснопольский В. А. Физика свечения атмосфер планет и комет / В. А. Краснопольский. – М. : Наука, 1987.
- Farnham T. L. The NB Narrowband Comet Filters: Standard Stars and Calibrations / T. L. Farnham, D. G. Schleicher, M. F. A'Hearn // Icarus. – 2000. – Vol. 147. – P. 180–204.
- Langland-Shula L. E. Comet classification with new methods for gas and dust spectroscopy / L. E. Langland-Shula, G. H. Smith // Icarus. – 2011. – Vol. 213. – P. 280–322.
- Tatum J. V. Cynogen radiance/column-density ratio for comets calculated from the Swings effect / J. V. Tatum // Astron. Astrophys. – 1984. – Vol. 135. – P. 183–187.
- Пономаренко В. О. Спектральні особливості вибраних комет сімейства Юпітера та довгоперіодичних комет зі зворотним рухом : дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.03.03 / Пономаренко Василь Олександрович. – К., 2015.
- IC AMER [Електронний ресурс]. – Режим доступу : <http://terskol.com>.
- Solar flux atlas from 296 to 1300 nm / R. L. Kurucz, I. Furenliid, J. Brault, L. Testerman // National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico : National Solar Observatory. – 1984.
- Телескопы Carl Zeiss в обсерватории на пике Терскол / Н. В. Карпов, А. В. Сергеев, В. К. Тарадий, М. В. Андреев // Изв. Крымской астрофиз. обс. – 109. – № 2. – С. 203–213 (2013).
- [Електронний ресурс]. – Режим доступу : <https://en.wikipedia.org/wiki/46P/Wirtanen>.
- Haser L. Distribution d'intensite dans la tete d'une comete / L. Haser // Bull. Acad. Roy. Belg. – 1957. – Vol. 43. – P. 740–750.
- Spectroscopy of 46 P/Wirtanen during its 1997 apparition / U. Fink, M. D. Hicks, R. A. Fevig, J. Collins // Astronomy and Astrophysics. – 1998. – Vol. 335. – P. L37–L45.
- Farnham T. L. Narrowband photometric results for comet 46P/Wirtanen / T. L. Farnham, D. G. Schleicher // Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 335. – P. L50–L55.
- The nucleus and inner coma of Comet 46P/Wirtanen / P. L. Lamy, I. Toth, L. Jorda et al. // Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 335, L25–L29.
- Spectral evolution of Rosetta target comet 46P/Wirtanen / R. Schulz, C. Arpigny, J. Manfroid et al. // Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 335. – P. L46–L49.
- Krolikowska M. Evolution of the orbit of comet 46P/Wirtanen during 1947–2013 / M. Krolikowska, G. Sitarski // Astron. and Astrophys. – 1996. – Vol. 310. – P. 992–998.
- [Електронний ресурс]. – Режим доступу : [https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh\\_scattering](https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_scattering).

Надійшла до редколегії 13.11.18

V. Ponomarenko, PhD,  
K. Chiuryumov, Dr. Sci., Prof.,  
 O. Sergeev, Cand. Tech. Sci.

### SPECTROPHOTOMETRICAL RESEARCHES OF THE SUBNUCLEAR AREA OF 46P/WIRTANEN COMET

*The observations and research of the short-period comet 46P/Wirtanen by optical spectra with an average resolution ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 1400$ ) are presented. Spectra in January 2008 at the Peak Terskol mountain observatory with the Zeiss-2000 telescope ( $D = 2.0$  m;  $F_2 = 16$  m) were obtained. On the basis of the received spectral material, the identification of emission bands was carried out. The distribution of the total energy flux, reflected energy flux and the spectrophotometric gradient in the spectral range  $\lambda\lambda = 4850\text{--}7650$  Å are constructed. The quality of the received spectral material allowed estimating with high accuracy the gas productivity of the molecules  $C_2$ ,  $NH_2$  and the relative dust productivity in cometary filters GC, RC. The relative dust productivity ( $A_{fp}$ ), the gas productivity ( $Q$ ) for the molecular emissions of  $C_2$  and  $NH_2$ , as well as some other physical parameters of the neutral gas cometary atmosphere were evaluated. The resulting values of physical quantities are characteristic for Jupiter family comets. The gas productivity of 46P/Wirtanen during the observation period  $Q_{C_2} = 3.97\text{--}4.12 \times 10^{25}$  mol/s,  $Q_{NH_2} = 2.06\text{--}2.97 \times 10^{25}$  mol/s. The obtained values of gas and dust productivity characterize the cometary coma of 46P/Wirtanen as dust-rich. In comparison with the data of 1998, a significant decrease in production in the atmosphere of the comet of the  $NH_2$  molecule was recorded. The spectrophotometric gradient obtained for comet Wirtanen is characteristic for other JFC and is 8.6 % per 1000 Å. The relative dust productivity ( $A_{fp}$ ) at the time of observations in January 2008 was significantly higher than in previous passages of perihelion. The obtained results may be the consequence of evolution of the upper layers of the cometary nucleus and require further experimental confirmation.*

*Keywords:* comets, spectrophotometry, dust/gas productivity.

В. Пономаренко, канд. фіз.-мат. наук,  
К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
 О. Сергеев, канд. тех. наук

### СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ КОМЕТЫ 46P/WIRTANEN

*Представлены результаты наблюдений и исследований короткопериодической кометы 46P/Wirtanen на основе оптических спектров со средней разделительной способностью ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 1400$ ). Спектры получены в январе 2008 г. в высокогорной обсерватории "Пик Терскол" с помощью телескопа Zeiss-2000 ( $D = 2.0$  м;  $F_2 = 16$  м). На основе полученного спектрального материала идентифицированы эмиссионные полосы. Построено распределение общего и отраженного потоков энергии и спектрофотометрический градиент в спектральном диапазоне  $\lambda\lambda = 4850\text{--}7650$  Å. Оценены относительная пылепродуктивность ( $A_{fp}$ ) и газопродуктивность ( $Q$ ) для молекулярных эмиссий  $C_2$  и  $NH_2$ , а также некоторые другие физические параметры нейтральной газовой кометной атмосферы. Полученные значения физических величин являются характерными для комет семейства Юпитера. Пылепродуктивность 46P/Wirtanen в период наблюдений изменяется в границах  $A_{fp} = 1050\text{--}1650$  см; газопродуктивность –  $Q_{C_2} = 3.97\text{--}4.12 \times 10^{25}$  мол/с,  $Q_{NH_2} = 2.06\text{--}2.97 \times 10^{25}$  мол/с.*

*Ключевые слова:* кометы, спектрофотометрия, газо-и пылепродуктивность.

УДК 523.982

Н. Лоцицька, канд. фіз.-мат. наук,  
Астрономічна обсерваторія  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка

## МАГНІТНІ ПОЛЯ СОНЯЧНИХ ПЛЯМ У 24-МУ ЦИКЛІ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Порівнюються дані візуальних вимірювань магнітного поля в тіні сонячних плям, отримані в чотирьох обсерваторіях протягом 24-го циклу сонячної активності. Проаналізовано модулі напруженості магнітного поля із усередненням по кожній обсерваторії. Базовими в дослідженні взято вимірювання в Астрономічній обсерваторії Київського університету (КАО), де 170 плям були виміряні в середньому 4 рази кожна з інтервалом 1–2 доби за проходження групи диск Сонця. Для порівняння з даними КАО використано вимірювання обсерваторій Уральської, Кримської та Маунт Вілсон, які виконані в межах 24 год від часу спостережень у КАО. Середні за цикл значення магнітного поля плям, отримані за даними трьох обсерваторій, УрАО, КраО і КАО, становили  $26.0 \pm 0.3$ ,  $25.0 \pm 0.2$  та  $25.2 \pm 0.2$  сТл, відповідно. Вони відрізняються між собою не більше ніж на 3 стандартні похибки, тоді як обсерваторія Маунт Вілсон дає достовірно нижче середнє магнітне поле –  $23.8 \pm 0.1$  сТл. Цей результат підтверджує висновки роботи R. Rezaei et al., 2015, де порівнюють візуальні вимірювання в Маунт Вілсон з даними Tenerife Infrared Polarimeter (TIP) та Facility Infrared Spectropolarimeter (FIRS) у 23–24-му циклах сонячної активності: середнє значення магнітного поля за спостереженнями TIP і FIRS у 24-му циклі дорівнює 26.0 сТл, що незначно вище отриманого нами з візуальних спостережень трьох обсерваторій, тоді як MtW показує на кілька сантитесла менше. Середньоквадратична похибка середнього за цикл магнітного поля за даними FIRS становить 0.2 сТл, тому різниця з MtW достовірна. Заниження виміряної напруженості магнітного поля плям у Маунт Вілсон потребує перегляду калібровки вимірювань.

Для обчислення щорічного індексу  $V_{sp}$  магнітних полів сонячних плям розміром 22–44 Мм традиційно використано дані візуальних вимірювань усіх чотирьох обсерваторій. Отримано, що варіації магнітного поля сонячних плям мають характерний для попередніх циклів пік на другий – третій рік після максимуму кількості плям. Середній за 24-й цикл індекс  $V_{sp}$  дорівнює  $24.9 \pm 0.3$  сТл, що свідчить про те, що цей цикл є помірно сильним. Зменшення магнітного поля сонячних плям у 2018 р. до 23 сТл дає підставу очікувати у 2019 р. найбільший за півстоліття приземний рівень галактичних космічних променів.

**Ключові слова:** сонячна активність, магнітні поля, сонячні плями, галактичні космічні промені.

**1. Методи вимірювання магнітних полів сонячних плям.** У 1897 р. Пітер Зеєман виявив розщеплення і поляризацію спектральних ліній у магнітному полі. За цим ефектом у 1908 р. Джордж Елері Хейл виявив магнітні поля сонячних плям і розпочав їх неперервний моніторинг. 100-літній архів візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям в обсерваторії Маунт Вілсон є у відкритому доступі за адресою <ftp://howard.astro.ucla.edu/pub/obs/drawings>. У другій половині ХХ ст. спостереження магнітних полів плям проводили вже десять обсерваторій, і лише кілька з них продовжують неперервний ряди візуальних визначень напруженості магнітних полів у новому столітті. Це, окрім обсерваторії Маунт Вілсон, ще три обсерваторії: Кримська астрофізична, Уральська і Київська астрономічні обсерваторії. Інтенсивно розвиваються складніші нові методи реєстрації магнітного поля в сонячних утвореннях, зокрема в плямах, такі як магнітографічний і поляриметричний. Магнітографи є в наземних обсерваторіях, а також на супутниках SOHO, SDO. Основна проблема магнітографічних вимірювань – насичення сигналу при вимірюванні сильних магнітних полів, напруженість яких перевищує 3000 Гс [8], через що в ядрах великих сонячних плям неможливо отримати дійсну величину поля й недооцінювання її становить десятки відсотків. Поляриметри дають змогу інверсним методом розрахувати дійсну величину магнітного поля за записами сигналу зеєманівського розщеплення V-параметрів Стокса, такий прилад встановлено на HINODE, працюють Tenerife Infrared Polarimeter (TIP) та Facility Infrared Spectropolarimeter (FIRS) [8].

**2. Метою роботи** є продовження досліджень вікових варіацій магнітних полів сонячних плям, розпочатих автором у 2000 р. У цій роботі ми проводимо попарне порівняння результатів візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям, зроблених на Горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського університету (КАО), з такими ж вимірюваннями в межах однієї доби в обсерваторіях Маунт Вілсон, Кримській астрофізичній та Коуровській обсерваторії Уральського університету. Загалом протягом 24-го циклу сонячної активності в КАО проведено 660 вимірювань магнітних полів сонячних плям, до розгляду бралися лише вимірювання в одному ядрі, де поле було найбільшим. Оскільки не завжди погодні умови дозволяли провести спостереження в інших обсерваторіях, то ряди пар одночасних вимірювань із вищеназваними трьома обсерваторіями відповідно містять 95, 80 і 50 % від кількості зроблених у КАО. **Задачами роботи** є порівняння середніх величин магнітного поля з масиву візуальних вимірювань у чотирьох обсерваторіях протягом 24-го циклу сонячної активності із середніми величинами магнітних полів крупних сонячних плям, отриманими за спектрополяриметричними спостереженнями в роботі [8], і розрахунок індексу  $V_{sp}$  середньорічних модулів напруженості магнітних полів сонячних плям розміром 30–60 дугових секунд (22–44 Мм) у 2009–2018 рр.

**3. Деякі технічні характеристики телескопів, де проводяться візуальні спостереження.** Головне дзеркало 150-футового баштового сонячного телескопа в обсерваторії Маунт Вілсон (MtW) має діаметр 61 см і фокусну відстань 18.3 м. Застосування додаткового дзеркала дає еквівалентну фокусну відстань 45.7 м, при тому діаметр зображення Сонця становить 42 см. Магнітні поля плям вимірювались за зеєман-розщепленням лінії Fe I 6173.3 Å, а з 1961 р. – лінії Fe I 5250.2 Å. Детальний опис сонячного телескопа MtW, а також дані спостережень на ньому є за адресою <http://obs.astro.ucla.edu/intro.html>.

В обсерваторії Уральського університету (UrAO) проводяться візуальні вимірювання магнітних полів сонячних плям на горизонтальному сонячному телескопі АЦУ-5 з 1966 р., використовується лінія Fe I 5250.2 Å. Діаметр головного дзеркала становить 440 мм, воно має фокусну віддасть 17.5 м, еквівалентний фокус Касегрена 60.5 м. Телескоп дає зображення Сонця діаметром 16 см у прямому фокусі на щілині спектрографа або 56 см – на екрані у фокусі Касегрена (<https://astro.ins.uifu.ru/solar>). Архів усіх даних UrAO є на сайті ГАО РАН [http://www.gaoran.ru/english/database/sd/daily\\_sun\\_charts.htm](http://www.gaoran.ru/english/database/sd/daily_sun_charts.htm)

Візуальні вимірювання напруженостей магнітних полів сонячних плям у Кримській астрофізичній обсерваторії (CrAO) на телескопі БСТ-2 проводяться з 1955 р., спочатку в лінії FeI 6173.3 Å, а з 1957 р. – у лінії FeI 6302.5 Å. Вимірюється максимальна віддаль між сігма-компонентами цієї лінії, розщепленої в магнітному полі сонячної плями. Головне дзеркало телескопа має діаметр 450 мм і фокусну відстань 12 м, еквівалентну фокусну відстань 35 м. Електронний архів спостережень CrAO з 1983 р. розміщений на ресурсі <http://solar.craocimea.ru/rus/tst2.htm>. Він містить замальовки всього диска Сонця розміром 12 см і окремо – кожної групи плям у масштабі, що відповідає зображенню Сонця з діаметром 43 см. На замальовках груп плям зазначені вимірні величини магнітного поля кожної плями.

Горизонтальний сонячний телескоп (ГСТ) Астрономічної обсерваторії Київського університету (КАО) побудовано у 1954 р., головне дзеркало діаметром 30 см із фокусною відстанню 12.5 м. Діаметр зображення Сонця на щілині становить 12 см [1]. Вимірювання розщеплення сігма-компонент проводяться з 1979 р. з поляризаційною мозаїкою В. Н. Скоморовського (зводяться центри ваги сігма-компонент у сусідніх смужках мозаїки), з 1999 р. – переважно з призмою-розщеплювачем із ісландського шпату (зводяться сігма- з пі-компонентою зеєманівського розщеплення). Використовується лінія Fe I 5250.2 Å. Додаткові елементи – чвертьхвильова пластинка з кварцу та плоскопаралельна поворотна скляна пластинка. Кут повороту цієї пластинки для отримання величини магнітного поля окремо прокалібровано для вимірювань із мозаїкою та призмою.

**4. Калібрування пристроїв для візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям.** Питання калібрування вимірювань зеєманівського розщеплення – одне з найважливіших при опрацюванні даних магнітометричних спостережень. Напруженість магнітного поля однієї й тієї ж плями, виміряна на різних телескопах, може відрізнитися через: різні погодні умови, передусім різну величину дрижання зображення в різний час дня; неоднаковий внесок ефектів температурного розфокусування, інструментальної поляризації; неточну калібровку кутів повороту або нахилу плоскопаралельної пластинки лайншифтера; швидкі зміни напруженості магнітного поля плями сонячного походження та відмінності методики спостережень (використання різних спектральних ліній, застосування поляризаційної мозаїки або призми-розщеплювача і, відповідно, вимірювання розщеплення при зведенні  $\sigma$ - $\sigma$ - або  $\sigma$ - $\pi$ -компонент).

Калібрувальні залежності для лайншифтерів CrAO та MtW є в роботах [6, 7], проте за будь-яких змін оптичної схеми спектрографа чи лайншифтера необхідне повторне калібрування. Нами у 2007 р. проведено порівняння пар даних візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям, виконаних у 23-му циклі сонячної активності в одні й ті самі дні в обсерваторіях CrAO, UrAO, KAO та MtW [4]. У межах похибок дані трьох перших обсерваторій збігалися, тоді як середні значення магнітного поля, виміряні в обсерваторії Маунт Вілсон, занижені на 3 сТл (10 стандартних похибок) порівняно з даними CrAO, UrAO та KAO. Знайомство з нотатками на замальовках у MtW, доступних на ресурсі <http://obs.astro.ucla.edu/intro.html>, дозволило знайти причину такого розходження. У листопаді 1994 р. на баштовому сонячному телескопі обсерваторії Маунт Вілсон була встановлена нова дифракційна ґратка з більшою дисперсією, що потребувало введення коригуючих множників до показань мікрометра при перерахунку градусів нахилу пластинки в напруженість магнітного поля. Імовірно, при визначенні поправочних коефіцієнтів допущена помилка, яку можна виправити, якщо виконати нове емпіричне калібрування.

Оскільки ця робота базується на вимірюваннях у КАО, то насамперед вивірена калібрувальна залежність величини магнітного поля від кута нахилу плоскопаралельної пластини лайншифтера. Використані вимірювання зеєманівського розщеплення лінії заліза 5250.2 Å з призмою Воластона на ГСТ КАО. На рис. 1 і в табл. 1 наведено порівняння теоретичної залежності "кут нахилу – напруженість магнітного поля" та отриманої зі спостережень.

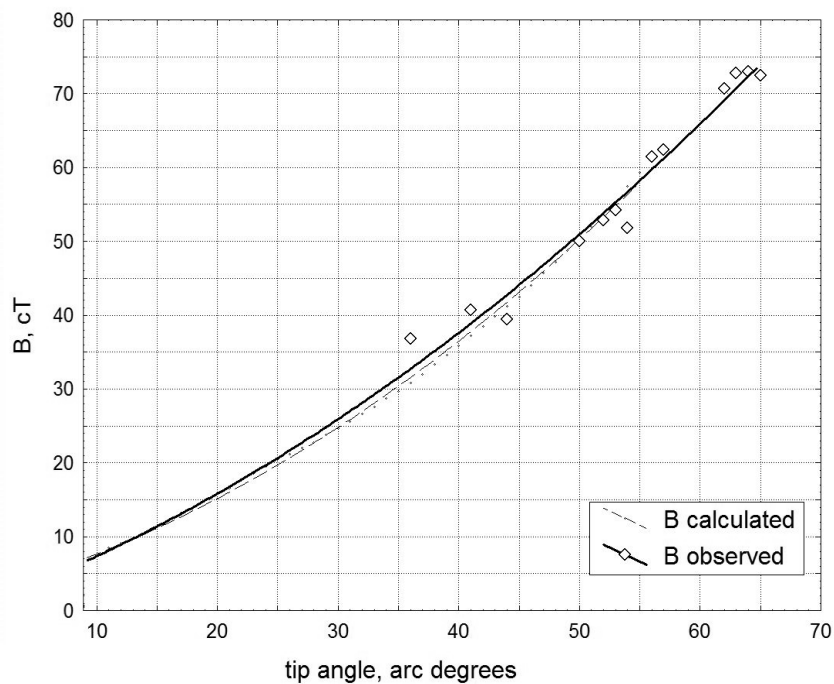


Рис. 1. Калібрувальна залежність величини магнітного поля від кута нахилу плоскопаралельної пластини лайншифтера при вимірюваннях зеєманівського розщеплення лінії заліза 5250.2 Å з призмою Воластона на Горизонтальному сонячному телескопі Київської астрономічної обсерваторії

Таблиця 1

Співвідношення між кутом нахилу пластинки лайншифтера (1) та модулем напруженості магнітного поля (2, 3) при вимірюваннях із призмою Воластона на горизонтальному сонячному телескопі КАО

Кут нахилу пластини лайншифтера, градуси дуги	Теоретична калібровка В, сТ	Експериментальна калібровка В, сТ	Кут нахилу пластини лайншифтера, градуси дуги	Теоретична калібровка В, сТ	Експериментальна калібровка В, сТ
11	8,5	8,4	30	24,6	26,0
12	9,1	9,0	31	25,6	27,1
13	9,8	9,7	32	26,6	28,2
14	10,6	10,5	33	27,6	29,3
15	11,4	11,4	34	28,7	30,4
16	12,2	12,3	35	29,7	31,5
17	13,2	13,1	36	30,8	32,7
18	14,0	14,0	37	32,0	33,9
19	15,0	14,9	38	33,3	35,2
20	15,8	15,8	39	34,6	36,5
21	16,6	16,7	40	35,9	37,7
22	17,6	17,7	41	37,2	38,9
23	18,6	18,7	42	38,5	40,1
24	19,5	19,7	43	39,8	41,4
25	20,4	20,7	44	41,2	42,7
26	21,2	21,7	45	42,5	44,0
27	22,0	22,7	46	44,0	45,4
28	22,8	23,8	47	45,7	46,8
29	23,8	24,9	48	47,2	48,2

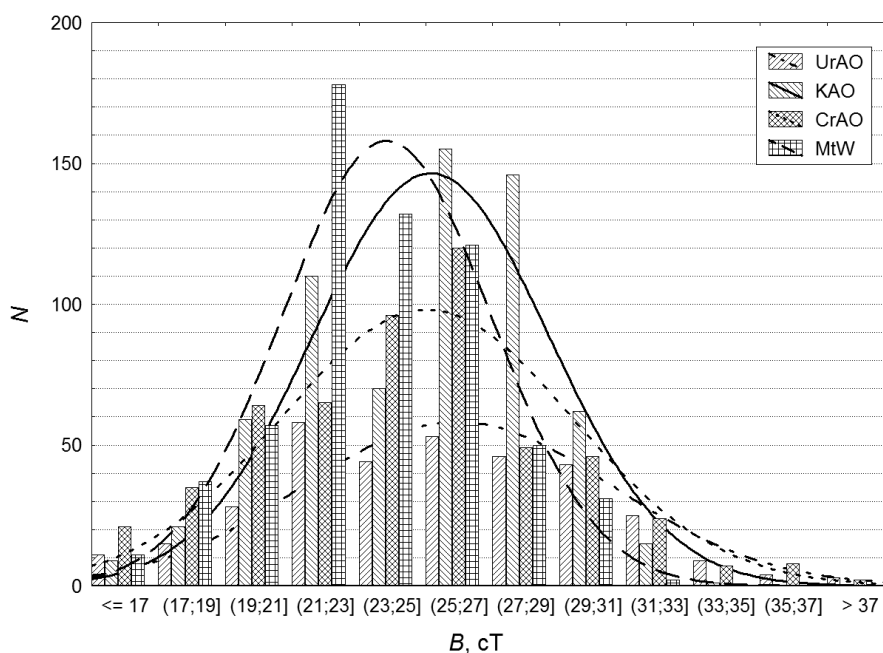


Рис. 2. Гістограми розподілу магнітного поля сонячних плям, вимірюного візуально в чотирьох обсерваторіях у 24-му циклі сонячної активності

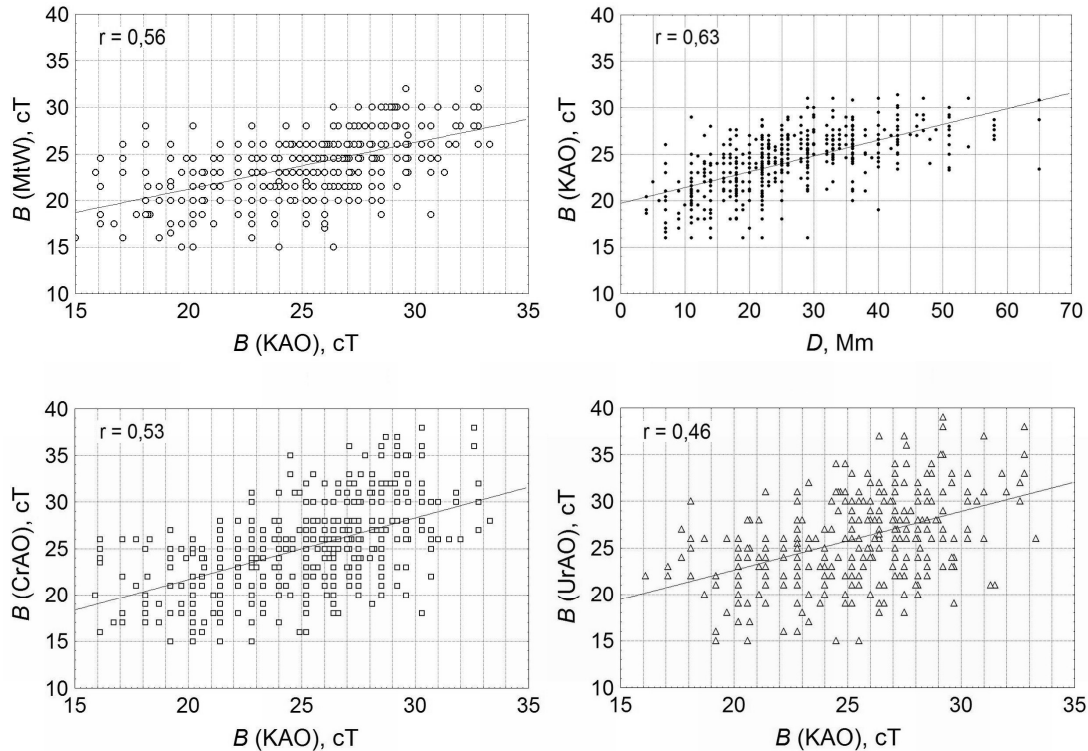
При розрахунках теоретичної залежності для кожного кута повороту пластинки при відомому показнику заломлення скла і товщині пластинки розраховувався зсув зображення спектра в міліметрах. Величина зсуву в ангстремах обчислювалася за відомою дисперсією в 39-му порядку спектра  $0.65 \text{ \AA}/\text{мм}$ . Напруженість магнітного поля для вимірювань у лінії Fe I 5250.2  $\text{ \AA}$  знаходили за формулою  $B = 2.59 \times 10^4 \Delta\lambda_n$ , де за розщепленням  $\Delta\lambda_n$  в  $\text{ \AA}$  отримуємо напруженість магнітного поля в гаусах (стовпчик 2).

Для експериментальної калібровки (стовпчик 3) вимірювалися кути нахилу пластини лайншифтера при зведенні близько розташованих 13 пар немагнітних ліній зеленої області спектра, відстань між якими не перевищувала 0.3  $\text{ \AA}$ , які мають довжини хвиль в околі магніточутливої лінії FeI 5250.2  $\text{ \AA}$  ( $\pm 25 \text{ \AA}$ ). Далі зіставлялися кути нахилу лайншифтера з обчисленими за різницею довжин хвиль значеннями напруженості магнітного поля у припущенні, що цей зсув був обумовлений зесманівським розщепленням лінії з фактором Ланде, що дорівнює 3, як у лінії Fe I 5250.2  $\text{ \AA}$ .

**5. Отримані результати вимірювань у чотирьох обсерваторіях.** Розрахунки середніх значень показали таке: середні напруженості магнітного поля в MtW  $23.8 \pm 0.1$  сТл, в CrAO  $25.0 \pm 0.2$  сТл, UrAO  $26.0 \pm 0.3$  сТл, KAO  $25.1 \pm 0.2$  сТл. Із цих результатів і рис. 2 видно, що, як і в роботах [4, 8], середні значення трьох обсерваторій прак-

точно збігаються, але дані обсерваторії Маунт Вілсон достовірно нижчі за рахунок зменшення відносної кількості вимірювань магнітного поля напруженістю 23 сТл і більше і повної відсутності значень понад 32 сТл.

Регресійні залежності, показані на рис. 3, також ілюструють звуження ширини розподілу даних MtW за рахунок обмеження кількості випадків сильних магнітних полів. Тоді як нормально розподілені дані CrAO і UrAO досягають 39–40 сТл, межа відкоректованих значень виміряного магнітного поля в MtW – 32 сТл. Результати вимірювання в КАО значно ближчі до CrAO і UrAO, однак магнітні поля, вищі за 33.5 сТл, у КАО не спостерігалися. Астроклімат у Кримській обсерваторії дозволяє проводити спостереження в 1.5 раза частіше, ніж в Уральській обсерваторії, калібрувальні криві багатократно досліджені, тому дані CrAO можна вважати еталонними для порівняння з іншими обсерваторіями з метою уніфікації методики вимірювань [7].



**Рис. 3.** Регресійні залежності між візуально оціненими напруженостями магнітного поля в ядрах одних і тих самих сонячних плям, вимірними протягом доби в Київській астрономічній обсерваторії (КАО) і обсерваторіях Маунт Вілсон (MtW), Кримській астрофізичній (CrAO) та Уральській астрономічній (UrAO). Усі спостереження проведені в 24-му циклі сонячної активності. Також показана регресійна залежність між середнім діаметром плям і напруженістю магнітного поля, вимірній у КАО

Порівняння коефіцієнтів кореляції пар даних спостережень із різних обсерваторій, проілюстроване на рис. 3, показало, що вони пов'язані з вірогідністю, більшою за 99 %, і немає достовірних відмінностей між попарними коефіцієнтами кореляції даних чотирьох обсерваторій. Це свідчить про цінність даних візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям, отриманих і на великих, і на середніх телескопах.

**Таблиця 2**

**Коефіцієнти кореляції між парами одночасних візуальних вимірювань напруженості магнітних полів сонячних плям у чотирьох обсерваторіях у 1999–2004 [4] і 2010–2017 рр.**

	КАО		CrAO		UrAO	
	23 цикл	24 цикл	23 цикл	24 цикл	23 цикл	24 цикл
CrAO	0.53	0.53				
UrAO	0.44	0.46	0.50	0.48		
MtW	0.51	0.56	0.54	0.52	0.59	0.48

**6. Порівняння середніх за 24-й цикл візуально вимірних величин магнітних полів плям з розрахованими за записами поляриметрів TIP та FIRS.** Ми об'єднали результати візуальних вимірювань у КАО з одночасно зробленими вимірюваннями в CrAO і UrAO. Такий масив містить 1250 вимірювань, проведених у 2009–2014 рр., і 1550 вимірювань за весь 24-й цикл. На відміну від обґрунтованого нами в роботах [2, 4] індексу  $B_{sp}$ , повний масив вимірювань містить дані як невеликих, так і дуже великих плям, які виникають частіше в роки максимуму та на фазі спадання циклу сонячної активності. Чим більші напруженості магнітного поля, тим сильніша відмінність даних обсерваторії Маунт Вілсон від інших вимірювань, тому дані цієї обсерваторії слід розглядати окремо. У роботі [8] застосовано саме такий підхід. Тоді як візуально вимірні напруженості магнітного поля плям у MtW були від 13 до 32 сТл із середнім значенням 22 сТл, поляриметричні дані Tenerife Infrared Polarimeter (TIP) на German Vacuum Tower Telescope

та Facility InfRared Spectropolarimeter (FIRS) на Dunn Solar Telescope Gaussian були в межах 15–37 сТл із середнім  $26.0 \pm 0.2$  сТл. Ми також для розрахунків брали магнітні поля плям, які перевищують поріг у 15 сТл – нижню 99 %-ву межу розподілу вимірювань у KAO. Середнє значення масиву даних і 2009 до 2014 р. у нас  $25.1 \pm 0.1$  сТл і  $25.2 \pm 0.1$  сТл за весь 24-й цикл. Хоча візуальні вимірювання показують достовірно нижчу величину магнітного поля, ніж поляриметричні у [8], цю різницю можна пояснити тим, що TIP і FIRS використовують інфрачервоні лінії, які формуються глибше, ніж Fe I 5250.2 Å та Fe I 6173.3 Å, де магнітне поле сильніше. Другою причиною розбіжності може бути інша методика формування вибірки. Хоча кількість плям у [8] приблизно така, як і в нашому дослідженні, схоже, що для розрахунків використано лише одне вимірювання кожної плями, у час максимального магнітного поля за дні спостережень. Результат усереднення таких вимірювань показує більшу величину модуля поля.

**7. Розрахунок індексу  $B_{sp}$ .** На рис. 4 бачимо, що зі збільшенням діаметра плям понад 60 кутових секунд (44 Мм) їх кількість значно зменшується, у роки мінімуму сонячної активності таких великих плям зовсім немає. З іншого боку, невеликі плями з діаметром менше за 30 кутових секунд (22 Мм) рідко показують справжню напруженість магнітного поля, передусім через замивання ядра світлом напівтіні при дрижання зображення. Через такі обмеження нами вибрано діапазон розмірів плям 22–44 Мм для моніторингу середньорічної напруженості магнітного поля плям  $B_{sp}$  за даними кількох обсерваторій [2, 4].

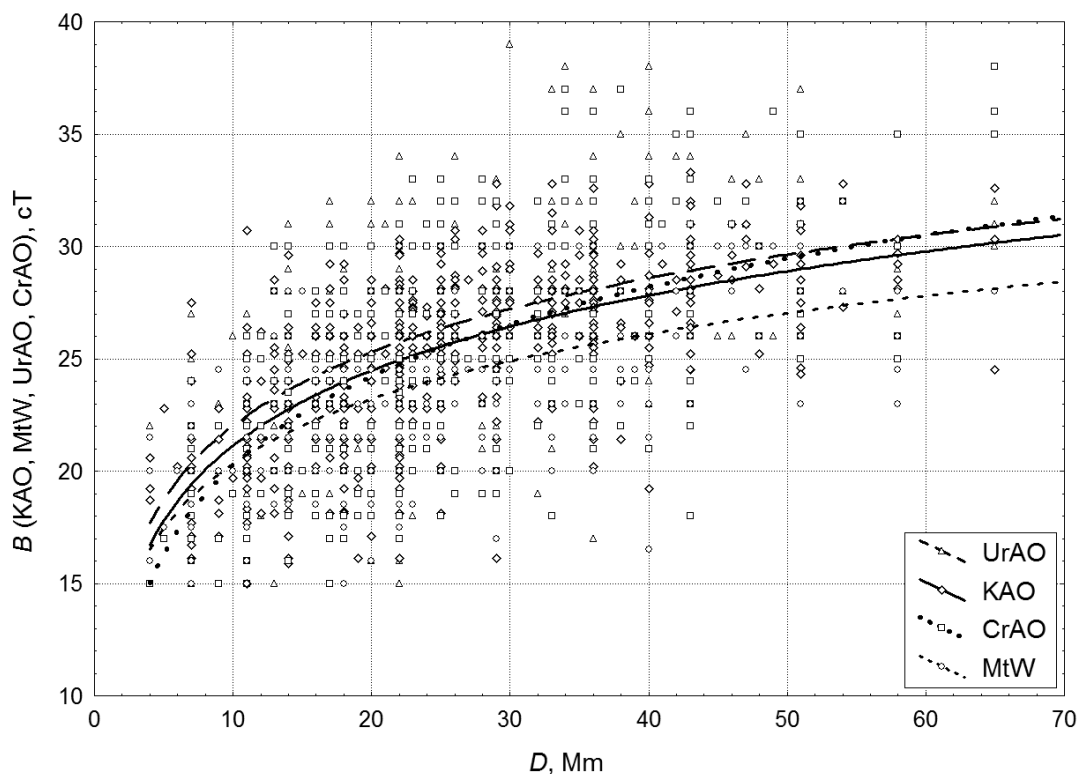


Рис. 4. Залежність виміряної величини магнітного поля в сонячних плямах від їхнього діаметра

На рис. 5 наведено хід індексу  $B_{sp}$  у 24-му циклі сонячної активності. Як і робота [8], наше дослідження підтверджує циклічність варіацій магнітних полів сонячних плям і спростовує твердження [3] про монотонне їх зменшення протягом 23–24-го циклів сонячної активності.

Кілька прогнозів сонячної та геомагнітної активності нами було зроблено в роботі [5], зокрема середній за 24-й цикл індекс  $B_{sp}$  передбачався 24.8 сТл. Цей прогноз справдився, оскільки середній у 2009–2018 рр. індекс  $B_{sp}$  виявився  $24.9 \pm 0.3$  сТл. Це означає, що 24-й цикл, як і 23-й, не є магнітно слабким, його скоріше можна віднести до циклів з помірно сильним магнітним полем сонячних плям, що видно з роботи [2].

На рис. 5 бачимо, що магнітне поле плям у 24-му циклі було найбільшим через 2–3 роки після максимуму кількості плям. Запізнення змін магнітної активності на кілька років відносно варіацій кількості плям раніше було нами знайдено для 23-го циклу в дослідженні [4], а потім для 16–23-го циклів сонячної активності в роботі [2]. Цей факт пояснює виникнення більшості сильних спалахів у фазі спадання індексу кількості плям, що зумовлює сплески геомагнітної активності [5].

Також ця робота підтверджує дані [2], що фаза спадання напруженості магнітного поля сонячних плям значно коротша, ніж фаза росту. У 2018 р. візуальні вимірювання магнітних полів сонячних плям показали значне зменшення їхньої напруженості. Оскільки протягом року, наступного за роком мінімуму магнітних полів сонячних плям, зменшується модуляція галактичних космічних променів сонячним вітром, то у 2019 р. можна очікувати найбільший за кілька десятиліть потік ГКЛ.

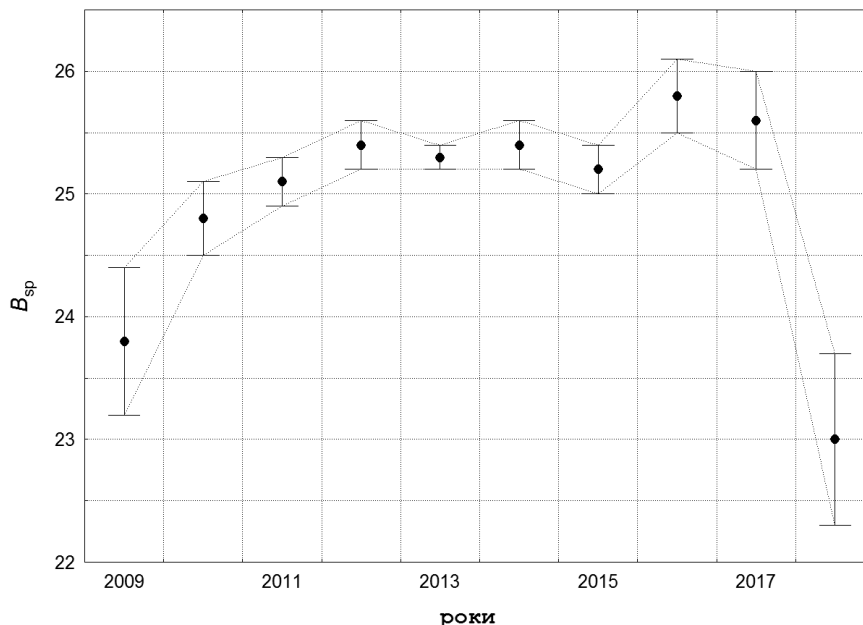


Рис. 5. Варіації  $B_{sp}$ -індексу модуля магнітних полів крупних сонячних плям з діаметром 22-44 за вимірюваннями в чотирьох обсерваторіях

**8. Висновки.** Отримано, що в 24-му циклі сонячної активності середні значення магнітного поля в трьох обсерваторіях УрАО, КраО і КаО були  $26.0 \pm 0.3$ ,  $25.0 \pm 0.2$  і  $25.2 \pm 0.2$  сТл, відповідно. Вони відрізняються між собою не більше, ніж на 3 стандартні похибки, тоді як обсерваторія Маунт Вілсон дає достовірно нижчі величини магнітного поля –  $23.8 \pm 0.1$  сТл. Наше дослідження підтверджує висновки [8] про недооцінювання величини магнітного поля сонячних плям, виміряних у обсерваторії Маунт Вілсон. У роботі [8] середнє значення нормально розподілених величин магнітного поля за спостереженнями TIP і FIRS у 24-му циклі дорівнює 26.0 сТл, тоді як за даними MtW – на кілька сантисесла менше. Така розбіжність, підтверджена й нашою роботою, потребує нової калібровки вимірювань у Маунт Вілсон. Дані СтАО можна вважати еталонними для порівняння з ними результатів вимірювань магнітних полів плям в інших обсерваторіях [7].

Проведене дослідження заперечує твердження [3] про монотонне зменшення напруженості магнітних полів сонячних плям упродовж 23-го і 24-го циклів сонячної активності. Середній за 24-й цикл індекс  $B_{sp}$  магнітних полів сонячних плям розміром 22–44 Мм дорівнює  $24.9 \pm 0.3$  сТл, що дозволяє віднести цей магнітний цикл до помірно сильних. Ми отримали, що варіації магнітного поля сонячних плям мають характерний для попередніх циклів пік на 2-3-й рік після максимуму кількості плям.

Зменшення магнітного поля сонячних плям у 2018 р. до 23 сТл дає підставу очікувати у 2019 р. найбільший за підставі спостережень рівень галактичних космічних променів.

**Подяки.** Автор дякує спостерігачам Сонця, завдяки яким щороку поповнюються ряди вимірювань сонячних магнітних полів, передусім, В. Г. Лозицькому, який виконав майже всі спостереження на ГСТ у КаО, Г. В. Лямовій – спостерігачу ГСТ УрАО; колективу спостерігачів на БСТ-2 КраО та учасникам синоптичної програми на 150-футовому сонячному телескопі обсерваторії Маунт Вілсон.

**Список використаних джерел**

1. Kiev university Astronomical observatory horizontal solar telescope / E. V. Kurochka, L. N. Kurochka, N. I. Lozitska et al. // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy. – 1980. – V. 22. – P. 48–56.
2. Krivodubskij V. N. Dependence of solar cycles duration on the magnitude of the annual module of the sunspots magnetic field / V. N. Krivodubskij, N. I. Lozitska // Proc. of the Intern. Astronomical Union, IAU Symposium. – 2013. – V. 294. – P. 71–72.
3. Livingston W. Decreasing sunspot magnetic fields explain unique 10,7 cm radio flux / W. Livingston, M. J. Penn, L. Svalgaard // The Astrophysical Journal Letters. – 2012. – V. 757. – Id. L8 (4 pp).
4. Lozitskaya N. I. The comparison of results of visual measurements of large sunspot magnetic field carried out in different observatories in solar cycle 23 / N. I. Lozitskaya, G. V. Lyamova, V. M. Malashchuk // Izvestiya Krymskoi Astrofizicheskoi Observatorii. – 2007. – V. 103. № 4. – P. 59-67.
5. Lozitska N. Sunspot group indices for long-term prediction of geomagnetic activity / N. Lozitska, V. Efimenko // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy. – 2015. – V. 52. – P. 43–47.
6. Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots / N. I. Lozitska, V. G. Lozitsky, O. A. Andryeyeva et al. // Advances in Space Research. – 2015. – Vol. 55, Iss.3. – P. 897-907.
7. Malaschuk V. M. Research of the measured magnetic field oscillations in the leading spot of the group NOAA 11504 on observations of June 18, 2012 / V. M. Malaschuk, N. I. Lozitskaya, O. V. Lozitsky // Izvestiya Krymskoi Astrofizicheskoi Observatorii. – 2013. – V. 109. – № 2. – P. 98–103.
8. Variation in sunspot properties between 1999 and 2014 / R. Rezaei, C. Beck, A. Lagg et al. // Astron. Astrophys. – 2015. – V. 578, id. A43 (9 pp).

Надійшла до редколегії 13.11.18

N. Lozitska, PhD,  
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

**SUNSPOT MAGNETIC FIELDS IN 24 CYCLE OF SOLAR ACTIVITY**

*The data of visual measurements of the magnetic field in sunspots umbra, obtained in four observatories during 24 cycles of solar activity, are compared. Magnetic field strength modules with averaging over each observatory are analyzed. The measurements taken in the Astronomical Observatory of the University of Kyiv (KAO) were used as base, where 170 spots were measured on average 4 times each at intervals of one to two days*



during the group passing through the solar disk. Measurements of the Ural, Crimean and Mount Wilson Observatory, performed within 24 hours of observation in the KAO, are used in the study. It was found that the average value of the magnetic field per cycle, obtained from the data of three observatories UrAO, CrAO and KAO, was  $26.0 \pm 0.3$ ,  $25.0 \pm 0.2$  and  $25.2 \pm 0.2$  cT, respectively. They differ by no more than 3 standard errors, while the Mount Wilson Observatory gives a significantly lower magnetic field –  $23.8 \pm 0.1$  cT. This result is confirmed by the work of R. Rezaei et al., 2015, which compares the visual measurements in Mount Wilson with Tenerife Infrared Polarimeter (TIP) and Facility Infrared Spectropolarimeter (FIRS) for the 23rd and 24th cycle of solar activity. The average magnetic field value for observations of TIP and FIRS in 24 cycles is 26.0 cT, which is slightly higher than we obtained from the visual observations of three observatories, while MtW shows a few centesla less. The mean square error of the average per cycle of the magnetic field, based on the data of TIP and FIRS is 0.2 cT, so the difference with the MtW is reliable. An understatement of the measured intensity of the magnetic field of the spots requires a revision of the measurement calibration in Mount Wilson. The data of the Crimean Astrophysical Observatory can be considered reference for subsequent comparisons with the results of observations of other observatories.

For the calculation of the annual index  $B_{sp}$  of magnetic fields of sunspot size 22-44 Mm, the data of visual measurements of all 4 observatories are traditionally used. We have found that variations in the magnetic field of sunspots are the same as in previous cycles: the peak occurs in the second-third years after the maximum number of spots. The average for the 24 cycle  $B_{sp}$  index is  $24.9 \pm 0.3$  cT, which allows us to consider this magnetic cycle as moderately strong. Reduction of the sunspots magnetic field in 2018 to 23 cT allows it to expect in 2019 the highest near-ground level of galactic cosmic rays in the last half century.

**Keywords:** solar activity, magnetic fields, sunspots, galactic cosmic rays.

Н. Лоцикая, канд. физ.-мат. наук,

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

## МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В 24-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Сравниваются данные визуальных измерений максимального магнитного поля в тени солнечных пятен, полученные в четырех обсерваториях в течение 24-го цикла солнечной активности. Анализируются модули напряженности магнитного поля. Базовыми в исследовании взяты измерения в Астрономической обсерватории Киевского университета (КАО), где в 2009–2018 гг. измерено магнитное поле 170 пятен, в среднем 4 раза каждое с интервалом в один или двое суток за прохождение группы по диску Солнца. В исследовании включены измерения Уральской, Крымской и обсерватории Маунт Вилсон, выполненные в пределах 24 часов от времени наблюдений в КАО. Средние за цикл значения магнитного поля, полученные по данным трех обсерваторий, УРАО, КРАО и КАО, составляли  $26.0 \pm 0.3$ ,  $25.0 \pm 0.2$  и  $25.2 \pm 0.2$  cT, соответственно. Они отличаются между собой не более чем на 3 стандартные ошибки, тогда как обсерватория Маунт Вилсон дает достоверно ниже среднее магнитное поле –  $23.8 \pm 0.1$  cT. Этот результат подтверждает выводы работы R. Rezaei et al., 2015, где сравниваются визуальные измерения в Маунт Вилсон с данными спектрополяриметров Tenerife Infrared Polarimeter (TIP) и Facility Infrared Spectropolarimeter (FIRS) за 23-й и неполный 24-й циклы солнечной активности. Среднее значение магнитного поля по наблюдениям TIP и FIRS в 24-м цикле равно 26.0 cT, что немного выше полученного нами из визуальных наблюдений трех обсерваторий, тогда как среднее значение по данным MtW на несколько сантитесла меньше. Среднеквадратичная ошибка среднего за цикл магнитного поля по данным TIP и FIRS составляет 0.2 cT, поэтому разница с MtW достоверна. Занижение измеренной напряженности магнитного поля пятен в Маунт Вилсон требует пересмотра калибровки измерений. Данные Крымской астрофизической обсерватории можно считать эталонными для последующих сравнений с ними результатов наблюдений других обсерваторий.

Для вычисления ежегодного индекса  $B_{sp}$  магнитных полей солнечных пятен размером 22-44 Мм традиционно использованы данные визуальных измерений всех четырех обсерваторий. Получено, что вариации магнитного поля солнечных пятен имеют характерный для предыдущих циклов пик на второй – третий год после максимума количества пятен. Средний за 24-й цикл индекс  $B_{sp}$  равен  $24.9 \pm 0.3$  cT, что позволяет рассматривать этот магнитный цикл как умеренно сильный. Уменьшение магнитного поля солнечных пятен в 2018 г. до 23 cT дает основание ожидать в 2019 г. наибольший за полвека приземный уровень галактических космических лучей.

**Ключевые слова:** солнечная активность, магнитные поля, солнечные пятна, галактические космические лучи.

УДК 523.982

М. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук,

Астрономічна обсерваторія

Київського національного університету імені Тараса Шевченка

## ЗМІНА ЗНАКА ПОЛЯРНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОНЦЯ У 24-МУ ЦИКЛІ АКТИВНОСТІ

Досліджено зв'язок сонячної активності, вираженої числами Вольфа, у північній і південній півкулях Сонця в поточному, 24-му циклі, з часом зміни знака полярного магнітного поля у відповідній півкулі. Показано, що зміна знака магнітного поля на полюсі не збігається з максимумом активності в кожній з півкуль. У північній півкулі максимум чисел Вольфа спостерігався майже на півтора роки раніше від першої переполюсовки на полюсі й на два з половиною роки раніше від третьої, остаточної. У південній півкулі максимум чисел Вольфа спостерігався майже на рік раніше від зміни знака поля на полюсі. У північній півкулі зміни знака магнітного поля на полюсі відбуваються в період максимальних значень нахилу геліосферного струмовею шару, а в південній – майже через два роки після відповідного максимуму.

**Вступ.** Як відомо, напруженість полярного магнітного поля Сонця є мінімальною в епохи максимумів активності та максимальною – в епохи мінімумів активності. Саме в епохи максимумів сонячної активності знак полярного магнітного поля змінюється на протилежний, відбувається так звана переполюсовка глобального магнітного поля Сонця. Два 11-річних цикли утворюють 22-річний магнітний цикл, або цикл Гейла.

Процес зміни знака полярного магнітного поля відбувається за власним сценарієм у кожній з півкуль, північній чи південній, і в кожному циклі активності. Зазвичай моменти переполюсовок магнітного поля в північній і південній півкулях не збігаються [9]. Іноді переполюсовка може бути трикратною: спочатку "перемагає" нове поле, потім на деякий час знову верх бере "старі" поле, і, нарешті, "нове" поле "перемагає" повністю на наступні 11 років.

Бєбок [3] першим повідомив за спостереженнями полярних магнітних полів у 19-му циклі про неодноразовість зміни знака поля в різних півкулях: у південній півкулі переполюсовка відбулася майже на 18 місяців раніше, ніж у північній.

Макаров і Сівараман [5, 6] дослідили зміну знака поля в 11–22-му циклах і дійшли висновку, що потрійні переполюсовки спостерігалися у 16-му, 19-му і 20-му циклах активності в північній півкулі, а в циклах 12 і 14 – у південній.

У роботах [1, 4, 8, 10] було показано, що в 21–23-му циклах активності всі переполюсовки були однократними.

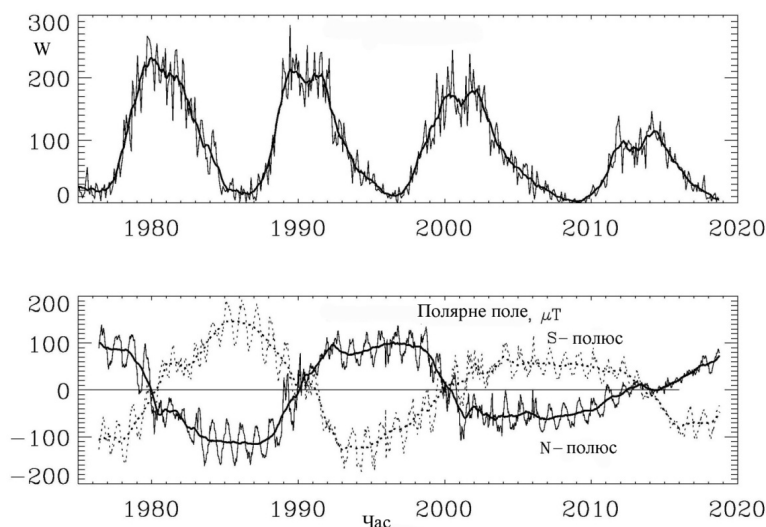
У нашій попередній роботі [2] було детально досліджено динаміку зміни сумарного магнітного поля в різних приполярних зонах Сонця у 24-му циклі сонячної активності й визначено моменти часу, коли магнітне поле змінює знак безпосередньо на полюсах. Було також показано, що в північній півкулі відбулася трикратна зміна знака магнітного поля, а в південній – однократна, і визначені епохи зміни знака поля на полюсах.

Метою даної роботи є дослідження взаємозв'язку сонячної активності в північній і південній півкулях Сонця із часом зміни знака полярного магнітного поля у відповідній півкулі в поточному, 24-му циклі активності.

**Дані.** У роботі використані дані про міжнародне відносне число сонячних плям (число Вольфа), сумарне і по півсферах, розміщені на сайті Бельгійської королівської обсерваторії (<http://sidc.oma.be>), значення спостереженого полярного магнітного поля Сонця по півсферах (фактично, це – деяке усереднене високоширотне, вище 55° геліошироти, чи субполярне магнітне поле Сонця) і значення нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора, розраховані в радіальному і класичному потенціальному наближеннях, за даними обсерваторії імені Віллокса Стенфордського університету ([www.wso.edu](http://www.wso.edu)).

Час, коли магнітне поле змінює знак безпосередньо на полюсах Сонця, було взято з нашої роботи [2].

**Результати та обговорення.** Рис. 1 ілюструє зміну з часом числа Вольфа і величини полярного магнітного поля Сонця для 21–24-го циклів активності. Бачимо, що поблизу мінімумів активності полярне магнітне поле максимальне, а поблизу максимумів – мінімальне. Максимальне значення згладженого місячного числа Вольфа в циклі зменшується від 21-го до 24-го циклу від 232.9 до 116.4. Також зменшується від 1975 р. до теперішнього часу максимальне й усереднене полярне магнітне поле в епоху мінімуму циклу. Чим вищими є значення полярного поля в мінімумі циклу, тим потужнішим буде максимум сонячного циклу.



**Рис. 1.** Зміна з часом у 21–24-му циклах сонячної активності чисел Вольфа (угорі) і полярного магнітного поля Сонця за вимірюваннями на Сонячній обсерваторії імені Віллокса (внизу)

У 24-му циклі сонячної активності максимальне згладжене число Вольфа спостерігалось спочатку в північній півкулі (60.1 у серпні–вересні 2011 р.), а пізніше (80.4 у квітні 2014 р.) – у південній. Так само і зміна знака полярного магнітного поля відбулася спочатку в північній півкулі (приблизно в епоху 2014.4), а потім – у південній (2015.3).

На рис. 2 показана динаміка числа Вольфа (сумарного і по півкулях) у 24-му циклі. Вертикальними тонкими лініями показані моменти зміни знака полярного магнітного поля Сонця для приполярної зони вище 55° геліошироти за вимірюваннями на Сонячній обсерваторії імені Віллокса, а товстими – для полюсів за нашими визначеннями у роботі [2]. Суцільні лінії відповідають часу переполюсовки в північній півкулі, штрихові – у південній.

З рисунка випливає, що переполюсовки у приполярній зоні вище 55° відбуваються приблизно на рік-півтора раніше, ніж безпосередньо на полюсах. Час третьої й остаточної переполюсовки в північній півкулі майже збігся із сумарним максимумом 24-го циклу.

Час переполюсовок у кожній з півкуль окремо не збігається із максимумами чисел Вольфа. У північній півкулі максимум чисел Вольфа спостерігався майже на півтора роки раніше від першої переполюсовки на полюсі та на два з половиною роки раніше від третьої. У південній півкулі максимум чисел Вольфа спостерігався на 8–9 місяців пізніше від зміни знака магнітного поля у приполярній зоні вище 55° і майже на рік раніше від зміни знака поля на полюсі. Отже, у 24-му циклі максимум активності в кожній з півкуль не збігався із часом зміни знака магнітного поля на полюсі.

У кожній з півкуль зміна знака (у північній – перша) магнітного поля у приполярній зоні вище 55° відбулася майже на два роки раніше від остаточної зміни знака поля безпосередньо на полюсі. Цікаво, що друга і третя зміни знака сумарного поля у приполярній зоні вище 55° відбулися невдовзі після відповідних змін знака поля безпосередньо на полюсі.

Характерною рисою 24-го циклу сонячної активності є те, що в північній півкулі розраховані значення нахилу геліосферного струмового шару (ГСШ) показують "плато" тривалістю 2.5–3 роки. Це ілюструється рис. 3, де зображена зміна з часом у 24-му циклі нахилу геліосферного струмового шару, розрахованого в радіальному і класичному потенціальному наближеннях у Сонячній обсерваторії імені Віллокса. Варто нагадати, що геліосферний струмовий шар є свого роду маніфестацією глобального магнітного екватора Сонця. Отже, виходить, що "магнітний екватор" Сонця в північній півкулі немов би "застиг" на 2.5–3 роки в положенні максимального нахилу.

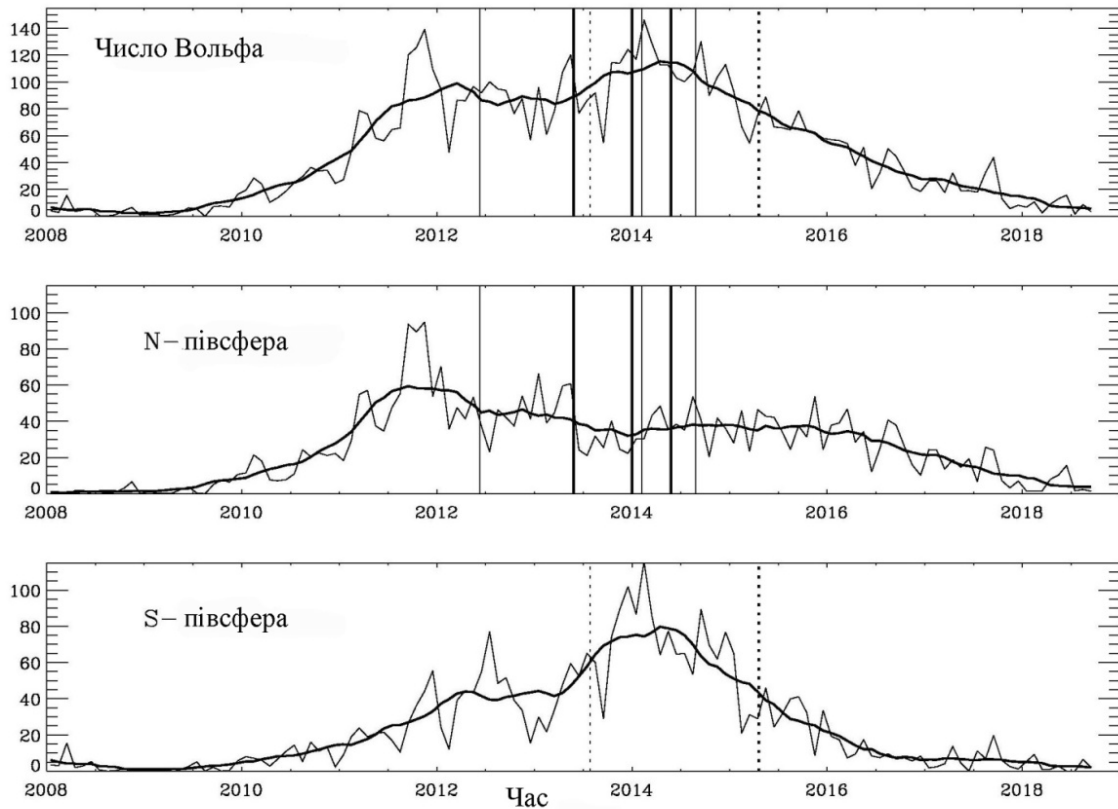


Рис. 2. Зміна з часом у 24-му циклі сонячної активності числа Вольфа (згори вниз – сумарного, у північній і південній півкулях). Вертикальними тонкими й товстими лініями показані моменти зміни знака полярного магнітного поля Сонця для приполярної зони вище  $55^\circ$  геліошироти за вимірюваннями на Сонячній обсерваторії імені Вілкокса і для полюсів за нашими визначеннями в роботі [2]. Суцільні лінії – північний полюс, штрихові – південний

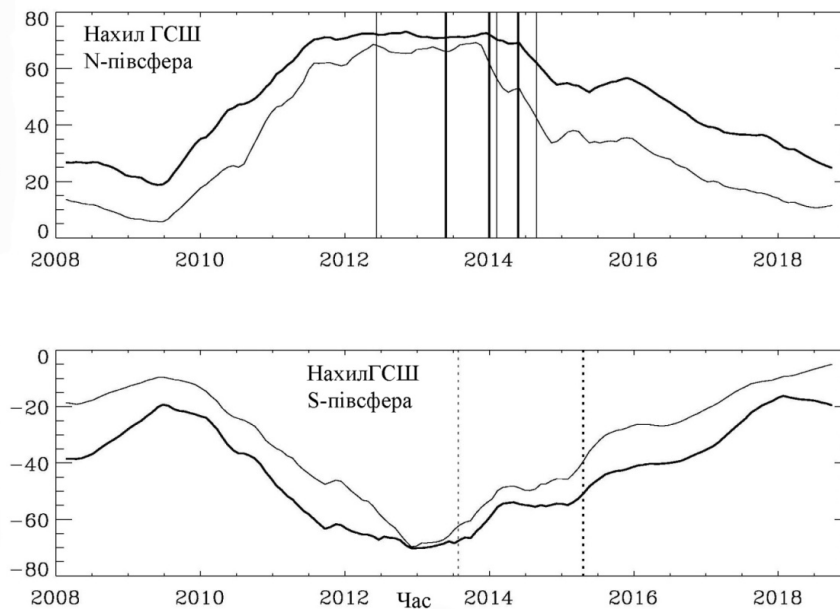


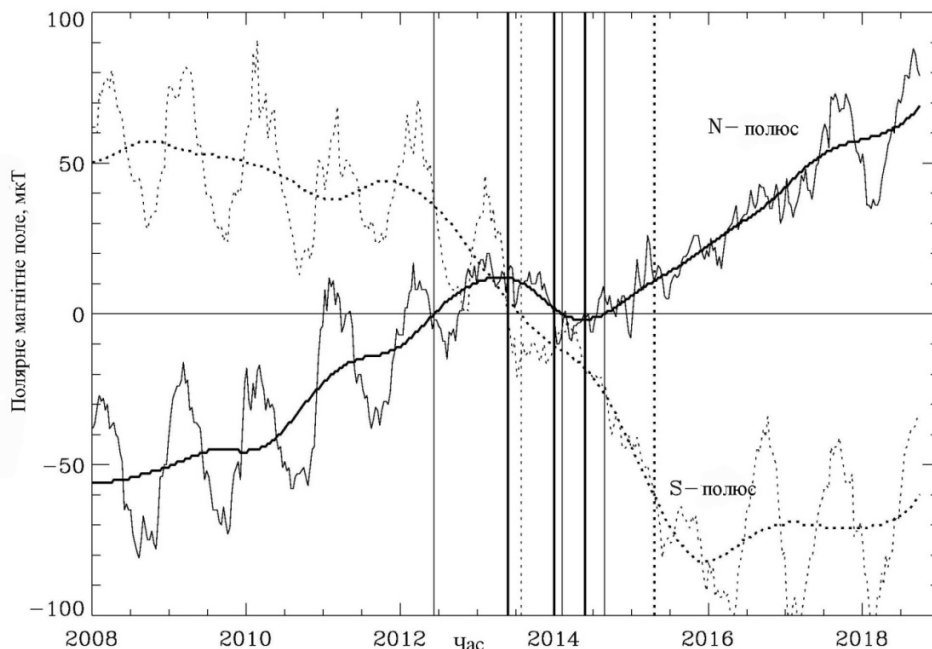
Рис. 3. Зміна з часом у 24-му циклі сонячної активності нахилу геліосферного струмового шару за даними Сонячної обсерваторії імені Вілкокса. Тонка і товста лінії – розрахунки в радіальному і класичному потенціальних наближеннях, відповідно. Вертикальні лінії – моменти зміни знака полярного магнітного поля Сонця (детальніше див. підпис до рис. 2)

У північній півкулі зміни знака магнітного поля на полюсі відбуваються в період максимальних значень нахилу геліосферного струмового шару, а в південній – майже через два роки після максимального нахилу ГСШ.

На рис. 4 показано, як зміни з часом магнітного поля Сонця, спостереженого у 24-му циклі сонячної активності у приполярній зоні вище  $55^\circ$  геліошироти на Сонячній обсерваторії імені Вілкокса, пов'язані з моментами зміни знака

магнітного поля безпосередньо на полюсах. Синусоподібний характер зміни спостережених значень приполярного поля протягом року (тонкі лінії) викликаний нахилом сонячного екватора відносно екліптики ( $7.25^\circ$ ). Товстими лініями зображені згладжені значення. Бачимо, що зміни знака поля на північному полюсі відбуваються за невеликих значень сумарного магнітного поля у приполярній зоні вище  $55^\circ$ , а у південній півкулі зміна знака поля на полюсі відбувається вже за досить високого значення сумарного магнітного поля у відповідній приполярній зоні.

З рис. 4 також випливає, що приполярне магнітне поле в мінімумі 25-го циклу, скоріше за все, буде не нижчим від поля в мінімумі 24-го циклу, а це, у свою чергу, з огляду на залежності, отримані в роботі [7], наводить на думку про те, що 25-й цикл активності не буде суттєво слабшим від 24-го циклу.



**Рис. 4.** Зміна з часом у 24-му циклі сонячної активності магнітного поля Сонця, спостереженого у приполярній зоні вище  $55^\circ$  геліошироти на Сонячній обсерваторії імені Вілcoxа. Суцільні лінії – північний полюс, штрихові – південний. Вертикальними лініями показані моменти зміни знака полярного магнітного поля Сонця (детальніше див. підпис до рис. 2)

**Висновки.** Проведене дослідження зв'язку сонячної активності, вираженої місячними числами Вольфа, зі зміною знака полярного магнітного поля Сонця у 24-му циклі дозволяє зробити такі висновки:

1. Зміна знака полярного магнітного поля на південному полюсі відбувається майже на рік пізніше, ніж на північному.
2. Зміна знака магнітного поля на полюсі не збігається із максимумом активності в кожній з півкуль. У північній півкулі максимум чисел Вольфа спостерігався майже на півтора роки раніше від першої переполюсовки на полюсі й на два з половиною роки раніше від третьої, остаточної. У південній півкулі максимум чисел Вольфа спостерігався майже на рік раніше від зміни знака поля на полюсі.
3. Сумарний максимум 24-го циклу майже збігається із часом зміни знака магнітного поля на північному полюсі.
4. У кожній з півкуль зміна знака магнітного поля у приполярній зоні вище  $55^\circ$  відбулася майже на два роки раніше від остаточної зміни знака поля безпосередньо на полюсі. Друга і третя зміни знака сумарного поля у приполярній зоні вище  $55^\circ$  у північній півкулі відбулися недовзі після відповідних змін знака поля безпосередньо на полюсі.
5. У північній півкулі зміни знака магнітного поля на полюсі відбуваються в період максимальних значень нахилу геліосферного струмкового шару, а в південній – майже через два роки після максимального нахилу ГСШ.
6. Трикратна зміна знака поля на північному полюсі відбувається за невеликих значень сумарного магнітного поля у приполярній зоні вище  $55^\circ$ , а однократна зміна знака поля на південному полюсі – уже за досить високого значення сумарного магнітного поля у відповідній приполярній зоні.

**Список використаних джерел**

1. Пижало М. І. Північно-південна асиметрія сонячної активності та переполюсовки глобального магнітного поля Сонця у 21-23 циклах активності / М. І. Пижало, В. П. Бабій, В. Г. Іванчук // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2004. – Вип. 41–42. – С. 98–103.
2. Пижало Н. І. Динаміка окополярного магнітного поля Сонця в максимумі 24-го циклу / Н. І. Пижало, У. М. Лейко // Кинематика и физика небес. тел. – 2016. – Т. 32, № 2. – С. 37–47.
3. Babcock H. D. The Sun's polar magnetic field / H. D. Babcock // *Astrophys. J.* – 1959. – Vol. 130. – P. 364–366.
4. Durrant C. J. Observations and simulations of the polar field reversals in cycle 23 / C. J. Durrant, P. R. Wilson // *Solar Phys.* – 2003. – Vol. 214, № 1. – P. 23–39.
5. Makarov V. I. On the epochs of polarity reversals of the polar magnetic field of the Sun during 1870–1982 / V. I. Makarov, K. R. Sivaraman // *Bull. Astr. Soc. India.* – 1986. – Vol. 14. – P. 163–167.
6. Makarov V. I. Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles / V. I. Makarov, K. R. Sivaraman // *Solar Phys.* – 1989. – Vol. 119, № 1. – P. 35–44.
7. Pishkalo M. I. Prediction of amplitude of solar cycle 24 based on polar magnetic field of the sun at cycle minimum / M. I. Pishkalo // *Sun and Geosphere.* – 2010. – Vol. 5, № 2. – P. 47–51.
8. Snodgrass H. B. Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 / H. B. Snodgrass, J. M. Kress, P. R. Wilson // *Solar Phys.* – 2000. – Vol. 191, № 1. – P. 1–19.

9. Svalgaard L. Asym met ric so lar po lar field re ver sals / L. Svalgaard, Y. Kamide // *Astrophys. J.* – 2013. – Vol. 763, № 1. – Article id. 23. – 6 p.  
 10. Webb D. F. Observations of the reappearance of polar coronal holes and the reversal of the polar magnetic field / D. F. Webb, J. M. Davis, P. S. McIntosh // *Solar Phys.* – 1984. – Vol. 92, № 1. – P. 109–132.

Надійшла до редколегії 23.11.18

Н. Пишкало, канд. физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев

## ИЗМЕНЕНИЕ ЗНАКА ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 24-М ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ

*Исследована связь солнечной активности, выраженной числами Вольфа, в северном и южном полушариях Солнца в текущем, 24-м цикле, со временем изменения знака полярного магнитного поля в соответствующем полушарии. Показано, что в каждом из полушарий изменение знака магнитного поля на полюсе не совпадает с максимумом активности. В северном полушарии максимум чисел Вольфа наблюдался почти на полтора года раньше первой переполюсовки магнитного поля на полюсе и на два с половиной года раньше третьей, окончательной. В южном полушарии максимум чисел Вольфа наблюдался почти на год раньше изменения знака поля на полюсе. В северном полушарии изменение знака магнитного поля на полюсе происходят в период максимальных значений наклона гелиосферного токового слоя, а в южном – почти через два года после соответствующего максимума.*

M. Pishkalo, PhD

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

## REVERSAL OF SUN'S POLAR MAGNETIC FIELD IN SOLAR CYCLE 24

*The connection of solar activity expressed by international sunspot (Wolf) numbers in the northern and southern hemispheres of the Sun in the current 24th cycle with the time of polar magnetic field reversal in the corresponding hemisphere is investigated. It was obtained that:*

- *The change of the sign of the polar magnetic field at the southern pole occurs almost a year later than in the north.*
- *The polar magnetic field reversals do not coincide with the maximum activity in each of the hemispheres. In the northern hemisphere, the activity maximum was observed almost one and a half years earlier than the first polar field reversal and two and a half years earlier than the third or final one. In the southern hemisphere, the activity maximum was observed almost a year earlier from the change of the field sign at the pole.*
- *The maximum of the 24th cycle almost coincides with the time of the change of the sign of the magnetic field at the northern pole.*
- *In each of the hemispheres, the change in the sign of a magnetic field in the polar zone above 55 degrees occurred almost two years earlier than the final polar field reversal. The second and third changes of the sign of the total field in the polar zone above 55 degrees occurred shortly after the corresponding polar field reversal.*
- *In the northern hemisphere, the polar field reversals occur at the time of maximum values of the inclination of the heliospheric current sheet, and in the south - almost two years after the maximum inclination of the HCS.*
- *Three-fold polar field reversal at the northern pole occurs at small values of polar magnetic field measured at the Wilcox Solar Observatory while single reversal at the southern pole occurs at sufficiently high value of the corresponding measured polar field.*

УДК 524.7

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, проф.,

І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук,

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

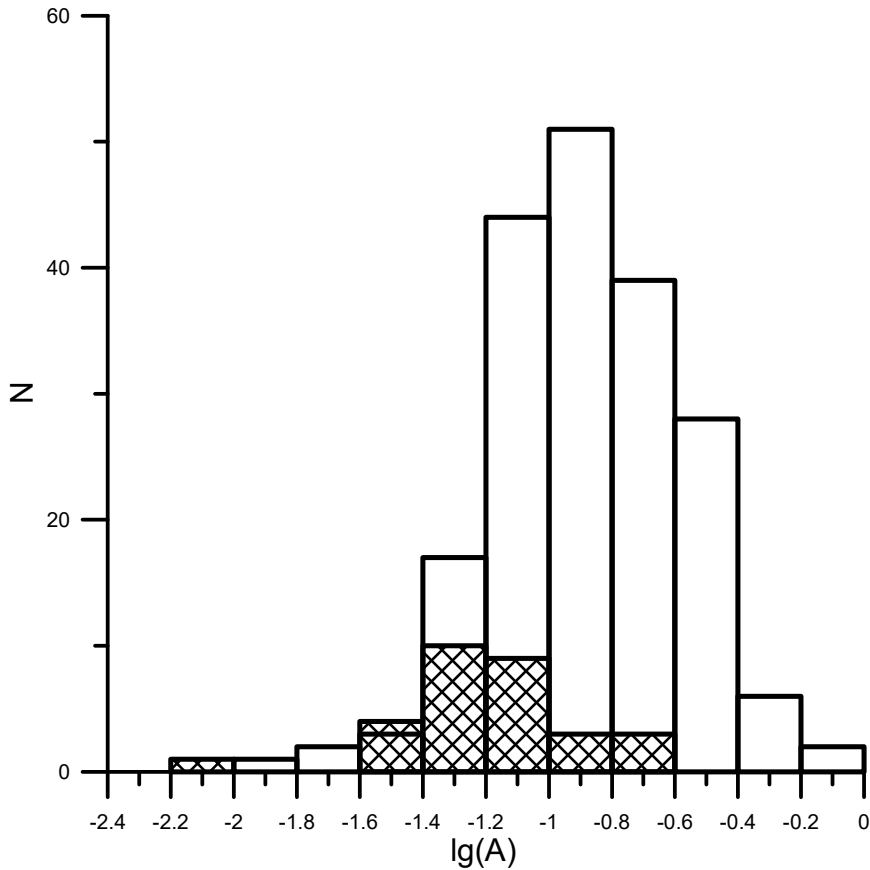
## ОЦІНЮВАННЯ ТЕПЛОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ДИФУЗНИХ ГАЛАКТИК З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ У РАДІОКОНТИНУМІ НА ЧАСТОТІ 1.4 ГГц

*Визначено частку теплового компонента в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц для 30 дифузних галактик з активним зореутворенням. Це є доповненням до попередніх досліджень, у яких аналогічна величина була отримана для 193 компактних галактик [1]. Знайдено залежність частки теплового компонента від еквівалентної ширини емісійної лінії H $\beta$  та показника кольору g-r. Показано, що розподіл цієї частки, як і у випадку вибірки компактних галактик, є близьким до лог-нормального, хоч і з нижчою медіаною – близько 6 %.*

**Вступ.** Ця робота продовжує дослідження, пов'язані з вивченням випромінювання галактик з активним зореутворенням у різних діапазонах довжин хвиль (від ультрафіолетового до радіо), що є індикаторами процесу зореутворення. Таким дослідженням присвячена значна кількість статей, аналіз яких проведено, зокрема, у роботах [1, 5, 7–9]. У цій роботі ми досліджуємо випромінювання галактик у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц, яке переважно має нетеплове походження, хоча в зонах III іонізованого водню тепловий компонент (free-free випромінювання) може бути помітним (детальніше про це див. [1]). У роботі ми проводимо дослідження, аналогічні виконаним нами [1, 7], але для іншої вибірки – вибірки дифузних галактик з активним зореутворенням, створеної на основі *Data Release 12 (DR12)* цифрового огляду неба *Sloan Digital Sky Survey (SDSS)* [2]. Оскільки в роботах [1, 7] докладно описано джерела для ототожнення даних та їхня точність, методи опрацювання та шляхи проведення необхідних корекцій даних, а також аналіз ознак відсутності активних галактичних ядер, то ми не будемо повторювати це ще раз, а відсилаємо читача до цих робіт.

Після ототожнення галактик вибірки з переліком радіоджерел каталогів *NVSS* [10] та *FIRST* [3] було виділено 108 дифузних галактик з активним зореутворенням. Для порівняння, після ототожнення вибірки *CSFG* компактних галактик з активним зореутворенням [8] з радіоджерелами [3, 10] було виділено 272 компактні галактики, результати опрацювання яких наведено в [1]. Після візуальної перевірки й аналізу в робочій вибірці залишилося 30 дифузних (для порівняння – 193 компактних) галактик з активним зореутворенням, для яких був вимірний потік у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц. Зазначимо, що наявність радіовипромінювання, яке можна виміряти на Землі, накладає досить сильні обмеження на галактики, що ввійшли у вибірку. Так, розрахунки свідчать, що тільки для однієї галактики *M* абсолютна зоряна величина у *g*-смузі *SDSS* дорівнює  $-15.5$  та її можна вважати карликовою. У решті ця величина була в інтервалі від  $-18.3$  до  $-20.8$  з медіанним значенням  $-19.8$ . У роботі наведено результати опрацювання вибірки дифузних галактик, які ми порівнюємо з результатами, отриманими для *CSFG* вибірки [1].

**Результати.** Перш за все, ми оцінили теплове випромінювання в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц на основі випромінювання галактик у емісійній лінії H $\beta$  за співвідношенням, наведеним у [4]. При визначенні світності галактик у емісійній лінії H $\beta$  ми зробили поправку за екстинкцією випромінювання внаслідок його поглинання та розсіювання, а також за апертурою аналогічно [1], тобто розглядалось 2 підходи – дані галактик вибірки корегувались за екстинкцією та апертурою спостережень (на 1 зоряну величину) та лише за екстинкцією. За даними про червоне зміщення (із SDSS) та радіовипромінювання ми знайшли повний потік і світність у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц. Це дозволило оцінити частку теплового випромінювання  $A$  для всіх 30 дифузних галактик. Її розподіл представлено на рис. 1 (заштрихована гістограма).



**Рис. 1.** Розподіл логарифма  $A$  частки теплового компонента в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц у дифузних галактиках з активним зореутворенням (заштрихована гістограма). Для порівняння наведена також гістограма для компактних галактик зі статті [1] (білі прозорі стовпчики)

Розподіл цієї частки для 193 компактних галактик, наведений у [1], є близьким до лог-нормального. Це можна сказати також про розподіл на рис. 1, але значно менший обсяг вибірки не дозволяє стверджувати це напевно. Наведемо величини, що його характеризують. Перш за все, це величина  $\exp(\langle \ln A \rangle) = 12,0 \%$ , де кутові дужки позначають усереднення за вибіркою. Це середнє геометричне для часток теплового випромінювання галактик вибірки. Для компактних галактик ця величина дорівнювала 14,5 %, середнє арифметичне – 16,2 %, медіанне середнє – 13,9 % [1]. Для вибірки LCG яскравих компактних галактик з активним зореутворенням частка теплового випромінювання в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц лежить у межах від 2 до 47 %, з медіаною та середнім 14 та 17 %, відповідно [7]. Для нашої вибірки медіанне значення 6,25 % є меншим за ці величини.

Можна зробити висновок, що частка теплового випромінювання  $A$  для дифузних галактик з активним зореутворенням є трохи меншою від аналогічної величини для компактних галактик і має схожий статистичний розподіл. Це основний висновок роботи. Це наочно можна побачити на рис. 1, де нанесено також розподіл величини  $A$  для компактних галактик, знайдений у [1]. Зазначимо, що зсув розподілів присутній також у гістограмах часток теплового випромінювання, розрахованих без корекції за апертурою.

Додатково ми розглянули статистичну залежність величини  $A$  від еквівалентної ширини емісійної лінії H $\beta$ , позначеної як  $W$ , і показника кольору  $g - r$  (модельних значень зоряної величини у відповідних смугах з бази даних SDSS), позначеного  $l$ . Ця залежність має вигляд

$$\log(A) = C_1 + C_2(W - W_0) + C_3(l - l_0) \quad (1)$$

Величини з індексом 0 відповідають середнім значенням даних показників у вибірці  $W_0 = 24.6$  та  $l_0 = 0.389$ . Для потків, скорегованих за екстинкцією та не скорегованих за апертурою спостережень, отримуємо:  $C_1 = -1.24 \pm 0.07$ ,  $C_2 = 0.0048 \pm 0.004$ ,  $C_3 = 0.40 \pm 0.44$ , що досить близько до відповідних значень ( $C_1 = -1.22 \pm 0.02$ ,  $C_2 = 0.0053 \pm 0.001$ ,  $C_3 = 0.23 \pm 0.13$ ) для вибірки компактних галактик. Однак похибки коефіцієнтів є вищими через значно менший обсяг вибірки. Статистична значущість першого доданка перевищує 99.9 %, а для другого та третього доданків вона характеризується величинами  $F = 1.494$  та  $F = 0.83$  за критерієм Фішера [6], які відповідають імовірностям їхньої значу-

щості 77 та 63 %. Цього недостатньо для надійних висновків, але величина та, у першу чергу, знак коефіцієнта  $C_3$  збігаються з аналогічною величиною для вибірки компактних галактик, отриманою зі статистичною ймовірністю 94 % [1]. Коефіцієнт  $C_3$  є додатним, тобто частка теплового випромінювання зростає зі зростанням індексу кольору. Однак через сильну кореляцію між  $W$  та показником кольору без застосування багатовимірної регресії на кшталт (1) можна дійти хибного протилежного висновку про знак цієї залежності.

**Висновки.** Ми ототожнили вибірку дифузних галактик з активним зореутворенням із джерелами випромінювання в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц. Як і у випадку компактних галактик, лише для незначної частки галактик є дані про потік радіовипромінювання. Ми знайшли частку теплового випромінювання  $A$  в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц для 30 дифузних галактик. Невеликий обсяг вибірки дозволив отримати лише базові показники та дослідити залежність від  $EW(H\beta)$  еквівалентної ширини емісійної лінії  $H\beta$  і показника кольору  $g-r$ . Усі вони якісно добре збігаються з результатами дослідження вибірки компактних галактик *CSFG*, для яких відомі радіопотоки на частоті 1.4 ГГц. Однак частка теплового випромінювання в дифузних галактиках є трохи меншою, ніж у компактних галактиках з активним зореутворенням. Її розподіл можна вважати лог-нормальним.

#### Список використаних джерел

1. Парновський С. Л. Теплове випромінювання галактик з активним зореутворенням у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц / С. Л. Парновський, І. Ю. Изотова // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2018. – Вип. 57(1). – С. 41–47.
2. The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey: Final Data from SDSS-III / S. Alam, F. D. Albareti, P. Allende et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2015. – V. 219, Issue 1. – Id. 12. – 27 pp.
3. Becker R. H. The FIRST Survey: Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters / R. H. Becker, R. L. White, D. J. Helfand // *Astrophys. J.* – 1995. – V. 450. – P. 559.
4. Caplan J. Extinction and reddening of HII regions in the Large Magellanic Cloud / J. Caplan, L. Deharveng // *Astron. Astrophys.* – 1986. – V. 155. – P. 297–313.
5. Izotova I.Y. Star formation rate in star-forming galaxies / I. Y. Izotova, Y. I. Izotov // *Astrophysics and Space Science.* – 2018. – Vol. 363, Issue 3. – Id. 47, 9 pp.
6. Fisher R. A. Statistical methods for research workers / R. A. Fisher. – London: Oliver and Boyd, 1950. – 80 p.
7. Parnovsky S. L. Radio emission at 1.4 GHz from luminous compact galaxies / S. L. Parnovsky, I. Y. Izotova // *Astronomische Nachrichten / Astronomical Notes.* – 2015. – V. 336, № 3. – P. 276–283.
8. Parnovsky S. L. H $\alpha$  and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies / S. L. Parnovsky, I. Y. Izotova, Y. I. Izotov // *Astrophysics and Space Science*, 2013. – № 343. – P. 361–376.
9. The bursting nature of star formation in compact star-forming galaxies from the Sloan Digital Sky Survey / I. Y. Izotov, N. G. Guseva, K. J. Fricke, C. Henkel // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2016. – V. 462, Issue 4. – P. 4427–4434.
10. The NRAO VLA sky survey / J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen et al. // *Astron. J.* – 1998. – V. 115, № 5. – P. 1693–1716.

Надійшла до редколегії 8.10.18

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
И. Изотова, канд. физ.-мат. наук,  
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

### ОЦЕНКА ТЕПЛОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИФУЗНЫХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМ ЗВЕЗДОБРАЗОВАНИЕМ В РАДИОКОНТИНУУМЕ НА ЧАСТОТЕ 1.4 ГГц

*Определена доля теплового компонента в общем излучении в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц для 30 диффузных галактик с активным звездообразованием. Это является продолжением предыдущих исследований, в которых аналогичная величина была получена для 193 компактных галактик [1]. Найдена зависимость доли теплового компонента от эквивалентной ширины эмиссионной линии  $H\beta$  и показателя цвета  $g-r$ . Показано, что распределение этой доли, как и в случае с выборкой компактных галактик, близко к лог-нормальному, хотя и с более низкой медианой – около 6 %.*

S. Parnovsky, Dr. Sci, prof.,  
I. Izotova, Ph. D.,  
Taras Shevchenko National University of Kyiv

#### DIFFUSE STAR-FORMING GALAXIES: THERMAL EMISSION IN RADIO CONTINUUM AT 1.4 GHz

*We determine the fraction of thermal radio emission in the total flux at the frequency of 1.4 GHz in 30 diffuse star-forming galaxies using the approach described in the paper by Parnovsky and Izotova (Astronomische Nachrichten, 2015 Vol.336, Issue 3, p.276). We use the sample of diffuse galaxies with active star formation selected from the Data Release 12 (DR12) of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS). The SDSS spectroscopic data for diffuse galaxies were supplemented by radio data from the FIRST and NVSS catalogues. From the fluxes in the  $H\beta$  emission line corrected for extinction and aperture we estimate the fluxes of thermal component of the radio emission at the 1.4 GHz using the result of the paper by J. Caplan and L. Deharveng (Astron. Astrophys. 1986, V. 155, P.297) and compare them with total fluxes from the FIRST and NVSS.*

*In the sample of diffuse galaxies with active star formation, the distribution of the fraction of thermal radio emission  $A$  is similar to the log-normal one with the median value of 6 %. This is less than the median value which was derived earlier by Parnovsky and Izotova for a sample of compact star-forming galaxies, but both distributions of  $A$  are similar.*

*We study the dependence of  $A$  on the  $W$  equivalent width of the  $H\beta$  emission line and on the  $I$  colour index  $g-r$ . The fraction of thermal component increases with increasing of the equivalent width of the  $H\beta$  emission line if a colour index is constant or an increasing of the colour index at a fixed equivalent width  $W$ . The regression analysis provides a dependence on both parameters simultaneously in the form  $\log(A) = C_1 + C_2(W - W_0) + C_3(I - I_0)$  with  $W_0 = 24.6$ ,  $I_0 = 0.389$ ,  $C_1 = -1.24 \pm 0.07$ ,  $C_2 = 0.0048 \pm 0.004$  and  $C_3 = 0.40 \pm 0.44$ . It is similar to the regression derived for the sample of the compact star forming galaxies.*

УДК 523.98 + 52-337

В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка

### ВИМІРЮВАННЯ ПРОСТОРОВО НЕРОЗДІЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ ЗМІШАНОЇ ПОЛЯРНОСТІ ЗА СПОСТЕРЕЖЕННЯМИ ЕФЕКТУ ЗЕЄМАНА В СОНЯЧНОМУ ФАКЕЛІ

*Показано, що просторово нероздільні магнітні поля змішаної полярності цілком реально виміряти за ефектом Зеємана, якщо їхня напруженість перевищує 150–200 Гс. Це означає, що можна стикувати між собою діапазони реєстрації цих полів на основі ефектів Ханле та Зеємана. Ця теза ілюструється результатами розрахунків півширин сто-*

© Лоцицький В., 2018

кового профілю  $I$  для ліній Fe I 5247.1 і 5250.2. Параметр  $I$  чутливий до присутності магнітних полів незалежно від того, мають вони однакові чи протилежні полярності в межах вхідної апертури інструмента. Згідно з розрахунками, якщо точність вимірювання відношення півширин указаних двох ліній підвищити до 0.5 %, то можна вимірювати знакозмінні магнітні поля, починаючи із 70–100 Гс. На основі використання запропонованого методу оцінено напруженість магнітних полів змішаної полярності в сонячному факелі у хвостовій частині активної області NOAA 1809, яка в день спостережень, 6 серпня 2013 р., перебувала недалеко від центра диска Сонця. Ешельна зєсман-спектрограма цього факела була отримана на ГСТ АО Київського національного університету. Магнітне поле у факелі вимірювалось двоюко: за зміщеннями "центрів ваги" профілів ліній Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å у спектрах  $I + V$  та  $I - V$ , а також за співвідношенням півширин профілів цих ліній. Першим методом було виміряно ефективне поле  $V_{\text{eff}}$ , яке дорівнює 280 Гс по лінії Fe I 5250.2 та 360 Гс по лінії Fe I 5247.1. Відповідне співвідношення  $V_{\text{eff}}(5247.1) / V_{\text{eff}}(5250.2) \approx 1.3$  указує на існування в дослідженому місці субтелескопічних силових трубок з кілогауссовими полями. Однак відношення півширин профілів Стокса вказаних двох ліній дорівнює 1.08, що відповідає магнітному полю  $\pm 650$  Гс, якщо вважати магнітне поле суто поздовжнім. На основі аналізу цих даних, а також результатів інших досліджень можна дійти висновку, що в дослідженому факелі, імовірно, існували магнітні поля трьох типів: кілогауссові поля  $V_{\text{fluxtube}}$  у субтелескопічних силових трубках, ділянки фонового поля  $V_{\text{backgr}}$  регулярної полярності й ділянки субтелескопічних полів  $V_{\text{mixpol}}$  змішаної полярності. Магнітний потік заплутаних знакозмінних полів за абсолютною величиною перевищує потік усього регулярного поля з напруженостями  $V_{\text{fluxtube}}$  та  $V_{\text{backgr}}$  не менш ніж у 2 рази.

**Ключові слова:** Сонце, сонячні магнітні поля, сонячні факели, ешельні зєсман-спектрограми, просторово нероздільні магнітні поля змішаної полярності, трикомпонентна структура магнітних полів.

**Вступ.** Ефект Зєсмана є основним інструментом для прямих вимірювань магнітних полів Сонця та інших зірок. При однорідному магнітному полі цей ефект має двоякі спектральні прояви: а) розщеплення спектральної лінії на кілька компонент і б) поляризація цих компонент розщеплення. За величиною розщеплення компонент можна виміряти напруженість магнітного поля, а за поляризацією компонент – його полярність, а також орієнтацію вектора напруженості магнітного поля. Певна поляризація компонент розщеплення може бути вагомим (іноді – вирішальним) аргументом на користь того, що спостережувані зміни в профілях ліній обумовлені саме магнітним полем, а не, наприклад, ефектом Доплера.

Однак в окремих випадках ефект Зєсмана може спостерігатись і без наявності поляризації в профілі спектральної магніточутливої лінії. Наприклад, це може бути тоді, коли на вхідну щілину спектрографа проєктуються просторово нероздільні (субтелескопічні) ділянки, що мають протилежні магнітні полярності, але однакові напруженості й фактори заповнення компонент із протилежною полярністю. Тоді стоковий профіль  $I$  цієї лінії буде дещо розширеним або й розщепленим (залежно від напруженості магнітного поля), тоді як стокові профілі  $Q$ ,  $U$  та  $V$  будуть близькі до нуля скрізь у сфері довжин хвиль спектральної лінії.

На даний час переважає погляд, що такі неоднорідні магнітні поля змішаної полярності можна вимірювати лише на основі спостережень ефекту Ханле. Це дійсно так, але лише для напруженостей не вище 100–200 Гс [16]. При сильніших полях ефект Ханле незастосовний, однак саме в цьому діапазоні напруженостей, як буде показано нижче, можна використовувати ефект Зєсмана для оцінювання величини таких різнополярних магнітних полів.

Перші спостережні свідчення того, що у фотосфері за межами сонячних плям можуть існувати субтелескопічні магнітні поля з різними полярностями й напруженостями вище 100–200 Гс, отримані в роботі [3]. При цьому були використані спостереження зі стокс-метром – новим тоді типом магнітометра, який, на відміну від сонячного магнітографа, дає інформацію про зєсманівське розщеплення не у двох точках спектральної лінії, а по всьому її фактичному профілю. Це дає змогу, зокрема, оцінити ширину стокового профілю  $I$ , що неможливо при спостереженнях із магнітографом. Автори роботи [3] виявили, що ширина цього профілю в лінії Fe I 5250.2 помітно більша, ніж це може бути теоретично у випадку помірних за силою ( $\sim 10^2$  Гс) магнітних полів однакової полярності. Щоб пояснити це додаткове розширення, було зроблено припущення, що за межами сонячних плям існують субтелескопічні ділянки з протилежною магнітною полярністю і дисперсією напруженостей у середньому близько 1100 Гс. Це означає, що якщо в цих місцях на Сонці магнітне поле суто поздовжнє (з орієнтацією силових ліній точно до спостерігача або ж від нього), то тоді напруженості в цих ділянках дорівнюють  $\pm 550$  Гс.

Подібний висновок на основі ефекту Зєсмана був зроблений пізніше в роботі [6]. Досліджувалась фотосфера активної області поблизу сонячних плям, при цьому аналізувались особливості розщеплення, півширини й центральні глибини профілів  $I \pm V$  близько десяти спектральних ліній. Було показано, що спостережені деформації профілів при переході від слабких розщеплень до сильніших (які також відповідали полям діапазону  $10^2$  Гс) можна пояснити лише в припущенні, що в дослідженому місці існували як мінімум дві компоненти магнітного поля: квазіоднорідна і поздовжня (вертикальна до поверхні Сонця) з магнітними полями до 10 кГс і мультиполярна з полями  $\leq 1$  кГс. Загальні магнітні потоки цих двох компонент приблизно однакові.

Наведені вище результати потребували уточнення, оскільки вони були отримані на основі аналізу даних у спектральних лініях із різною загалом висотою формування і температурною чутливістю. У такому разі ефекти висотної та поверхневої неоднорідності магнітного поля змішуються між собою, що ускладнює інтерпретацію спостережень. Простіше при цьому використовувати лише ті спектральні лінії, які мають однакові висоти формування в атмосфері й температурні чутливості. Точне виконання цього критерію неможливе для ліній сонячного спектра: незважаючи на наявність у ньому багатьох тисяч спектральних ліній лише у видимій області, фактично немає навіть однієї пари неблендованих ліній одного хімічного елемента, які мають точно однакові висоти формування і температурні чутливості. Тому доводиться використовувати ті спектральні лінії, які мають максимально близькі параметри за вказаним критерієм.

Однією з найкращих у цьому сенсі є пара ліній Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å з факторами Ланде  $g = 2.0$  та  $3.0$ , відповідно. Ця пара ліній запропонована Стенфлю [15] для оцінювання локальних магнітних полів у субтелескопічних магнітних структурах. За межами сонячних плям такі структури (магнітні силові трубки) мають напруженості 1-2 кГс у спокійних областях і, можливо, кілька кілогауссів у ділянках фотосфери активних областей, які прилягають до сонячних плям [5, 11, 15]. Діаметри найтонших силових трубок близько 15-20 км [2], тому при спостереженнях навіть із найсучаснішими сонячними телескопами типу GREGOR або GST BBSO, які мають дифракційну межу просторового



розділення близько 60 км, такі силові трубки просторово не розділяються та їм відповідає за межами сонячних плям дуже малий фактор заповнення  $f$  ( $f \ll 1$ ).

У роботах [7, 8] порівнювались півшини стоксового профілю  $I$ ,  $\Delta\lambda_{1/2,1}$  у лініях Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å в областях сонячних спалахів. Було виявлено, що друга лінія помітно розширена (на  $\approx 20\%$ ) порівняно з першою. Якщо це трактувати ефектом Зеємана і наявністю поздовжніх магнітних полів змішаної полярності, то відповідні напруженості мають бути  $\pm 900$  Гс і  $\pm 1050$  Гс.

Метою даної роботи є аналогічне оцінювання напруженостей магнітних полів змішаної полярності в області сонячного факела, притому в таких місцях на Сонці, де не було поблизу сонячних плям і спалахів.

**Метод.** При двокомпонентній структурі магнітного поля (силові трубки + фон) спостережений профіль лінії  $I_{obs}(\lambda)$  можна подати у вигляді

$$I_{obs}(\lambda) = f I_{str}(\lambda) + (1 - f) I_{amb}(\lambda), \quad (1)$$

де  $I_{str}(\lambda)$  та  $I_{amb}(\lambda)$  – профіль Стокса  $I$  у компоненті із сильним полем (тобто в субтелескопічних силових трубках) і у фоновому полі, відповідно. З формули (1) видно, що при  $f \ll 1$  маємо  $I_{obs}(\lambda) \approx I_{amb}(\lambda)$ , тобто спостережений профіль – переважно профіль фонового поля. Таким чином, півширина спостереженого стоксового профілю  $I$ ,  $\Delta\lambda_{1/2,1}$  відображає фізичні умови саме у фоновому полі.

Для числових оцінок були розраховані профілі ліній Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å за теорію Унно [17] при доплерівському профілі коефіцієнта поглинання і таких параметрах:  $\eta_0 = 2.5$ ,  $\Delta\lambda_D = 40$  мÅ. За вказаних параметрів теоретична півширина цих ліній близька до спостереженої в спокійних областях на Сонці.

На рис. 1 подано теоретичне відношення півширин стоксового профілю  $I$ ,  $\Delta\lambda_{1/2,1}$  для ліній Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å за різних напруженостей магнітного поля, а також різних кутів  $\gamma$  нахилу силових ліній відносно променя зору.

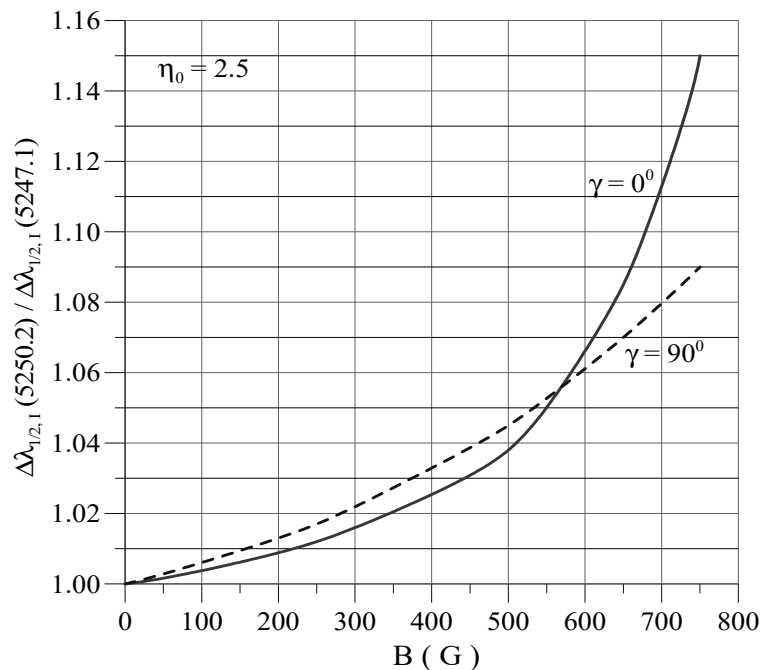


Рис. 1. Теоретичне відношення півширин стоксового профілю  $I$  для ліній Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å за різних напруженостей магнітного поля згідно з теорією Унно [17]

З рис. 1 видно, що відношення  $\Delta\lambda_{1/2,1}(5250.2) / \Delta\lambda_{1/2,1}(5247.1)$  спершу зростає майже лінійно зі збільшенням магнітного поля  $B$ , проте при полях вище 500-600 Гс є суттєвою не лише нелінійність цього збільшення, але й значна відмінність кривих для поздовжнього ( $\gamma = 0^\circ$ ) і поперечного ( $\gamma = 90^\circ$ ) поля: при поперечному (трансверсальному) полі подальше збільшення відношення  $\Delta\lambda_{1/2,1}(5250.2) / \Delta\lambda_{1/2,1}(5247.1)$  не таке швидке, як при поздовжньому.

З рисунка видно також, що якщо точність вимірювань відношення  $\Delta\lambda_{1/2,1}(5250.2) / \Delta\lambda_{1/2,1}(5247.1)$  перебуває на рівні 1%, то найслабші магнітні поля змішаної полярності, які можна зареєструвати за ефектом Зеємана в лініях Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å, близькі до 150–200 Гс. Однак це саме ті напруженості, на яких закінчується застосовність вимірювань за ефектом Ханле [16]. Таким чином, навіть за точності вимірювань 1% (а вона може бути й вищою при сучасній техніці фотоелектричної реєстрації спектрів) можна "стикувати" діапазони вимірювань полів змішаної полярності на основі ефектів Ханле і Зеємана.

Табл. 1 підсумовує порівняльні характеристики класичного методу відношення ліній [15] і методу відношення півширин стоксового профілю  $I$ .

Слід зауважити, що у випадку методу відношення ліній фактично зі спостережень визначаються локальні характеристики субтелескопічних силових трубок з точністю до деякого коефіцієнта (від 1 до 2-3), який залежить від форми бокового профілю напруженості в силових трубках [4]. Також і в методі відношення півширин стоксового профілю  $I$  фактично визначається модуль магнітного поля, усереднений по всій площі вхідної щілини інструмента. Якщо на Сонці насправді існують три компоненти поля [14], а саме: (1) маломасштабні силові трубки з регулярним полем  $B_{fluxtube}$  високої напруженості, (2) ділянки фонового поля регулярної полярності  $B_{backgr}$  і (3) ділянки фонового поля

змішаної полярності  $V_{\text{mixpol}}$ , то зі спостережень за методом півширин стоксового профілю  $I$  може бути знайдена величина, середня для двох останніх компонент. Очевидно, що вона має залежати не тільки від напруженості в цих компонентах, але також від співвідношення їх факторів заповнення.

Таблиця 1

Порівняння класичного методу відношення ліній [15] і методу відношення півширин стоксового профілю  $I$

Метод і його характеристика	Метод відношення ліній	Метод відношення півширин стоксового профілю $I$
Що вимірюється	Модуль магнітного поля	Модуль магнітного поля
Де вимірюється	У маломасштабних силових трубках ( $f \ll 1$ )	У фоновому полі ( $f \approx 1$ )
Нижня межа застосовності	$\approx 1$ кГс	$\leq 100\text{--}200$ Гс (залежить від точності вимірювань)
Міра однозначності висновків	Багато вільних параметрів, метод неоднозначний	Метод більш однозначний і слабо залежить від кута $\gamma$ для $B \leq 500$ Гс

**Результати та їх обговорення.** Був досліджений сонячний факел у хвостовій частині активної області NOAA 1809. У день спостережень, 6 серпня 2013 р., ця область була недалеко від центра диска Сонця,  $\mu = 0.95$  ( $\mu$  – косинус геліоцентричного кута  $\theta$ ). Ешельна зєсман-спектрограма факела, яка зафіксувала спектри  $I + V$  та  $I - V$ , була отримана на горизонтальному сонячному телескопі АО Київського національного університету [10] при експозиції 15 с, починаючи із  $7^{\text{h}}53^{\text{m}}45^{\text{s}}$  UT. Спектри експонувались на фотопластинку WP3 ORWO, яка проявлялась у проявнику Д-23.

Магнітне поле в сонячному факелі AR 1809 вимірювалось двоюко: за зміщеннями центрів ваги профілів ліній Fe I 5247.1 та Fe I 5250.2 Å у спектрах  $I + V$  та  $I - V$ , а також за співвідношенням півширин профілів  $I$  цих ліній. Першим методом було виміряне деяке ефективне регулярне поле  $B_{\text{eff}}$ , яке дорівнювало 280 Гс по лінії Fe I 5250.2 і 360 Гс по лінії Fe I 5247.1. Таке співвідношення  $B_{\text{eff}}(5247.1) / B_{\text{eff}}(5250.2) \approx 1.3 > 1$ , згідно з критерієм Стенфлю [15], указує на існування в дослідженому місці субтелескопічних силових трубок із кілогауссовими полями, тобто магнітне поле в цьому місці було, як мінімум, двокомпонентним (силові трубки + фон).

З рис. 1 видно, що якби дійсна величина магнітного поля у факелі була  $\approx 300$  Гс, то відношення  $\Delta\lambda_{1/2,1}(5250.2) / \Delta\lambda_{1/2,1}(5247.1)$  було б близьким до 1.02 як при поздовжньому, так і при поперечному полі. Насправді ж, згідно зі спостереженнями, це відношення дорівнює 1.08, що не можна пояснити в рамках двокомпонентної моделі з регулярним фоновим полем (тобто полем однієї магнітної полярності). Альтернативою є припущення, що там магнітне поле було двокомпонентним і містило силові трубки з високою напруженістю (що давало  $B_{\text{eff}}(5247.1) > B_{\text{eff}}(5250.2)$ ) і фонове поле, яке не зміщувало центри ваги профілів  $I + V$  відносно  $I - V$  тільки тому, що в ньому був тісний контакт протилежних магнітних полярностей. Величині  $\Delta\lambda_{1/2,1}(5250.2) / \Delta\lambda_{1/2,1}(5247.1) = 1.08$  відповідає (див. рис. 1) магнітне поле у 650–700 Гс, тобто приблизно вдвічі сильніше, ніж спостережене магнітне поле  $B_{\text{eff}}$  регулярної полярності. Якщо фонове магнітне поле є суто поздовжнім ( $\gamma = 0^\circ$  або  $180^\circ$ ), то його величина має бути  $\pm 650$  Гс.

У табл. 2 для більшої наочності наведено порівняння отриманих оцінок знакозмінних фонових магнітних полів  $V_{\text{mixpol}}$  у різних об'єктах на Сонці. Як видно з таблиці, величина магнітного поля змішаної полярності загалом зростає при переході від спокійних областей до активних і є максимальною, напевне, у сонячних спалахах.

Дані табл. 2 потребують уточнення з двох причин. По-перше, вони отримані на основі вимірювань різних спектральних ефектів: Ханле – у роботі [16], Зєсмана – в інших роботах. Ураховуючи, що ефект Ханле має верхню межу застосовності в області 100–200 Гс, наведена оцінка 130 Гс має бути перевірена на основі ефекту Зєсмана. По-друге, в оцінках на основі ефекту Зєсмана припускалось, що фактор заповнення для компоненти поля  $V_{\text{mixpol}}$  близький до одиниці. Напевне, це не так, і ось чому. У роботі [9] було показано, що магнітографічні вимірювання методом відношення ліній краще узгоджуються з модельними розрахунками, якщо припустити, що між силовими трубками з кілогауссовими полями існує слабше фонове поле регулярної полярності  $V_{\text{backgr}}$ , яке тим сильніше, чим більший фактор заповнення  $f$  силових трубок. Співвідношення цих параметрів є дуже простим:  $V_{\text{backgr}} / f \approx 1$  кГс. Звідси випливає логічно несуперечливий висновок: якщо силові трубки змикаються своїми стінками й маємо  $f = 1$ , то повинно бути  $V_{\text{backgr}} \approx 1$  кГс. Цей висновок отриманий для двокомпонентної моделі, у якій обидві компоненти містили магнітне поле регулярної полярності. Тому, ураховуючи результати роботи [9], а також даного дослідження, можна дійти висновку, що магнітне поле дослідженого факела, імовірно, мало не дві, а три компоненти з напруженостями  $V_{\text{fluxtube}}$ ,  $V_{\text{backgr}}$  і  $V_{\text{mixpol}}$ .

Таблиця 2

Порівняння напруженостей просторово нероздільних магнітних полів змішаної полярності в різних об'єктах на Сонці

Об'єкт на Сонці	Оцінка абсолютної величини магнітного поля змішаної полярності $V_{\text{mixpol}}$ , Гс	Посилання
Спокійні області	130	[16]
Окремі ділянки спокійних областей	550	[3]
Сонячний факел	650–700	Представлена робота
Фотосфера поблизу сонячних плям	$\leq 1000$ Гс	[6]
Сонячні спалахи	900–1050	[7, 8]

У відносно недавній роботі Стенфлю [14] обґрунтовується, що в спокійних областях на Сонці існують три популяції магнітного потоку: сколапсований (у вигляді силових трубок із сильними полями), несколапсований (більш слабкі та протяжні магнітні поля) і прихований потік, який зосереджений у субтелескопічних ділянках із заплутаними магнітними полями. У якісному відношенні така картина цілком аналогічна наведеній вище для сонячного факела. Щодо теоретичних моделей, то, можливо, магнітні поля змішаної полярності  $B_{\text{mixpol}}$  відображають існування екранованих без силових структур, МГД модель яких запропонована в роботі [13]. Такі структури мають високу напруженість магнітного поля на осі симетрії та багатозарову структуру периферійних областей з поперемінним чергуванням магнітних полярностей у сусідніх концентричних шарах.

На даний час більш упевнений висновок полягає в тому, що магнітографічні вимірювання з класичним магнітографом Беккока [1] або ж бортовими фільтровими магнітографами типу того, що діє на SOHO [12], суттєво недооцінюють фактичну величину магнітного поля і магнітної енергії в сонячній атмосфері.

Дійсно, фактор заповнення  $f$  силових трубок у сонячній атмосфері в рамках двокомпонентної моделі (з полями  $B_{\text{fluxtube}}$  і  $B_{\text{backgr}}$ ) наближено можна оцінити за формулою [2]:

$$f = B_{\text{eff}} / (B_{\text{backgr}} / f + B_{\text{fluxtube}}). \quad (2)$$

Тут  $B_{\text{eff}}$  – ефективне магнітне поле,  $B_{\text{backgr}} / f \approx 1$  кГс [9],  $B_{\text{fluxtube}}$  – магнітне поле в силових трубках. Вважаючи, що  $B_{\text{eff}} = 300$  Гс,  $B_{\text{fluxtube}} = 1500$  Гс, згідно з (2) маємо  $f = 0.12$ . Слід зауважити, що формула (2) урахує внесок регулярної компоненти фонового поля, що часто ігнорується при оцінюванні фактора заповнення. У спрощеному варіанті, якщо цей внесок не враховувати ( $B_{\text{backgr}} = 0$ ), то вираз для оцінки  $f$  є дуже простим:  $f = B_{\text{eff}} / B_{\text{fluxtube}}$ , тоді  $f \approx 300 / 1500 = 0.2$ . Крім того, легко показати, що співвідношення між  $B_{\text{backgr}}$  і  $B_{\text{eff}}$  наближено має бути таким:

$$B_{\text{backgr}} \approx (2/5)B_{\text{eff}}. \quad (3)$$

При  $B_{\text{eff}} = 300$  Гс матимемо  $B_{\text{backgr}} = 120$  Гс. З рис. 1 видно, що магнітне поле такої напруженості (займаючи майже всю площу вхідної апертури) дало б розширення профілю лінії Fe I 5250.2 лише на  $\approx 0.5\%$  відносно лінії Fe I 5247.1, що набагато менше спостережених 8%. Альтернативою є припущення, що тоді основну частину площі вхідної апертури займає знакозмінне магнітне поле  $B_{\text{mixpol}}$ .

Згідно з роботою [9], магнітний потік силових трубок у 1.56 рази більший, ніж потік фонового регулярного поля  $B_{\text{backgr}}$ . Ураховуючи це, а також вважаючи, що знакозмінне магнітне поле займає більшу частину площі вхідної апертури інструмента, знаходимо, що магнітний потік заплутаних знакозмінних полів за абсолютною величиною перевищує потік усього регулярного поля з напруженостями  $B_{\text{fluxtube}}$  та  $B_{\text{backgr}}$  не менш ніж у 2 рази.

**Висновки.** У роботі наголошується, що в окремих випадках ефект Зеємана може спостерігатись і без наявності поляризації в профілі спектральної магніточутливої лінії. Наприклад, це може бути тоді, коли на вхідну щільну спектрографа проєктуються просторово нероздільні (субтелескопічні) ділянки, що мають протилежні магнітні полярності, але однакові напруженості й фактори заповнення компонент із протилежною полярністю. Тоді стоксовий профіль / цієї лінії буде дещо розширеним або й розщепленим (залежно від напруженості магнітного поля), тоді як стоксові профілі  $Q$ ,  $U$  та  $V$  будуть близькі до нуля скрізь у сфері довжин хвиль спектральної лінії. Виявити магнітні поля протилежних полярностей можна, якщо зіставити спостережені півширини стоксових профілів / для ліній з різною магнітною чутливістю. Показано, що, використовуючи лінії Fe I 5247.1 і 5250.2 з високими факторами Ланде (2.0 і 3.0, відповідно), майже однаковою глибиною формування і температурною чутливістю, можна вимірювати знакозмінні заплутані поля з напруженостями вище 150-200 Гс, якщо точність вимірювання відношення півширин стоксових профілів / цих ліній – на рівні 1%. Якщо ж точність вимірювання цього відношення підвищити до 0.5%, то таким чином можна вимірювати знакозмінні магнітні поля, починаючи з 70-100 Гс. Це означає, що можна стикувати між собою діапазони реєстрації цих полів на основі ефектів Ханле і Зеємана. На основі використання запропонованого методу встановлено, що в сонячному факелі, який спостерігався 6 серпня 2013 р. у хвостовій частині активної області NOAA 1809, напруженість знакозмінних магнітних полів була  $\pm 650$  Гс, якщо вважати магнітне поле суто поздовжнім. На основі аналізу цих даних, а також результатів інших досліджень можна зробити висновок, що в дослідженому факелі, імовірно, існували магнітні поля трьох типів: кілогауссові поля  $B_{\text{fluxtube}}$  в субтелескопічних силових трубках, ділянки фонового поля  $B_{\text{backgr}}$  регулярної полярності та ділянки субтелескопічних полів  $B_{\text{mixpol}}$  змішаної полярності. Магнітний потік заплутаних знакозмінних полів за абсолютною величиною перевищував потік усього регулярного поля з напруженостями  $B_{\text{fluxtube}}$  та  $B_{\text{backgr}}$  не менш ніж у 2 рази.

**Подяка.** Це дослідження було профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 16БФ023-01.

#### Список використаних джерел

1. Babcock H. W. The solar magnetograph / H. W. Babcock // *Astrophys. J.* – 1953. – Vol. 118. – P. 387-396.
2. Botygina O. O. Estimation of the fluxtube diameters outside sunspots using Hinode observations. Preliminary results / O. O. Botygina, M. Yu. Gordovskyy, V. G. Lozitsky // *Advances in Astronomy and Space Physics.* – 2016. – № 6. – С. 20-23.
3. Harvey J. A line-profile Stokesmeter: preliminary results on non-sunspots fields / J. Harvey, W. Livingston, C. Slaughter // *Line formation in magnetic field.* – Boulder : NCAR. – 1972. – P. 227.
4. Lozitsky V. G. Calibration of the magnetographical measurements taken into account the spatially unresolved inhomogeneities / V. G. Lozitsky // *Physica Solariterrestris, Potsdam.* – 1980. – № 14. – P. 88-94.
5. Lozitsky V. G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of  $I \pm V$  profiles / V. G. Lozitsky // *Advances in Space Research.* – 2015. – Vol. 55, Iss. 3. – P. 958-967.
6. Lozitsky V. G. Small-scale structure of solar magnetic fields / V. G. Lozitsky // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 1986. – Vol. 2, № 1. – P. 28-35.
7. Observations of magnetic field evolution in a solar flare / V. G. Lozitsky, E. A. Baranovsky, N. I. Lozitska, U. M. Leiko // *Solar Phys.* – 2000. – Vol. 191, № 1. – P. 171-183.
8. Lozitsky V. G. Observational evidences for multi-component magnetic field structure in solar flares / V. G. Lozitsky, J. Staude // *J. Astrophys. Astron.* – 2008. – Vol. 29. – P. 387-404.
9. Lozitsky V. G. An empirical model of the small-scale magnetic element of the solar quiet region / V. G. Lozitsky, T. T. Tsap // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 1989. – Vol. 5, № 1. – P. 50-58.
10. Lozitsky V. G. Indications of 8-kilogauss magnetic field existence in the sunspot umbra / V. G. Lozitsky // *Advances in Space Research.* – 2016. – Vol. 57. – P. 398-407.

11. Rachkovsky D. N. Small-scale magnetic field diagnostics outside sunspots: comparison of different methods / D. N. Rachkovsky, T. T. Tsap, V. G. Lozitsky // J. Astrophys. Astron. – 2005. – Vol. 26. – P. 435–445.
12. The Solar Oscillations Investigation – Michelson Doppler Imager / P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bushet et al. // Solar Physics. – Vol. 162, Issue 1-2. – P. 129–188.
13. Solovov A. A. Force-free model of fine-structure magnetic elements / A. A. Solovov, V. G. Lozitskii // Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel. – 1986. – Vol. 2. – P. 80–84.
14. Stenflo J. O. Collapsed, uncollapsed, and hidden magnetic flux on the quiet Sun / J. O. Stenflo // Astronomy and Astrophysics. – 2011. – Vol. 529, id. A42. – 20 pp.
15. Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network / J. O. Stenflo // Solar Physics. – 1973. – Vol. 32, № 1. – P. 41–63.
16. Trujillo Bueno J. A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun / J. Trujillo Bueno, N. Shchukina, A. Ramos Asensio // Nature. – 2004. – 404, 326; Astrophys. J. – 2011, 731, L21.
17. Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet / W. Unno // Publ. Astron. Soc. Japan. – 1956. – Vol. 8. – P. 108–125.

Надійшла до редколегії 31.10.18

V. Lozitsky, Dr. Sci.,  
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## MEASUREMENTS OF SPATIALLY UNRESOLVED MAGNETIC FIELDS OF MIXED POLARITY USING OBSERVATIONS OF THE ZEEMAN EFFECT IN THE SOLAR FACULAE

*It is shown that it is quite possible to measure spatially unresolved magnetic fields of mixed polarity by the Zeeman effect if their intensity exceeds 150–200 G. This means that one can interconnect the ranges of the registration of these fields based on the Hanle and Zeeman effects. This thesis is illustrated by the results of calculations of the half-width of the Stokes profile  $I$  for the Fe I 5247.1 and 5250.2 lines. Parameter  $I$  is sensitive to the presence of magnetic fields, regardless of whether they have the same magnetic polarity within the input aperture of the instrument, or the opposite one. According to the calculations, if the accuracy of the measurement of the half-width ratio of these two lines is increased to 0.5 %, then it is possible to measure the magnetic fields from 70–100 G. On the basis of the proposed method, an estimate of the intensity of the magnetic fields of mixed polarity in a solar faculae in the tail part of the active region NOAA 1809 was made, which on the day of observations, August 6, 2013, was located not far from the Sun's disc center. The Echelle Zeeman-spectrogram of this region was obtained on the Horizontal Solar Telescope of Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv. The magnetic field in the faculae was measured in two ways: by shift of the "center of gravity" of the profiles of the Fe I 5247.1 and Fe I 5250.2 Å lines in the  $I + V$  /  $I - V$  spectra and also by the half-width ratio of the profiles  $I$  of these lines. The first method allows to measure the effective magnetic field  $B_{\text{eff}}$ , which turned out to be 280 G by Fe I 5250.2 and 360 G by Fe I 5247.1. The corresponding ratio  $B_{\text{eff}}(5247.1) / B_{\text{eff}}(5250.2) \approx 1.3$  indicates the existence of the sub-telescopic flux tubes with kilogauss fields. However, the ratio of the half-width of the Stokes  $I$  profiles of these two lines is 1.08, which corresponds to the magnetic field  $\pm 650$  G, if magnetic field is purely longitudinal. Based on the analysis of these data as well as the results of other studies, one can conclude that in the investigated faculae there were probably three magnetic field components: the fluxtubes with kG field  $B_{\text{fluxtube}}$ , the areas of background field  $B_{\text{backgr}}$  of regular magnetic polarity, and the areas of subtelescopic fields  $B_{\text{mixpol}}$  of mixed magnetic polarity. In absolute value the magnetic flux of tangled mixed-polarity field exceeds the flux of entire regular field with the intensities of  $B_{\text{fluxtube}}$  and  $B_{\text{backgr}}$  at least 2-fold.*

**Keywords:** Sun, solar magnetic fields, solar faculae, Echelle Zeeman spectrograms, spatially unresolved magnetic fields of mixed polarity, three-component structure of magnetic fields.

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук,  
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

## ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕРАЗДЕЛИМЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СМЕШАННОЙ ПОЛЯРНОСТИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА В СОЛНЕЧНОМ ФАКЕЛЕ

*Показано, что пространственно неразделимые магнитные поля смешанной полярности целиком реально измерить по эффекту Зеемана, если их напряженность выше 150–200 Гс. Это значит, что возможно состыковать между собой диапазоны регистрации этих полей на основе эффектов Ханле и Зеемана. Этот тезис иллюстрируется результатами расчетов полуширин стоксового профиля  $I$  для линий Fe I 5247.1 и 5250.2. Параметр  $I$  чувствителен к присутствию магнитных полей независимо от того, имеют ли они одинаковые или же противоположные полярности в границах входной апертуры инструмента. Согласно расчетам, если точность измерения отношения полуширин указанных двух линий повысить до 0.5 %, то можно будет измерить знакопеременные магнитные поля, начиная с 70–100 Гс. На основе использования предлагаемого метода оценена напряженность магнитных полей смешанной полярности в солнечном факеле в хвостовой части активной области NOAA 1809, которая в день наблюдений, 6 августа 2013 г., находилась недалеко от центра диска Солнца. Эшельная зееман-спектрограмма этого факела была получена на ГСТ АО Киевского национального университета. Магнитное поле в факеле измерялось двояко: по смещениям "центров масс" профилей линий Fe I 5247.1 и Fe I 5250.2 Å в спектрах  $I + V$  и  $I - V$ , а также по соотношениям полуширин профилей этих линий. Первым методом было измерено эффективное поле  $B_{\text{eff}}$ , которое составляет 280 Гс по линии Fe I 5250.2 и 360 Гс по линии Fe I 5247.1. Соответствующее соотношение  $B_{\text{eff}}(5247.1) / B_{\text{eff}}(5250.2) \approx 1.3$  указывает на существование в исследуемом месте субтелескопических силовых трубок с килогауссовыми полями. Однако отношения полуширин профилей Стокса указанных двух линий составляет 1.08, что соответствует магнитному полю  $\pm 650$  Гс, если считать магнитное поле строго продольным. На основе анализа этих данных, а также результатов других исследований можно прийти к выводу, что в исследуемом факеле, существовали магнитные поля трех типов: килогауссовые поля  $B_{\text{fluxtube}}$  в субтелескопических силовых трубках, участки фонового поля  $B_{\text{backgr}}$  регулярной полярности и участки субтелескопических полей  $B_{\text{mixpol}}$  смешанной полярности. Магнитный поток запутанных знакопеременных полей по абсолютной величине превышает поток всего регулярного поля с напряженностями  $B_{\text{fluxtube}}$  и  $B_{\text{backgr}}$  не менее чем в 2 раза.*

**Ключевые слова:** Солнце, солнечные магнитные поля, солнечные факелы, эшельные зееман-спектрограммы, пространственно неразделимые магнитные поля смешанной полярности, трехкомпонентная структура магнитных полей.

УДК 524.8

O. Sergijenko, PhD,  
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv**DIPOLE OF THE LUMINOSITY DISTANCE AS A TEST FOR DARK ENERGY MODELS**

*The dependence of Hubble parameter on redshift can be determined directly from the dipole of luminosity distance to Supernovae Ia. We investigate the possibility of using the data on dipole of the luminosity distance obtained from the Supernovae Ia compilations SDSS, Union2.1, JLA and Pantheon to distinguish the dark energy models.*

*Key words: dark energy, Supernovae Ia, cosmological parameters*

**Introduction.** According to the Planck data the dark energy in current epoch is close to the cosmological constant. This makes it much harder to detect the temporal variation of the dark energy equation of state parameter and to distinguish the dark energy models. The reliability of  $w(z)$  determination will be significantly higher if the dependence  $H(z)$  is measured directly instead of (or along with) the luminosity or angular diameter distances since taking numerical derivatives from the current observational data leads to the inaccurate results. Recent interest to testing the isotropy of the Supernovae Ia magnitude-redshift relation [1, 2] brings attention to the dipole of luminosity distance as a possible direct measure of the Hubble parameter [3]. In this paper we make an attempt to re-estimate the potential of the luminosity distance dipole to discriminate the dark energy models using current data on Supernovae Ia.

**Dipole of the luminosity distance.** According to [3, 4] the first-order expansion of directional dependence of the luminosity distance reads:

$$d_L(z, \mathbf{n}) = d_L^{(0)}(z) + d_L^{(1)}(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}),$$

where the monopole is

$$d_L^{(0)}(z) = (1+z) \int_0^z dz' / H(z')$$

and the dipole is

$$d_L^{(1)}(z) = |v_0| (1+z)^2 / H(z).$$

The variance of dipole

$$(\Delta d_L^{(1)}(z))^2 = 3(\ln(10)/5)^2 \Delta m^2 (d_L^{(0)}(z))^2$$

leads to the following estimate for precision of the  $H(z)$  determination [3]:

$$\Delta H(z) / H(z) = [\ln(10) 31/2 / (5|v_0|)] [d_L^{(0)}(z) H(z) / (1+z)^2] \Delta m.$$

Note that, according to [3], the uniform sky coverage by the Supernovae Ia survey is not necessary for using the luminosity distance dipole as a cosmological test. The properties of a possible survey designed for such a test are discussed in [3].

**Model and data.** As the dark energy model we use the minimally coupled classical scalar field with the equation of state parameter obtained from the condition  $c_a^2 = \rho_{de}' / \rho_{de} = \text{const}$  [5]:

$$w(a) = \rho_{de}' / \rho_{de} = (1 + c_a^2)(1 + w_0) / (1 + w_0 - (w_0 - c_a^2) \exp(3(1 + c_a^2) \ln(a))) - 1.$$

We investigate 2 cases: distinguishing between the best-fit quintessential and phantom models with the parameters obtained from the same dataset (as it was done in [5,6]) and distinguishing the mean model from the model with all parameters at  $1\sigma$  or  $2\sigma$  confidence limits (in the manner of [7]).

The cosmological parameters and their confidence ranges are obtained by the Monte Carlo Markov chain (MCMC) [8] method implemented in the CosmoMC code (<http://cosmologist.info/cosmomc>). We assume the spatial flatness of the Universe.

In the first case we use the best-fit parameters (Table 1) estimated in [5] from the following datasets:

1. CMB temperature fluctuations and polarization angular power spectra from the 7-year WMAP data (WMAP7) [9-11];
2. Baryon acoustic oscillations from SDSS DR7 (BAO) [12];
3. Hubble constant measurements from HST (HST) [13];
4. Big Bang Nucleosynthesis prior on the baryon abundance (BBN) [14,15];
5. Supernovae Ia from SDSS compilation (SN SDSS) [16] (SALT2 [17] and MLCS2k2 [18] light curve fittings).

**Table 1**

**The best-fit values of cosmological parameters for the models with quintessential (QSF) and phantom (PSF) scalar fields determined from 2 observational datasets: WMAP7+HST+BBN+BAO+SN SDSS SALT2 ( $q_1, p_1$ ) and WMAP7+HST+BBN+BAO+SN SDSS MLCS2k2 ( $q_2, p_2$ ) (from [5])**

Parameters	QSF, SALT2 ( $q_1$ )	PSF, SALT2 ( $p_1$ )	QSF, MLCS2k2 ( $q_2$ )	PSF, MLCS2k2 ( $p_2$ )
$\Omega_{de}$	0.730	0.723	0.702	0.692
$w_0$	-0.996	-1.043	-0.830	-1.002
$c_a^2$	-0.022	-1.120	-0.880	-1.190
$10\Omega_b h^2$	0.226	0.223	0.226	0.223
$\Omega_{cdm} h^2$	0.110	0.115	0.108	0.119
$H_0$	70.2	70.4	66.3	67.8

In the second case we determine the mean values of cosmological parameters and their confidence ranges (Table 2) from the combined dataset including:

- CMB TT, TE, EE angular power spectra and lensing from Planck [19];
- B-mode polarization for 2 frequency channels from BICEP2/Keck Array (BK) [20];

- power spectrum of galaxies from WiggleZ Dark Energy Survey [21];
- Supernovae Ia from JLA compilation [22];
- Hubble constant determination [23].

Here we apply flat priors with ranges of values [-2,-0.33] for  $w_0$  and [-2,0] for  $c_a^2$ , so the dark energy model involves both quintessence and phantom subclasses.

Table 2

The mean values,  $1\sigma$  and  $2\sigma$  confidence limits for cosmological parameters obtained from the observational dataset Planck2015+WiggleZ+SN JLA+BK

Parameters	mean $\pm 1\sigma \pm 2\sigma$
$\Omega_{de}$	$0.691_{-0.012}^{+0.012} \quad -0.024 \quad +0.022$
$w_0$	$-1.024_{-0.058}^{+0.062} \quad -0.125 \quad +0.120$
$c_a^2$	$-1.460_{-0.540}^{+0.145} \quad -0.540 \quad +0.781$
$10\Omega_b h^2$	$0.222_{-0.002}^{+0.002} \quad -0.003 \quad +0.003$
$\Omega_{cdm} h^2$	$0.119_{-0.001}^{+0.001} \quad -0.003 \quad +0.003$
$H_0$	$67.9_{-1.2}^{+1.2} \quad -2.3 \quad +2.4$

For estimates based on the luminosity distance dipole we use the following Supernovae Ia compilations:

1. SDSS [16]: 288 SNe (MLCS2k2, SALT2 light curve fitters): only statistical uncertainties;
2. Union2.1 [24]: 580 SNe (SALT2): both statistical and systematic uncertainties;
3. JLA [22]: 740 SNe (SALT2): both statistical and systematic uncertainties;
4. Pantheon [25]: 1048 SNe (SALT2): both statistical and systematic uncertainties.

We assume  $v_0 = 369.0$  km/s (from the CMB dipole which is due to the same motion) [26].

**Results and discussion.** In the left panels of Fig. 1-4 we present the calculated quantities  $\Delta H_{model}(z)/H^2(z)$  and compare them with the corresponding quantities  $\Delta H(z)/H^2(z)$  obtained from the luminosity distance dipole using the data from Supernovae compilations in 16 redshift bins with the width 0.1 ( $0 < z < 1.6$ ). In the right panels we estimate the number of Supernovae that is needed to distinguish between the models from the left panels.

From Fig. 1-4 it is clear that distinguishing between the best-fit models and between the mean model and the model with all parameters at  $1\sigma$  limits is not realistic at all. The number of Supernovae necessary to distinguish the model with mean parameters from the model with all parameters at the limits of their  $2\sigma$  confidence ranges is minimal in the first redshift bin ( $0 < z < 0.1$ ). For SN SDSS with MLCS2k2 fitting it is 1998 or 4063, for SN SDSS with SALT2 fitting 2735 or 5563, for SN Union2.1 4466 or 9083, for SN JLA 5411 or 11006, for SN Pantheon C11 3074 or 6252 and for SN Pantheon G10 3040 or 6183 for the upper or lower limits correspondingly. For higher redshift bins the needed numbers of Supernovae are larger at least by one order of magnitude.

**Conclusion.** We have found that despite the major increase in number of Supernovae in available compilations over the last 12 years the current prospects of using the dipole of luminosity distance for distinguishing the dark energy models are not bright. This is partly due to the fact that the uncertainties in determination of the cosmological parameters from other data are now much smaller and the tests for dark energy equation of state parameter should be more precise. Another reason is that now taken into account systematic errors result in the larger total ones. So, to make the luminosity distance dipole useful as the cosmological test it is necessary not only to increase largely the number of Supernovae (especially the low-redshift ones) in a dataset, but also to reduce the uncertainties of distance moduli by improving the light curve fitting and to control better the systematics.

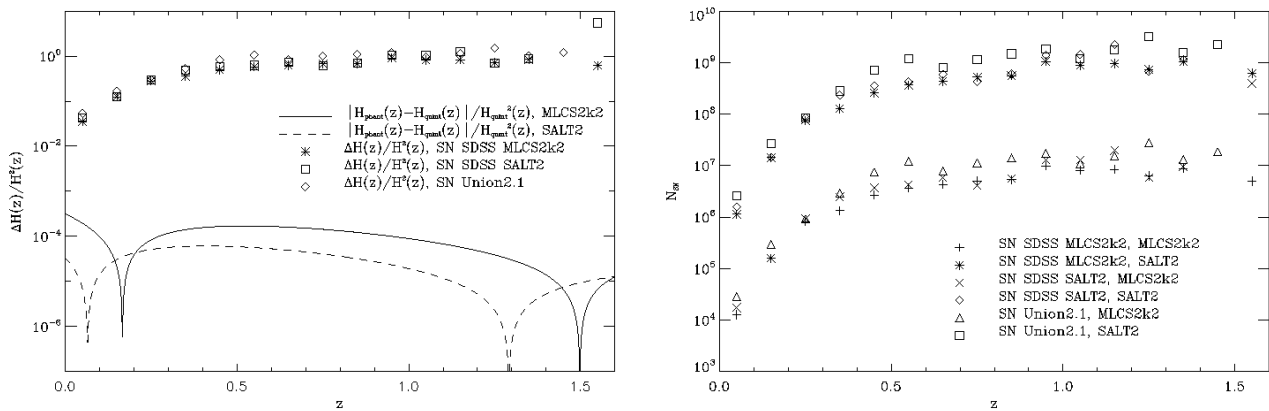
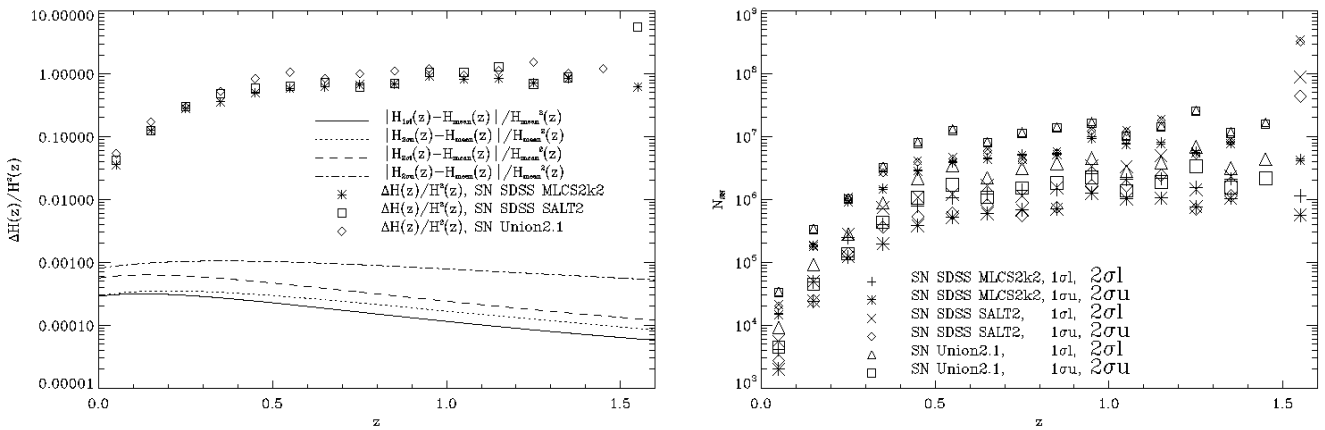
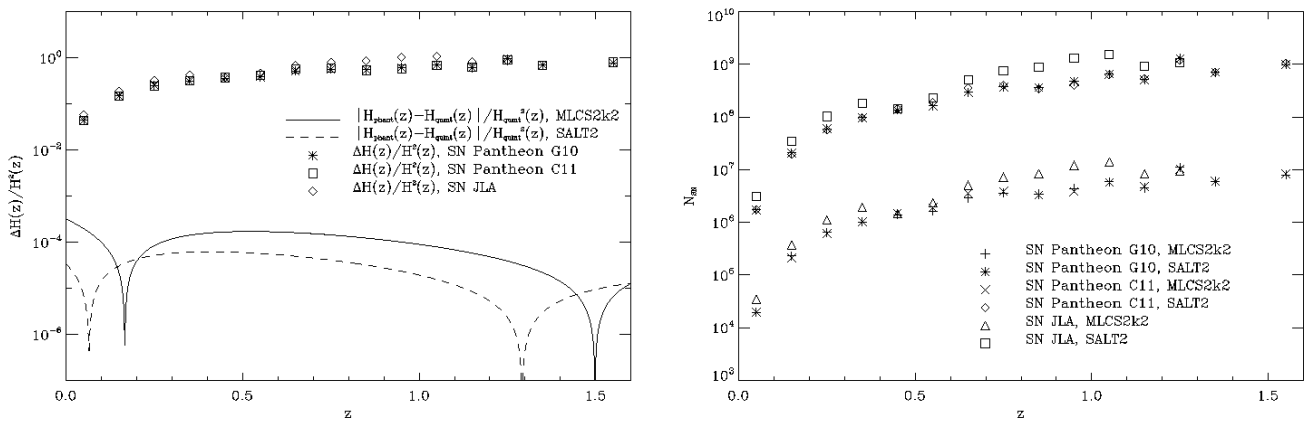


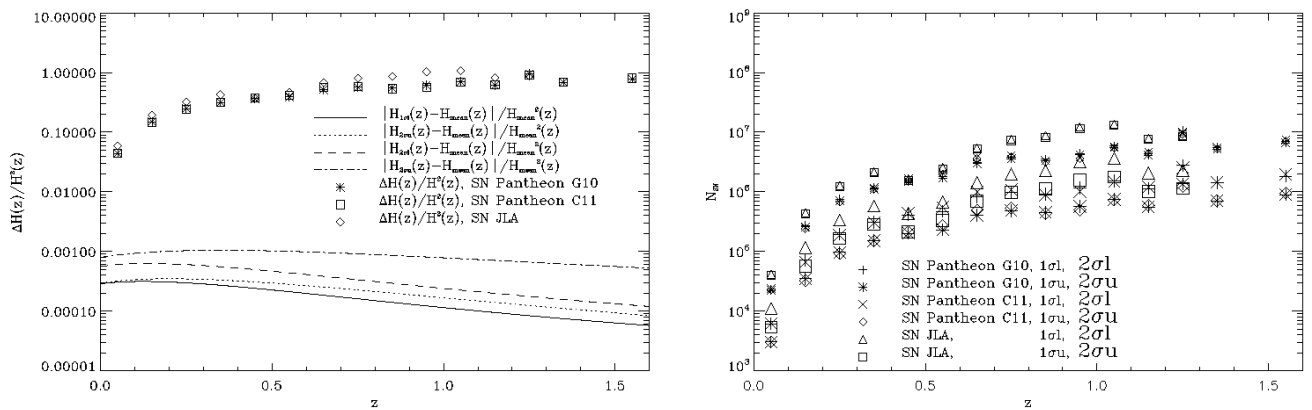
Fig. 1. Left: the theoretical relative differences  $\Delta H_{model}(z)/H^2(z) \equiv |H_{phant}(z) - H_{quint}(z)|/H_{quint}^2(z)$  compared to  $\Delta H(z)/H^2(z)$  from Supernovae compilations. Right: the minimal number of Supernovae that is necessary for distinguishing the models in left panel if the uncertainties of Supernovae magnitudes are the same as in the compilation from legend. After a comma we quote the data (type of Supernovae light curve fitting) used to estimate the best-fit parameters for the pair of compared models



**Fig. 2.** Left: the theoretical relative differences  $\Delta H_{model}(z)/H^2(z) \equiv |H_{1(2)\sigma}(z) - H_{mean}(z)|/H_{mean}^2(z)$  (for upper and lower limits) compared to  $\Delta H(z)/H^2(z)$  from Supernovae compilations. Right: the minimal number of Supernovae that is necessary for distinguishing the models in left panel if the uncertainties of Supernovae magnitudes are the same as in the compilation from legend



**Fig. 3.** Left: the theoretical relative differences  $\Delta H_{model}(z)/H^2(z) \equiv |H_{phant}(z) - H_{quint}(z)|/H_{quint}^2(z)$  compared to  $\Delta H(z)/H^2(z)$  from Supernovae compilations. Right: the minimal number of Supernovae that is necessary for distinguishing the models in left panel if the uncertainties of Supernovae magnitudes are the same as in the compilation from legend. After a comma we quote the data (type of Supernovae light curve fitting) used to estimate the best-fit parameters for the pair of compared models



**Fig. 4.** Left: the theoretical relative differences  $\Delta H_{model}(z)/H^2(z) \equiv |H_{1(2)\sigma}(z) - H_{mean}(z)|/H_{mean}^2(z)$  (for upper and lower limits) compared to  $\Delta H(z)/H^2(z)$  from Supernovae compilations. Right: the minimal number of Supernovae that is necessary for distinguishing the models in left panel if the uncertainties of Supernovae magnitudes are the same as in the compilation from legend

**Acknowledgements.** This work has been supported in part by the Department of target training of Taras Shevchenko National University of Kyiv under National Academy of Sciences of Ukraine (project 6Φ). Author acknowledges the usage of CosmoMC package.

## References

- [1] B. Javanmardi, Probing the Isotropy of Cosmic Acceleration Traced By Type Ia Supernovae / B. Javanmardi, C. Porciani, P. Kroupa, J. Pflamm-Altenburg // *Astrophys. J.* **810**, 47 (2015).
- [2] U. Andrade, Isotropy of low redshift type Ia supernovae: A Bayesian analysis / U. Andrade, C.A.P. Bengaly, J.S. Alcaniz, B. Santos // *Phys. Rev. D* **97**, 083518 (2018).
- [3] C. Bonvin, Dipole of the Luminosity Distance: A Direct Measure of  $H(z)$  / C. Bonvin, R. Durrer, M. Kunz // *Phys. Rev. Lett.* **96**, 191302 (2006).
- [4] C. Bonvin, Fluctuations of the luminosity distance / C. Bonvin, R. Durrer, A. Gasparini // *Phys. Rev. D* **73**, 023523 (2006).
- [5] B. Novosyadlyj, Quintessence versus phantom dark energy: the arbitrating power of current and future observations / B. Novosyadlyj, O. Sergijenko, R. Durrer, V. Pelykh // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06**, 042 (2013).
- [6] B. Novosyadlyj, Distinguishability of scalar field models of dark energy with time variable equation of state parameter / B. Novosyadlyj, O. Sergijenko, S. Apunevych // *J. Phys. Stud.* **15**, 1901 (2011).
- [7] O. Sergijenko, Scalar field as dark energy accelerating expansion of the Universe / O. Sergijenko, B. Novosyadlyj // *Kin. Phys. Cel. Bod.* **24**, p. 259-270 (2008).
- [8] A. Lewis, Cosmological parameters from CMB and other data: a Monte Carlo approach / A. Lewis, S. Bridle // *Phys. Rev. D* **66**, 103511 (2002).
- [9] N. Jarosik, Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: sky maps, systematic errors and basic results / N. Jarosik, C.L. Bennett, J. Dunkley et al. // *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 14 (2011).
- [10] E. Komatsu, Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological interpretation / E. Komatsu, K.M. Smith, J. Dunkley et al. // *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011).
- [11] D. Larson, Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: power spectra and WMAP-derived parameters / D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw et al. // *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 16 (2011).
- [12] W.J. Percival, Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample / W.J. Percival, B.A. Reid, D.J. Eisenstein et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **401**, 2148 (2010).
- [13] A.G. Riess, A Redetermination of the Hubble constant with the Hubble Space Telescope from a differential distance ladder / A.G. Riess, L. Macri, S. Casertano et al. // *Astrophys. J.* **699**, 539 (2009).
- [14] G. Steigman, Primordial nucleosynthesis in the precision cosmology era / G. Steigman // *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.* **57**, 463 (2007).
- [15] E.L. Wright, Constraints on dark energy from supernovae, gamma ray bursts, acoustic oscillations, nucleosynthesis and large scale structure and the Hubble constant / E.L. Wright // *Astrophys. J.* **664**, 633 (2007).
- [16] R. Kessler, First-year Sloan Digital Sky Survey-II (SDSS-II) supernova results: Hubble diagram and cosmological parameters / R. Kessler, A.C. Becker, D. Cinabro et al. // *Astrophys. J. Suppl.* **185**, 32 (2009).
- [17] J. Guy, SALT2: using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators / J. Guy, P. Astier, S. Baumont et al. // *Astron. Astrophys.* **466**, 11 (2007).
- [18] S. Jha, Improved distances to type Ia supernovae with multicolor light curve shapes: MLCS2K2 / S. Jha, A.G. Riess, R.P. Kirshner // *Astrophys. J.* **659**, 122 (2007).
- [19] Planck Collaboration, Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters / Planck Collaboration // *Astron. Astrophys.* **594**, A11 (2016).
- [20] Keck Array and BICEP2 Collaborations, BICEP2 / Keck Array VI: Improved Constraints On Cosmology and Foregrounds When Adding 95 GHz Data From Keck Array / Keck Array and BICEP2 Collaborations // *Phys. Rev. Lett.* **116**, 031302 (2016).
- [21] D. Parkinson, The WiggleZ dark energy survey: final data release and cosmological results / D. Parkinson et al. // *Phys. Rev. D* **86**, 103518 (2012).
- [22] M. Betoule, Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples / M. Betoule et al. // *Astron. Astrophys.* **568**, A22 (2014).
- [23] G. Efstathiou,  $H_0$  revisited / G. Efstathiou // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **440**, 1138 (2014).
- [24] N. Suzuki, The Hubble space telescope cluster supernova survey: V. Improving the dark energy constraints above  $z > 1$  and building an early-type-hosted supernova sample / N. Suzuki, D. Rubin, C. Lidman et al. // *Astrophys. J.* **746**, 85 (2012).
- [25] D.M. Scolnic, The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample / D.M. Scolnic, D.O. Jones, A. Rest et al. // *Astrophys. J.* **859**, 101 (2018).
- [26] M. Tanabashi, Review of Particle Physics / M. Tanabashi et al. (Particle Data Group) // *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018)

Надійшла до редколегії 07.11.18

O. Сергієнко, канд. фіз.-мат. наук,  
Астрономічна обсерваторія  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка

## ДИПОЛЬ ВІДСТАНИ ЗА СВІТІСТЮ ЯК ТЕСТ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ТЕМНОЇ ЕНЕРГІЇ

Згідно з даними космічної обсерваторії Планк темна енергія в сучасну епоху є близькою до космологічної сталої. Це ускладнює виявлення зміни параметра рівняння стану темної енергії з часом і розрізнення моделей темної енергії. Надійність визначення залежності  $w(z)$  суттєво зростає, якщо безпосередньо виміряти залежність  $H(z)$  замість (чи разом з) відстаней за світністю чи кутовим діаметром, оскільки результати числового диференціювання сучасних спостережуваних даних є неточними. Залежність параметра Габбла від червоного зміщення можна визначити безпосередньо з диполя відстані за світністю до наднових типу Ia. Проаналізовано можливість використання даних щодо диполя відстані за світністю, отриманих із компіляцій наднових типу Ia SDSS, Union2.1, JLA та Pantheon, для розрізнення моделей темної енергії. Установлено, що точність визначення відстаней і кількість наднових у цих компіляціях недостатні для використання залежності параметра Габбла від червоного зміщення, отриманої безпосередньо з диполя відстані за світністю, для розрізнення моделей скалярно-польової темної енергії з баротропним рівнянням стану. На червоних зміщеннях  $0 < z < 0.1$ , де чутливість такого космологічного тесту найвища, кількість наднових, необхідна для відрізнення моделі із середніми значеннями параметрів від моделі зі значеннями параметрів на межах  $2\sigma$  довірчого діапазону, перевищує кількість усіх наднових у найповнішій на сьогодні компіляції Pantheon не менше ніж у 1.9 раза, якщо похибки є лише статистичними, і не менше ніж у 2.9 раза за наявності систематичних похибок. Для практичного використання в майбутньому даних щодо диполя відстані за світністю необхідно як збільшувати кількість наднових у вказаному діапазоні червоних зміщень, так і покращувати точність фітування кривих блиску наднових типу Ia та контроль систематики.

Ключові слова: темна енергія, наднові типу Ia, космологічні параметри.

O. Сергієнко, канд. фіз.-мат. наук,  
Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

## ДИПОЛЬ РАССТОЯНИЯ ПО СВЕТИМОСТИ КАК ТЕСТ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ

Согласно данным космической обсерватории Планк темная энергия в современную эпоху близка к космологической постоянной. Это затрудняет обнаружение изменения параметра уравнения состояния темной энергии со временем и различия моделей темной энергии. Надежность определения зависимости  $w(z)$  существенно возрастает, если непосредственно измерить зависимость  $H(z)$  вместо (или вместе с) расстояний по светимости или угловому диаметру, поскольку результаты численного дифференцирования современных наблюдаемых данных являются неточными. Зависимость параметра Хаббла от красного смещения можно определить напрямую из диполя расстояний по светимости сверхновых типа Ia. Проанализирована возможность использования данных по диполу расстояния по светимости, полученных из компіляцій сверхновых типа Ia SDSS, Union2.1, JLA и Pantheon, для различения моделей темной энергии. Установлено, что точность определения расстояний и количество сверхновых в этих компіляціях недостаточны для использования зависимости параметра Хаббла от красного смещения, полученного напрямую из диполя расстояния по светимости, для различения



моделей скалярно-полевой темной энергии с баротропным уравнением состояния. На красных смещениях  $0 < z < 0.1$ , где чувствительность такого космологического теста является высокой, количество сверхновых, необходимое для отличия модели со средними значениями параметров от модели со значениями параметров на границах 2 $\sigma$  доверительного диапазона, превышает количество всех сверхновых в самой полной на сегодня компиляции Pantheon не меньше чем в 1.9 раза, если погрешности являются только статистическими, и не менее чем в 2.9 раза при наличии систематических погрешностей. Для практического использования в будущем данных по диполям расстояний по светимости необходимо как увеличивать количество сверхновых в указанном диапазоне красных смещений, так и улучшать точность подгонки кривых блеска сверхновых типа 1a и контроль систематики.

**Ключевые слова:** темная энергия, сверхновые типа 1a, космологические параметры

УДК 524.1-52, 524.1-65

В. Войцеховський, асп.,  
Б. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
Ю. Кудря, канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб.,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

## ПРИСКОРЕННЯ ТА ПОШИРЕННЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ НАДВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ У ЛОКАЛЬНОМУ ВСЕСВІТІ

*Розподіл речовини в Локальному Всесвіті (до ~ 100 Мпк), особливо в районі надскупчення Діви (~ 20 Мпк), дуже неоднорідний і включає всі елементи великомасштабної структури: галактики та їхні скупчення, надскупчення, філаменти, шари та пустоти (войди). Очікується, що розподіл позагалактичного магнітного поля (ПГМП) відповідає розподілу густини баріонної речовини. Космічні промені надвисоких енергій (КПНВЕ) з позагалактичних джерел зазнають суттєвих відхилень у ПГМП, утруднюючи пошук їхніх джерел. Крім того, потік ядерного компонента КПНВЕ послаблюється внаслідок фотодезінтеграції ядер при взаємодії з фоновим мікрохвильовим та інфрачервоним випромінюванням. У роботі оцінено вплив цих факторів на поширення КПНВЕ від джерел у Локальному Всесвіті, зокрема досліджено довжину вільного пробігу та магнітне відхилення ядер Н(р), He, O, Si та Fe. Для потенційних джерел КПНВЕ в Локальному Всесвіті оцінено типи та енергії ядер, які можуть досягти Землі й водночас зберегти зв'язок напрямків прибуття з положенням джерела в межах ~ 1 рад.*

**Ключові слова:** великомасштабна структура, Локальний Всесвіт, міжгалактичні магнітні поля, космічні промені надвисоких енергій, активні ядра галактик, галактики зі спалахом зореутворення.

**Вступ.** Космічні промені надвисоких енергій (КПНВЕ) – потоки високоенергетичних частинок з енергіями понад  $10^{18}$  еВ, що суттєво перевищують можливості земних прискорювачів, є винятково важливим джерелом інформації про фізику фундаментальних взаємодій за межами стандартної моделі, однак досі невідомі їхні астрофізичні джерела та механізми прискорення [1, 3, 14]. У рамках електромагнітного прискорення заряджених частинок вимоги до розмірів областей прискорення та до величини електромагнітних полів виконуються в ряді галактичних і позагалактичних астрофізичних джерел: у магнітосферах молодих мілісекундних магнетарів (у нашій Галактиці та в галактиках з активним зореутворенням (ГАЗО)), у релятивістських струменях космологічних гамма-спалахів і активних ядер галактик (АЯГ) [4, 14]. Спостережувана ізотропія потоку КПНВЕ свідчить про домінування позагалактичного компонента КПНВЕ та суттєве відхилення траєкторій КПНВЕ в міжгалактичних магнітних полях (МГМП) аж до дифузійного режиму їх поширення, коли відстань до їх джерел значно перевищує пробіг (масштаб розсіяння) КПНВЕ у МГМП [7]. Однак для космічних променів гранично високих енергій (КПГВЕ,  $E > 5 \cdot 10^{19}$  еВ), що знаходяться на вершині енергетичного спектра космічних променів (максимальна енергія задетектованих космічних променів дорівнює  $3 \cdot 10^{20}$  еВ), і для космологічно близьких – у Локальному Всесвіті (ЛВ, до ~ 100 Мпк) – джерел можна очікувати, що їх рух у МГМП не встигне вийти на дифузійний режим, а відбуватиметься в т. зв. балістичному режимі, коли відхилення траєкторій КПГВЕ у МГМП будуть не надто великими й напрямки їх приходу на небесній сфері будуть корелювати з положеннями джерел у межах ~ 1 рад (~57°). Тому найбільш перспективним напрямом пошуку джерел КПНВЕ є пошук кореляцій напрямків приходу КПГВЕ з потенційними позагалактичними джерелами ЛВ.

Розподіл речовини в Локальному Всесвіті, зокрема в районі надскупчення Діви (НСД, ~ 20 Мпк), сильно неоднорідний і включає всі елементи великомасштабної структури: галактики та їхні скупчення, надскупчення, філаменти й шари (зокрема Локальний філамент, що включає Локальний шар, до якого належить Місцева група), порожнини – войди [6, 8, 13, 15, 16]. Розподіл потенційних джерел КПНВЕ – АЯГ, ГАЗО та розподіл магнітних полів у Локальному Всесвіті мають відстежувати розподіл баріонної матерії, у якому домінують Великий Атрактор (ВА, ~ 80 Мпк), надскупчення Персея – Риб (НСПР, ~ 70 Мпк) та надскупчення Діви [16, 20, 21]. Для визначення перспектив детектування КПГВЕ від потенційних джерел у ЛВ у нашій роботі ми оцінюємо характеристики ядер (енергія, заряд), які можуть досягти Землі і водночас зберегти зв'язок напрямків прибуття з позицією джерела в межах ~ 1 рад.

**Великомасштабна структура Локального Всесвіту.** Локальний Всесвіт – область ~100 Мпк навколо нашої Галактики – приблизно вдвічі перевищує за розміром середню відстань між скупченнями галактик – найбільшими гравітаційно пов'язаними структурами у Всесвіті, тому містить усі типові елементи великомасштабної структури Всесвіту. На його найменших масштабах наша Галактика й подібна до неї галактика М31 (Туманність Андромеди) на відстані 770 кпк разом з кількома десятками карликових галактик утворюють Місцеву групу галактик. Разом з подібними групами галактик Центавр А/М83 (~4Мпк) і М81 (~3.6 Мпк, включає галактики М81 і М82) і деякими іншими Місцева група входить у Локальний шар – млинцеподібну концентрацію галактик радіусом ~ 5 Мпк завтовшки ~ 1.5 Мпк [6, 13, 15, 19]. Локальний шар є частиною (потовщенням) Локального філаменту – циліндричної області (радіус ~ 2 Мпк) підвищеної концентрації галактик, що тягнеться від скупчення Піч до скупчення Діви (на відстані ~ 16.5 Мпк від МГ) і вливається (уздовж Локального філаменту існує реальний потік плазми міжгалактичного середовища) у більш потужний філамент, який включає скупчення Діви й поєднує дві найбільші концентрації матерії в Локальному Всесвіті – надскупчення Великий Атрактор (на відстані 80 Мпк від МГ) та надскупчення Персея – Риб (70 Мпк від МГ). Скупчення галактик Діви складає при цьому центральну частину надскупчення Діви (радіус 20 Мпк), на периферії якого знаходиться МГ (рис. 1) [8, 16, 20, 21].

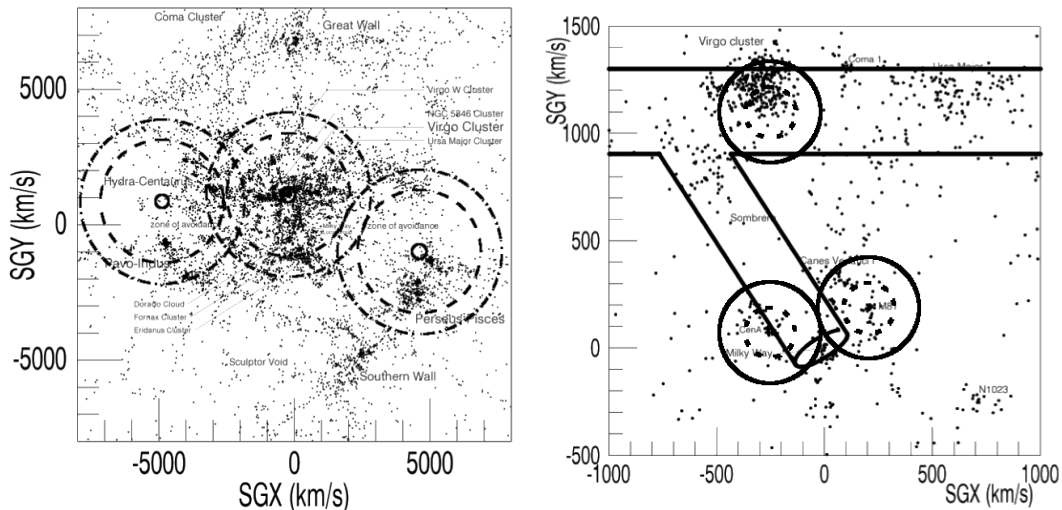


Рис. 1. Великомасштабна структура Локального Всесвіту (ліворуч) та надскупчення Діви з Локальним філаментом (праворуч). Середні пробіги КПГВЕ в міжгалактичному середовищі для ядер O (суцільна лінія), Si (штрихована), Fe (штрих-пунктир, ліворуч) та O (суцільна лінія), Ne (штрихована, праворуч). Відстані дано в одиницях 1 Мпк = 100h<sup>-1</sup> км/с

Як уже зазначалось вище, потенційні джерела КПНВЕ – АЯГ та ГАЗО – частіше зустрічатимуться в областях підвищеної баріонної концентрації. У нашому випадку ми очікуємо наявність потенційних джерел КПНВЕ у скупченні Діви (найближча концентрація маси) та надскупчення Великий Атрактор і Персея – Риб (найбільші концентрації маси).

**Вплив позагалактичного магнітного поля Локального Всесвіту на поширення КПНВЕ.** Розподіл позагалактичного магнітного поля (ПГМП) унаслідок вмороженості має відповідати розподілу густини, баріонної речовини, при цьому найнижчі значення магнітного поля у войдах визначаються або значенням первісного поля  $B_{0, \text{войд}} \leq 10^{-9}$  Гс, генерованого в ранні епохи існування Всесвіту, або внеском галактичних вітрів, що виносять магнітне поле в міжгалактичний простір  $B_{0, \text{войд}} \sim 10^{-12}$  Гс, тоді як типові значення поля  $B_{\text{ср}} \sim 10^{-6}$  Гс спостерігаються в центральних областях скупчень галактик, а оцінки верхньої межі на поля у філаментах і войдах становлять відповідно  $B_{\text{ф}} \sim 10^{-8}$  Гс та  $B_{\text{войд}} \sim 10^{-9}$  Гс [7, 9, 10, 22].

Ці МГМП суттєво впливають на траєкторії навіть КПГВЕ – релятивістських частинок із найвищими енергіями – унаслідок космологічних відстаней (~ 10–100 Мпк), які проходять ці частинки в міжгалактичному середовищі [1, 4, 5, 7]. МГМП у войдах моделюється середнім значенням поля  $B_{\text{rms}} = 10^{-12} \pm 10^{-9}$  Гс, орієнтація якого міняється на масштабі (довжині когерентності)  $l_B = 0.1 \pm 1$  Мпк [7, 17]. У такому випадковому полі КПГВЕ з енергією E і зарядом Z, пройшовши відстань від джерела D, відхиляється на кут  $\theta_{\text{rms}}$  [17]:

$$\theta_{\text{rms}}(E, D) = 0,8^0 \cdot Z \left( \frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \left( \frac{D}{10 \text{ Мпк}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{l}{1 \text{ Мпк}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{B_{\text{rms}}}{10^{-9} \text{ Гс}} \right). \quad (1)$$

Значення очікуваних кутів відхилення КПГВЕ, прискорених у джерелах ЛВ, наведені в табл. 1. Вважатимемо, що сукупність КПГВЕ ще зберігає зв'язок із джерелом їх прискорення, якщо їх відхилення не перевищують 1 рад, тобто умову виходу на дифузійний режим.

**Взаємодія КПНВЕ з фоновим випромінюванням.** МГМП послаблюють чи взагалі пригнічують потоки КПГВЕ від віддалених джерел унаслідок суттєвого відхилення їх траєкторій, не міняючи енергію самих КПНВЕ. Водночас КПГВЕ втрачають енергію при взаємодії з фотонами міжгалактичного фонового випромінювання, переважно мікрохвильового (реліктового) та інфрачервоного. Цей процес суттєвий для протонів (ядер водню), для яких основними втратами є народження електрон-позитронних пар (для  $E_p > 10^{18}$  eV) і фото-піонні реакції народження піонів (для  $E_p > 5 \cdot 10^{19}$  eV – т. зв. порогу ГЗК-обрізання) [1-3, 5]. Для багатонуклонних ядер суттєвим є процес фоторозщеплення зі зміною хімічного складу (атомного числа та заряду) основного ядра [2-4, 17, 23]. На характерній довжині  $\Lambda$  втрати енергії протонами чи фоторозщеплення ядер інтенсивність потоку КПГВЕ падає в  $e$  разів, так що для джерела на відстані D оптична товщина міжгалактичного середовища буде рівною  $\tau = D/\Lambda$ , а початкова інтенсивність потоку зменшиться в  $\exp(-\tau)$  разів. Вважатимемо, що КПГВЕ від джерел у ЛВ можуть бути зареєстровані (можуть досягнути Землі), коли інтенсивність потоку зменшується не більше ніж на  $\exp(-2)$  (коли  $\tau < 2,0$ ), та ототожені з джерелом, коли їх відхилення у МГМП не перевищують 1 рад (див. табл. 1).

**Очікувані характеристики КПНВЕ від потенційних джерел у Локальному Всесвіті.** Два основні процеси, що супроводжують поширення КПГВЕ в міжгалактичному середовищі, – відхилення траєкторій КПГВЕ аж до дифузійного режиму поширення та енергетичні втрати/фотодезінтеграція внаслідок взаємодії з фоновим електромагнітним випромінюванням – приховують астрофізичні джерела спостережуваних КПГВЕ в ЛВ. Якщо ввести критерій, що перспективними джерелами для спостережуваних КПНВЕ будуть такі, від яких КПНВЕ відхиляться у МГМП не більше ніж на 1 рад і оптична товщина міжгалактичного середовища для яких не перевищує 2, то Ікз представницьких груп легких (H (Z=1), He(Z=2)), проміжних (O(Z=8), Si(Z=14)) і важких (Fe(Z=26)) ядер з даних табл. 1 можемо зробити такі висновки:

1. Від АЯГ Діва А серед КПГВЕ з  $E=5 \cdot 10^{19}$  еВ, що поширюються у void'і з типовими характеристиками МГМП  $V_{\text{void}} \sim 10^{-9}$  Гс,  $l_{\text{void}} \sim 1$  Мпк, перспективними є детектування ядер Н (протонів), О, Si, Fe. Для енергії  $E=10^{20}$  еВ із цієї групи випадають ядра О. Для випадку поширення КПГВЕ від Діви А до Землі переважно в Локальному філаменті з  $V_{\text{ф}} \sim 10^{-8}$  Гс,  $l_{\text{ф}} \sim 0.5$  Мпк тільки протони з  $E=5 \cdot 10^{19}$  еВ та з  $E=10^{20}$  еВ задовольняють умови детектування.

2. Від Великого Атрактора серед КПГВЕ з  $E=5 \cdot 10^{19}$  еВ та з  $E=10^{20}$  еВ, що поширюються у void'і з типовими характеристиками МГМП  $V_{\text{void}} \sim 10^{-9}$  Гс,  $l_{\text{void}} \sim 1$  Мпк, перспективними є детектування тільки ядер Н.

3. Від надскупчення Персея – Риб серед КПГВЕ з  $E=5 \cdot 10^{19}$  еВ перспективними є детектування ядер Н та Si. Для енергії  $E=10^{20}$  еВ із цієї групи залишаються тільки ядра Н.

Таблиця 1

Характеристики КПГВЕ від потенційних джерел у Локальному Всесвіті

Потенційні джерела КПГВЕ	Характеристики КПГВЕ	H(p)	He	O	Si	Fe
Діва А + void	Кут відхилення (град)	2.1	4.1	16.4	28.8	53.4
	Оптична товщина T=D/l	0.01	5.5	0.8	0.4	0.3
Діва А + Локальний філамент	Кут відхилення (град)	14.5	29	116.2	>180	>180
	Оптична товщина T=D/l	0.01	5.5	0.8	0.4	0.3
Великий Атрактор	Кут відхилення (град)	4.2	8.5	33.9	59.3	110.1
	Оптична товщина T=D/l	0.07	>10	3.5	1.5	1.3
Надскупчення Персея – Риб	Кут відхилення (град)	3.9	7.8	31.3	54.9	101.9
	Оптична товщина T=D/l	0.06	>10	3	1.3	1.1
E=10 <sup>20</sup> еВ						
Діва А + void	Кут відхилення (град)	1.1	2.1	8.2	14.4	26.7
	Оптична товщина T=D/l	0.1	>10	>10	1.2	0.8
Діва А + Локальний філамент	Кут відхилення (град)	7.2	14.5	58.1	101.7	>180
	Оптична товщина T=D/l	0.1	>10	>10	1.2	0.8
Великий Атрактор	Кут відхилення (град)	2.1	4.2	16.9	29.6	55
	Оптична товщина T=D/l	0.4	>10	>10	5.4	3.7
Надскупчення Персея – Риб	Кут відхилення (град)	1.9	3.9	15.7	27.4	50.9
	Оптична товщина T=D/l	0.4	>10	>10	4.6	3.1

**Обговорення та висновки.** У роботі проведені розрахунки впливу позагалактичних магнітних полів у Локальному Всесвіті та міжгалактичного фонового електромагнітного випромінювання на поширення КПГВЕ ( $E>5 \cdot 10^{19}$  еВ) від потенційних джерел у Локальному Всесвіті, зокрема від АЯГ і галактик з активним зореутворенням у надскупченнях Діви, Персея – Риб та у Великому Атракторі. Позагалактичні магнітні поля суттєво відхиляють траєкторії КПГВЕ аж до повного їх заплутування й виходу на дифузійний режим, тоді як взаємодія КПГВЕ з фоновим випромінюванням призводить до енергетичних втрат і фоторозщеплення ядер. Обидва процеси нищать ознаки зв'язку детектованих КПГВЕ з їхніми астрофізичними джерелами. У роботі досліджено величини відхилень траєкторій КПГВЕ та оптичні товщини, що характеризують послаблення потоку КПГВЕ від їх потенційних джерел, і виділено групи ядер, детектування яких може служити підтвердженням їх зв'язку з потенційними джерелами в Локальному Всесвіті. Показано, що в більшості випадків тільки протони зберігають зв'язок зі своїми джерелами.

#### Список використаних джерел

1. Астрофизика космических лучей / В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург и др. // Наука. – 1990. – 523 с.
2. Allard D. Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays / D. Allard // *Astroparticle Physics*. – 2012. – Vol. 39. – P. 33–43.
3. Aloisio R. Acceleration and propagation of ultra high energy cosmic rays / R. Aloisio. – 2017. – arXiv:1707.08471.
4. Aloisio R. Ultra high energy cosmic rays: implications of Auger data for source spectra and chemical composition / R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. – 2014. – Issue 10. – Article id. 020.
5. Anchordoqui L. Cosmic Mass Spectrometer Journal of High Energy / L. A. Anchordoqui, V. Barger, T. J. Weiler // *Journal of High Energy Astrophysics*. – 2018. – Vol. 17. – P. 38–49.
6. Constrained Local UniversE Simulations: a Local Group factory / E. Carlesi, J. Sorce, Y. Hoffman et al. // *MNRAS*. – 2016. – Vol. 458. – Issue 1. – P. 900–911.
7. Durrer R. Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation / R. Durrer, A. Neronov // *The Astronomy and Astrophysics Review*. – 2013. – Vol. 21. – Article id.62.
8. The richest superclusters. I. Morphology / M. Einasto, E. Saar, L. J. Liivamagi et al. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2007. – Vol. 476. – Issue 2. – P. 697–711.
9. Propagation of ultrahigh energy cosmic rays in extragalactic magnetic fields: a view from cosmological simulations / S. Hackstein, F. Vazza, M. Bruggen et al. // *MNRAS*. – 2016. – Vol. 462. – Issue 4. – P. 3660–3671.
10. Simulations of ultra-high energy cosmic rays in the local Universe and the origin of cosmic magnetic fields / S. Hackstein, F. Vazza, M. Bruggen et al. // *MNRAS*. – 2018. – Vol. 475. – Issue 2. – P. 2519–2529.
11. Jansson R. The Galactic Magnetic Field / R. Jansson, Farrar, R. Glennys // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2012. – Vol. 761. – Issue 1. – Article id. L11.
12. Jansson R. A New Model of the Galactic Magnetic Field / R. Jansson, Farrar, R. Glennys // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2012. – Vol. 757. – Issue 1. – Article id. 14.
13. Local galaxy flows within 5 Mpc / I. Karachentsev, D. Makarov, M. Sharina et al. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2003. – V. 398. – P. 479–491.
14. Kotera K. The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays / K. Kotera, A. Olinto // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2011. – Vol. 49. – Issue 1. – P. 119–153.
15. Planes of satellite galaxies and the cosmic web / N. Libeskind, Y. Hoffman, R. Tully Brent et al. // *MNRAS*. – 2015. – Vol. 452. – Issue 1. – P. 1052–1059.
16. The Cosmic V-Web / D. Pomaredé, Y. Hoffman, M. Courtois et al. // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 845. – Issue 1. – Article id. 55. – 10 pp.
17. Takami H. Isotropy constraints on powerful sources of ultrahigh-energy cosmic rays at  $10^{19}$  eV / H. Takami, K. Murase, C. D. Dermer // arXiv:1412.4716v2 [astro-ph.HE]. – 2014.
18. The CTA Collaboration Science with CTA. – 2017. – arXiv:1709.07997.

19. Tully R. Brent. Nearby Galaxies Atlas / Brent R. Tully, Richard J. Fisher // Cambridge University Press. – 1987.  
 20. The Laniakea supercluster of galaxies / Brent R. Tully, H. Courtois, Y. Hoffman et al. // Nature. – 2014. – Vol. 513. – Issue 7516. – P. 71–73.  
 21. Cosmicflows-2 : The Data / Brent R. Tully, H. Courtois, A. Dolphin et al. // The Astronomical Journal. – 2013. – Vol. 146. – Issue 4. – Article id. 86. – 25 pp.  
 22. On the amplification of magnetic fields in cosmic filaments and galaxy cluster / F. Vazza, M. Bruggen, C. Gheller et al. // MNRAS. – 2014. – Vol. 445. – Issue 4. – P. 3706-3722. 23. Wykes S., Taylor A. M., Bray J. D., Hardcastle M. J., Hillas M., 2017; preprint (arXiv:1706.08229).

Надійшла до редколегії 30.10.18

В. Войцеховский, асп.,  
 Б. Гнатык, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
 Ю. Кудря, канд. физ.-мат. наук, старш. науч. сотр.,  
 Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

## УСКОРЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЛОКАЛЬНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

*Распределение вещества в Локальной Вселенной (до ~ 100 Мпк), особенно в районе Сверхскопления Девы (~ 20 Мпк), сильно неоднородно и включает в себя все элементы крупномасштабной структуры: галактики и их скопления, сверхскопления, филаменты, слою и пустоты (войды). Ожидается, что распределение внегалактического магнитного поля (ВГМП) соответствует распределению плотности барионного вещества. Космические лучи сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) от внегалактических источников испытывают существенные отклонения в ВГМП, затрудняя поиск их источников. Кроме того, поток ядерного компонента КЛСВЭ ослабляется вследствие фото-дизинтеграции ядер при взаимодействии с фоновым микроволновым и инфракрасным излучением. В работе оценено влияние этих факторов на распространение КЛСВЭ от источников в Локальной Вселенной, в частности исследованы длина свободного пробега и магнитное отклонение ядер H (p), He, O, Si и Fe. Для потенциальных источников КЛСВЭ в Локальной Вселенной мы оценили типы и энергии ядер, которые могут достичь Земли и, в то же время, сохранить связь направлений прибытия с положением источника в пределах 30°.*

*Ключевые слова: крупномасштабная структура, Локальная Вселенная, межгалактические магнитные поля, космические лучи сверхвысоких энергий, активные ядра галактик, галактики со вспышкой звездообразования.*

V. Voytsekhovsky, PhD stud.,  
 B. Hnatyk, Dr. Sci., Prof.,  
 Yu. Kudrya, Kand. Sci., Sen. Sci.,  
 Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## ACCELERATION AND PROPAGATION OF ULTRA HIGH ENERGY COSMIC RAYS IN THE LOCAL UNIVERSE

*Distribution of matter in the Local Universe (up to ~ 100 Mpc), especially in a Virgo Supercluster region (~20 Mpc) is strongly nonuniform and includes all elements of large scale structure: galaxies and their clusters, superclusters, filaments, sheets and voids. On its smallest scale, our Galaxy and its similar galaxy M31 (Andromeda Nebula) at a distance 770 kpc, together with dozens of dwarf galaxies, form the Local Group of Galaxies. Local group contained in Local Sheet – suchlike pancake concentration of galaxies with radius about 5 Mpc and thickness 1.5 Mpc. This structure is a part of Local Filament – cylindrical region with higher density of matter, that join us to more powerful filament, that concludes Virgo Supercluster and connects two highest matter concentrations in Local Universe – supercluster Great Attractor (70 Mpc) and Perseus-Pisces supercluster (60 Mpc). Extragalactic magnetic field (EGMF) distribution is expected to follow the baryonic matter density distribution. Ultra high energy cosmic rays (UHECRs,  $E > 10^{18}$  eV) from extragalactic sources will undergo significant deviations in EGMF, which makes it difficult to search their sources. But for extremely high energy cosmic rays (EHCRs,  $E > 5 \cdot 10^{19}$  eV), that are on the top of cosmic rays energy spectrum (the biggest detected energy of cosmic rays is above  $10^{20}$  eV), influence of EGMF can be negligible, and their arrival direction can correlate with source position. They carry an important information, about the physics of fundamental interactions beyond the standard model, but still unknown to their origins and mechanisms of acceleration. In addition, a flux of nuclear component of UHECRs decreases in result of nuclear photo-disintegration due to interaction with microwave and infrared background. These processes are significant for protons (hydrogen nuclei), for which the major losses are born of electron-positron pairs and photo-pions reactions. For multi nucleon nuclei significant process of weakening is photo-disintegration with chemical composition change of main nuclei. In our work we estimate the influence of these factors on the propagation of the UHECRs from sources in the Local Universe, in particular we have investigated the mean free path and magnetic deflection of H(p), He, O, Si and Fe nuclei. For potential sources of UHECRs in the Local Universe, such as Virgo supercluster, Great Attractor and Perseus-Pisces supercluster, we have estimated types and energies of nuclei that can reach the Earth, and, in the same time, can save a connection of arrival directions with source position within 1 rad.*

*Key words: large scale structure, Local Universe, intergalactic magnetic fields, ultra high energy cosmic rays, active galactic nuclei, star-burst galaxies*

УДК 524.1-52, 524.1-65

П. Плотко, студ.,  
 Б. Гнатык, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
 Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

## ЗАЛИШОК НАДНОВОЇ ВІТРИЛА ТА ЇЇ ПУЛЬСАРНО-ВІТРОВА ТУМАННІСТЬ: ФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ

*Залишок наднової Вітрила (Vela SNR – один з найближчих до Землі) служить космічною лабораторією релятивістської та пульсарної астрофізики. Зокрема, його синхротронне радіовипромінювання визначається фізичними процесами як у самому залишку, так і в пульсарно-вітровій туманності (ПВТ), що заповнює центральну частину залишку. У роботі загальний радіопотік від залишку Вітрила розділений на потоки від залишку та від ПВТ. Показано, що потік від залишку реєструється в МГц-діапазоні і генерується в усьому об'ємі з постійною випромінювальною здатністю, тоді як потік від ПВТ реєструється в МГц- та ГГц-діапазонах і генерується у сферично-симетричному об'ємі ПВТ (МГц-гало компонент) та у двох додаткових джерелах: північному і південному "крилах" пульсара (МГц- та ГГц-крила).*

*Ключові слова: залишки наднових, залишок наднової Вітрила, пульсари, пульсарно-вітрові туманності, синхротронне випромінювання.*

**Вступ.** Область залишку Вітрила (Vela SNR) – туманність Гама (Gum nebula) – включає ряд об'єктів, які в комплексі становлять яскравий приклад взаємодії в системі зорі – зоряно-вітрові бульбашки – залишки наднових – пульсари – пульсарно-вітрові туманності (ПВТ). У [11] обґрунтована фізична модель цього комплексу, у якій залишок наднової Vela SNR є результатом спалаху наднової 11 тис. років тому на границі оболонки радіусом близько 40 пк, видутій зоряним вітром подвійної зорі  $\gamma^2$  Velorum у розрідженому міжзоряному середовищі зі значною концентрацією молекулярних хмарок, так що середня густина газу хмарок суттєво перевищує середню густину міжхмарного сере-

довища. Тому еволюція залишку Вітрила визначається втратами енергії на випаровування хмарок і, як наслідок, параметри плазми всередині залишку (густина, температура, магнітне поле, густина енергії космічних променів тощо) розподілені достатньо рівномірно, на відміну від випадку еволюції залишку в однорідному середовищі. Водночас різниця в середній густині газу перед і всередині бульбашки, видutoї зоряним вітром зорі  $\gamma^2$  Vel, зумовлює різні розміри північно-східної ( $R = 18$  пк) і південно-західної ( $R = 23$  пк) півкуль залишку Вітрила. Така модель, як показано в [5], підтверджується даними радіовипромінювання залишку. Однак у [5] не враховувалась наявність ПБТ у центральній частині залишку. Тому в нашій роботі ми досліджуємо фізичні умови й характеристики синхротронного радіовипромінювання ПБТ залишку Вітрила.

**Модель залишку Вітрила (Vela SNR).** Радіоспостереження на частоті 408 МГц [1, 5] виявили велику, приблизно сферичну область радіовипромінювання залишку Вітрила (близько  $8^\circ$  у діаметрі) і меншу за розміром радіобульбашку розміром  $4^\circ \times 3^\circ$  у центрі, а також області підвищеної яскравісної температури: Vela X, Vela Y, Vela Z, Vela W1 та Vela W2 (рис. 1). Ґрунтуючись на високому ступені поляризації та плоскому радіоспектрі, у [2] показано, що Vela X є ПБТ. Його геометричний центр зміщений приблизно на  $1^\circ$  (4 пк) від геометричного центра залишку, який збігається з положенням пульсара. Спектральна форма радіовипромінювання областей Vela W1-W2 подібна до спектрів Vela Z та Vela Y, що свідчить про їх однакову природу, тому їх ототожують із випромінюванням областей залишку Вітрила, які оточують ПБТ [1].

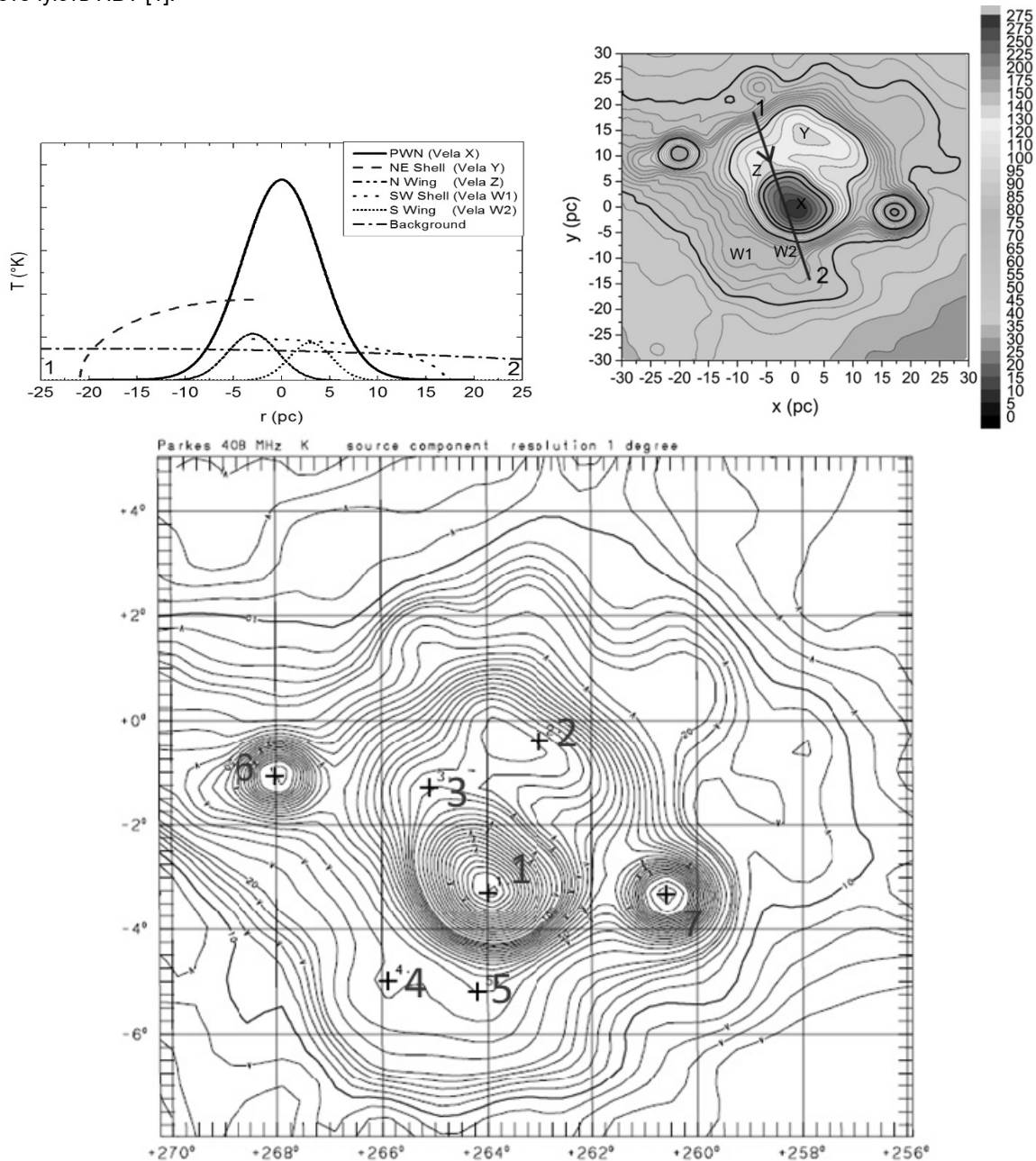


Рис. 1. Згори ліворуч – схематичний розріз випромінювання компонент Vela SNR уздовж ліній 1–2 (деталі див. у тексті). Знизу та згори праворуч – карти поверхневої яскравості залишку Вітрила на частоті 408 МГц [1] у галактичних координатах (знизу) і після віднімання фону у відповідних декартових координатах (згори праворуч). Максимуми 1–5 відповідають областям Vela X(1), Vela Y(2), Vela Z(3), Vela W1(4), VelaW2(5). 6–7 – джерела за межами Vela SNR

Пояснення нетипового розподілу поверхневої яскравості радіовипромінювання залишку (не сферично-симетричний розподіл з пояскаванням до краю як прояв оболонкоподібного залишку на сєдовській (адіабатичній) стадії еволюції) було запропоноване в роботі [5]. Модель базується на кількох припущеннях:

- наднова Вітрила вибухнула на межі бульбашки зоряного вітру сусідньої подвійної системи  $\gamma^2$  Velorum (відстань  $336 \pm 36$  пк, координати  $l = 262.8^\circ$  та  $b = -7.69^\circ$ , радіус бульбашки  $5^\circ$ ), тому північно-східні та південно-західні частини залишку оболонки розширювалися в середовищі з різною густиною;
- залишок розширюється в неоднорідному середовищі, у якому основна маса зосереджена в невеликих хмарах;
- релятивістські електрони, відповідальні за синхротронне радіовипромінювання, розподілені в півкулях залишку рівномірно;
- магнітне поле в півкулях залишку постійне.

**Радіовипромінювання залишку наднової.** Будемо вважати, що розподіл релятивістських електронів є степеневою функцією енергії [6]:

$$\frac{dN_e(r, \Gamma)}{d\Gamma} = K_e(r) \Gamma^{-\gamma}, \quad \Gamma_{\min} < \Gamma < \Gamma_{\max},$$

$$N_e = \int_{\Gamma_{\min}}^{\Gamma_{\max}} K_e(r) \Gamma^{-\gamma} d\Gamma,$$

де  $N_e$  – концентрація релятивістських електронів,  $\Gamma$  – лоренц-фактор,  $\gamma$  – показник спектра,  $K_e$  – коефіцієнт, у загальному випадку, як і  $N_e$ , є функцією від координат. Для такого спектра повна енергія, інжектвана в електронах, визначається інтегралом по об'єму залишку  $V$  [6]:

$$E_e = \iint mc^2 \frac{dN_e}{d\Gamma} \Gamma^{-\gamma+1} d\Gamma dV = mc^2 \iint K_e(r) \Gamma^{-\gamma+1} d\Gamma dV \text{ ерг.}$$

Максимум потужності синхротронного випромінювання електрона з енергію  $E = \Gamma m_e c^2$  у випадковому (невпорядкованому) магнітному полі  $B$  припадає на частоту [6]:

$$\nu_{ch} [\text{МГц}] = 190 \cdot \left[ \frac{E}{1 \text{ Гев}} \right]^2 \left[ \frac{B}{50 \text{ мкГ}} \right].$$

Спектральна випромінювальна здатність синхротронного випромінювання для основної ділянки МГц-ГГц спектра

з  $\nu > \nu_{ch} [E_{\min}] = 190 \cdot \left[ \frac{E_{\min}}{1 \text{ Гев}} \right]^2 \left[ \frac{B}{50 \text{ мкГ}} \right] \text{ MHz}$  описується формулою [8]

$$j_\nu(\vec{r}) = 1.35 \cdot 10^{-22} \alpha(\gamma) B^{\frac{\gamma+1}{2}}(\vec{r}) \cdot \left( \frac{6.26 \cdot 10^{18} \text{ Hz}}{\nu} \right)^{\frac{\nu-1}{2}} (mc^2)^{\nu-1} \cdot K_e \frac{\text{ерг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}},$$

де  $\alpha(\gamma)$  – коефіцієнт, що враховує залежність параметрів моделі від  $\gamma$  [8].

Тоді спектральна інтенсивність синхротронного випромінювання з напрямку одиничного вектора  $\vec{n}$  визначається інтегралом уздовж променя зору:

$$I_\nu(\vec{n}) = \int_{L(\vec{n})} j_\nu(l) dl.$$

У радіоастрономії зазвичай замість інтенсивності використовують яскравісну температуру:

$$T_\nu = \left( \frac{c}{\nu} \right)^2 \frac{I_\nu}{2k} \text{ К.}$$

Спектральна густина потоку випромінювання

$$\Phi_\nu = \int I_\nu \cos(\theta) d\Omega \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}}.$$

Розглянемо два типові випадки:

1. Магнітне поле та концентрація електронів є в середньому постійними вздовж променя зору (випадок залишку без центральної ПВТ).

2. Магнітне поле аналогічне попередньому, а  $K_e(\vec{r}) = K_e(r) = K_0 + A \cdot \exp(-r^2/2\sigma^2)$  (випадок сферичної компоненти та крил у ПВТ).

Для першого випадку інтенсивність випромінювання

$$I(\nu) = L \cdot 1.35 \cdot 10^{-22} \alpha(\gamma) B^{\frac{\gamma+1}{2}}(\vec{r}) \cdot \left( \frac{6.26 \cdot 10^{18} \text{ Hz}}{\nu} \right)^{\frac{\nu-1}{2}} (mc^2)^{\nu-1} \cdot K'_e \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}},$$

де  $L$  – довжина зони випромінювання.

У другому випадку для обчислення будемо використовувати інтегральне перетворення Абеля [9]:

$$I(\nu, y) = \int_L j(\nu, r) dr = 2 \int_y^\infty \frac{j(\nu, r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad j(\nu, r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dl(\nu, y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}$$

**Аналіз карт залишку Вітрила на частоті 408 МГц.** Для аналізу використовувалися дані з [10]. Сумарна карта радіовипромінювання на частоті 408 МГц складається з (див. рис. 1):

- північної та південної оболонки, які мають вигляд півкуль; центр міститься в геометричному центрі системи [5];
- пульсарно-вітрової туманності, центр якої зміщений відносно геометричного центра системи [5];

- північного та південного пульсарних крил [4];
- фону.

Для моделювання карти радіовипромінювання залишку потрібно, знаючи координати, визначити яскравісну температуру. Перехід від відстані на промені зору до яскравісної температури був знайдений за допомогою формули з попереднього розділу:

$$T_{NE} [^{\circ}\text{K}] = \varepsilon_{NE} L = 2.37 \cdot L [\text{pc}];$$

$$T_{SW} [^{\circ}\text{K}] = \varepsilon_{SW} L = 0.54 \cdot L [\text{pc}].$$

Для знаходження  $L$  була використана математична модель: дві півкулі різного радіуса зі спільними центром та вісю симетрії (залишок Вітрила) зі сферичною порожниною в центральній області радіусом  $R=8$  пк, яка відповідає ПВТ. Для опису розташування оболонки було введено кути  $(\varphi, \theta)$ :  $\varphi$  навколо осі  $l$  та  $\theta$  навколо осі  $b$ . Повороти відносно початкового положення див. на рис. 2, ліворуч: осі  $(x, y)$  збігаються з  $(l, b)$ .

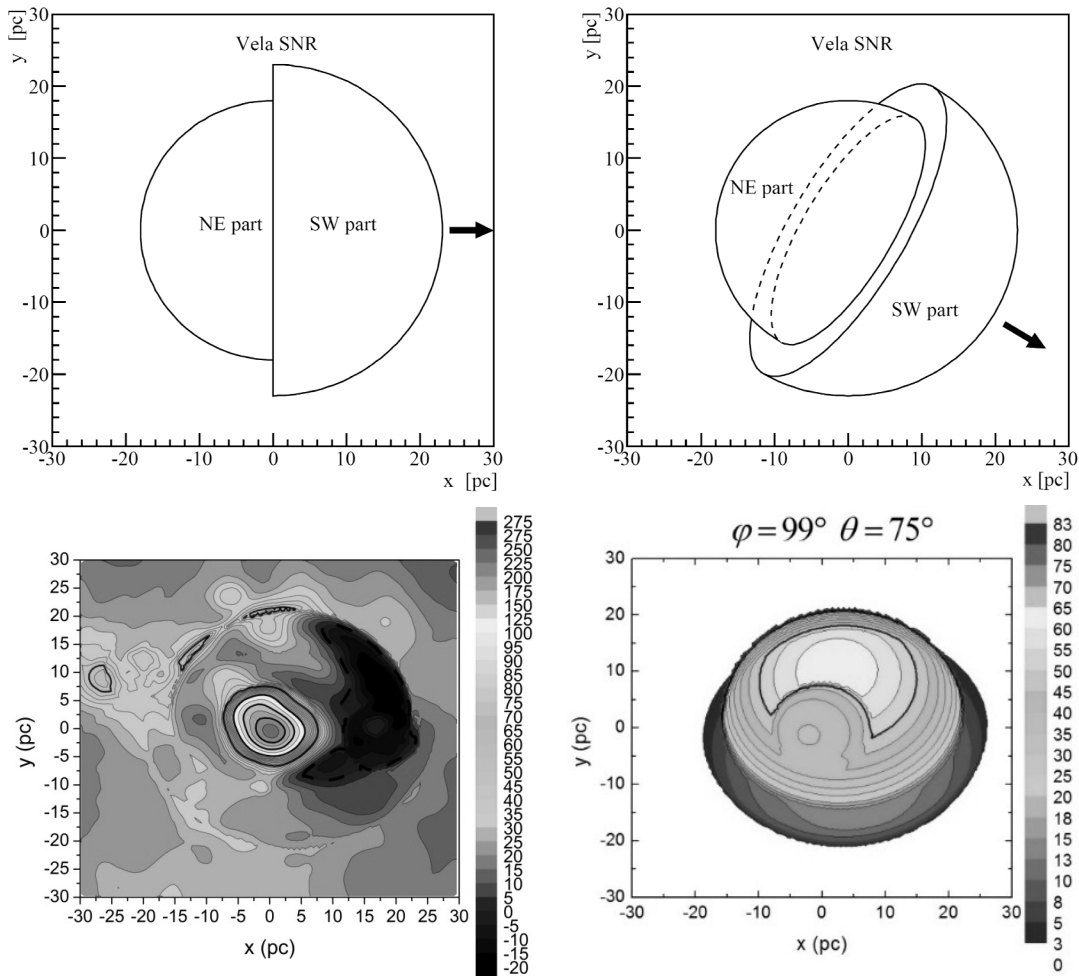


Рис. 2. Згори – схематичне зображення півкуль для  $(\varphi, \theta) = (0, 0)$  (ліворуч) та  $(\varphi, \theta) = (99, 75)$  (праворуч). Знизу – теоретична карта розподілу температури від оболонки Vela SNR (ліворуч) та радіокарта Vela SNR з віднятою оболонкою, фоном та незв'язними об'єктами (праворуч)

У моделі спалаху наднової в оболонці вітрової бульбашки площина перетину має бути перпендикулярна вектору, який з'єднує центри  $\gamma^2$  Velorum та Vela SNR. Для такого положення були знайдені кути  $\varphi = 99 \pm 2$ ,  $\theta = 75 \pm 2$ . Після цього була отримана карта оболонки (див. рис. 3, ліворуч), яку потім відняли від спостережуваної карти (див. рис. 3, праворуч) і для зручності перейшли до власної системи координат Vela PWN. Початок координат знаходиться в центрі PWN. Відстань до PWN вважаємо рівною  $D = 287$  пк.

Для врахування фону було вибрано ділянку, у якій майже відсутні локальні джерела. Через близьке положення залишку Вітрила до площини Галактики вважати фон константою не є коректним. Апроксимація широтної залежності квадратичним поліномом має вигляд  $T(b) = 30 - 0.078(b - b_0)^2$  к з  $b_0 = -4$ .

Характеристики об'єктів наведені в табл. 2.

**Аналіз Vela X.** Була вибрана ділянка з радіусом 5 пк навколо максимуму радіовипромінювання та апроксимована за допомогою функції Гауса:

$$T = T_0 + A \text{Exp} \left[ -\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right].$$

Після цього за допомогою отриманої апроксимації були оцінені параметри сферично-симетричного компонента ПВТ (рис. 3, ліворуч). Віднявши внесок цього компонента від початкової карти, ми виявили два додаткові локалізовані компоненти меншої амплітуди (рис. 3, праворуч). Важливо зазначити, що положення цих компонентів на карті ПВТ у ГГц-діапазоні збігається із так званими пульсарними крилами [4]. Кожне крило на карті 408 МГц було апроксимоване гауссіаном, дані апроксимації наведено в табл. 1. Були знайдені фізичні характеристики компонентів залишку наднової Вітрила (див. табл. 2).

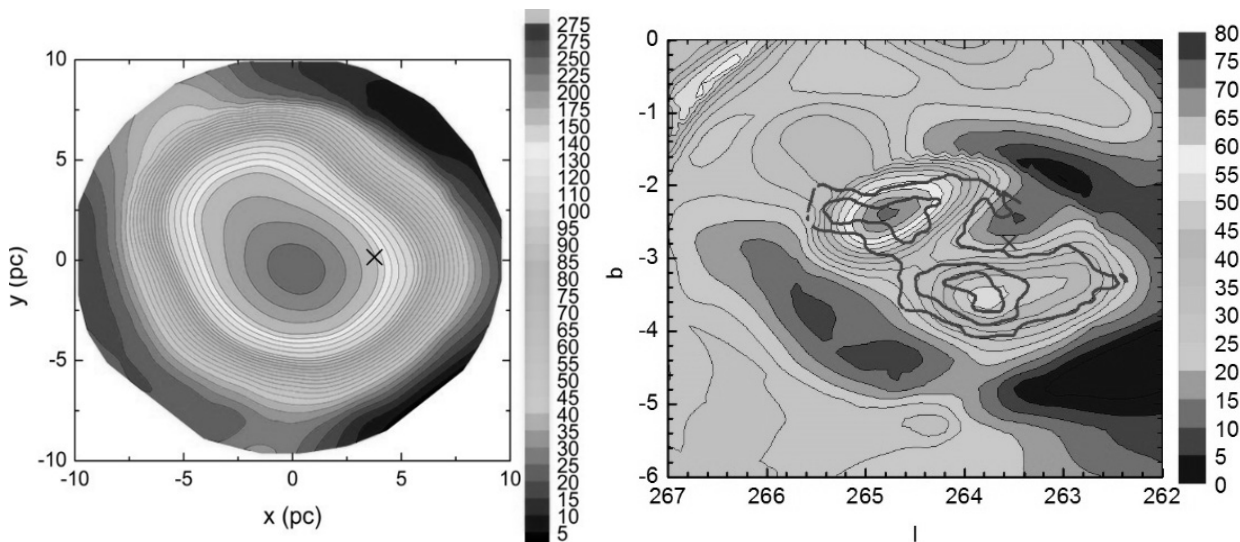


Рис. 3. Радіокарта Vela PWN (ліворуч) та радіокарта з віднятим сферичним компонентом (праворуч). Північна та південна області підвищеної яскравості відповідають північному та південному крилу, відповідно. Положення пульсара позначено хрестиком

Таблиця 1

Параметри апроксимації компонентів ПВТ

Компонент ПВТ / Параметр	Сф. компонент	N крило	S крило
$\chi^2$	0.8787	0.863	0.923
$T_0$ [K]	$31 \pm 25$	$11 \pm 8$	$21 \pm 3$
A [K]	$204 \pm 23$	$64 \pm 8$	$44 \pm 3$
$x_0$ [пк]	$-0.14 \pm 0.04$	$-2.43 \pm 0.05$	$0.93 \pm 0.03$
$y_0$ [пк]	$0.05 \pm 0.04$	$4.27 \pm 0.04$	$-1.69 \pm 0.03$
$\sigma_x$ [пк]	$3.65 \pm 0.35$	$2.9 \pm 0.3$	$2.26 \pm 0.15$
$\sigma_y$ [пк]	$3.56 \pm 0.35$	$3.5 \pm 0.3$	$2.29 \pm 0.15$

Таблиця 2

Фізичні характеристики компонентів залишку наднової Вітрила

Компонент залишку / Параметр	ПВТ	N крило	S крило	NE частина залишку	SW частина залишку
Спектральний індекс $\gamma$	$1.8 \pm 0.1$ [4]	$1.8 \pm 0.1$ [4]		$2.40 \pm 0.09$ [1]	
Магнітне поле [мк Г]	50 [5]	$4.9 \pm 0.8$ [4]		46 [5]	30 [5]
Радіус [пк]	8*	3*	4*	18 [5]	23 [5]
Ne [ $10^{-9}$ см <sup>-3</sup> ]	$2.7 \pm 1^*$	$24 \pm 10^*$	$24 \pm 9^*$	$0.91 \pm 0.05$ 1.1 [5]	$0.43 \pm 0.03$ 0.5 [5]
W [ $10^{47}$ ерг]	$0.39 \pm 0.18^*$	$3.4 \pm 1.8^*$ $6.2 \pm 1.2$ [4]	$1.4 \pm 0.8^*$ $3.1 \pm 0.5$ [4]	$3.6 \pm 0.5$ [5]	

“\*” дані, отримані в цій роботі



**Обговорення та висновки.** Поглиблений аналіз радіокарт залишку Вітрила на частоті 408 МГц, виконаний у даній роботі, дозволив уточнити модель випромінювання залишку Вітрила (рис. 1), запропоновану в [5, 11], і з'ясувати тонку структуру поверхневої яскравості ПВТ у центральній частині залишку. Зокрема, крім очікуваного сферично-симетричного компонента, який домінує на карті залишку (рис. 3., ліворуч), виявлено два додаткові локалізовані джерела меншої яскравості (рис. 3, праворуч). Наші оцінки потоків на 408 МГц відповідають низькочастотній інтерполяції даних ГГц-діапазону, що свідчить про спільність походження радіовипромінювання крил у МГц- та ГГц-діапазонах. Аналіз карт випромінювання в радіо- та гамма-діапазоні виявив подібну до північного й південного пульсарних крил морфологічну структуру в даних місії Fermi в 0.3-100 ГеВ-діапазоні [4]. Це відкриває нові можливості дослідження комплексу Вітрила в області гамма-випромінювання дуже високих енергій 0.1-100 ТеВ існуючими (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) та майбутніми (CTA) детекторами.

#### Список використаних джерел

1. Alvarez H. The radio spectral index of the Vela supernova remnant / H. Alvarez, J. Aparici // *Astronomy and Astrophysics*. – 2001.
2. Weiler K. W. VELA X and the evolution of Plerions / K. W. Weiler, N. Panagia // *Astronomy and Astrophysics*. – 1980.
3. Jones B. B. An aperture synthesis survey of the galactic plane / B. B. Jones, E. A. Finlay // *Australian Journal of Physics*. – 1974.
4. Grondin M. H. The Vela-X Pulsar Wind Nebula revisited with 4 years of Fermi-Large Area Telescope observations / M. H. Grondin, R. W. Romani // *The Astrophysical J*. – 2013.
5. Sushch I. Modeling of the Radio Emission from the Vela Supernova Remnant / I. Sushch, B. Hnatyk // *Astronomy and Astrophysics*. – 2013.
6. Rybicki G. B. Radiative Processes in Astrophysics / G. B. Rybicki, A. P. Lightman // WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. – 2004.
7. Березинский В. С. Астрофизика космических лучей / В. С. Березинский. – М. : Наука, 1990.
8. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика / В. Л. Гинзбург. – М. : Наука, 1987.
9. Bracewell R. The Fourier Transform and its Applications / R. Bracewell. – New-York : McGraw-Hill. – 1965.
10. Haslam 408 MHz. |Max Planck Institute for Radioastronomy. – [https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/foreground/haslam\\_408.cfm](https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/foreground/haslam_408.cfm)
11. Sushch I. A Modeling of the Vela complex including the Vela supernova remnant, the binary system  $\gamma 2$  Velorum, and the Gum nebula / I. Sushch, B. Hnatyk, A. Neronov // *Astronomy and Astrophysics*. – 2011.

Надійшла до редколегії 11.10.18

П. Плотко, студ.,  
Б. Гнатык, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

### ОСТАТОК СВЕРХНОВОЙ ПАРУСА И ЕГО ПУЛЬСАРНО-ВЕТРОВАЯ ТУМАННОСТЬ: ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

*Остаток сверхновой Паруса (Vela SNR – один из ближайших к Земле) служит космической лабораторией релятивистской и пульсарной астрофизики. В частности, его синхротронное радиоизлучение определяется физическими процессами как в самом остатке, так и в пульсарно-ветровой туманности (ПВТ), заполняющей центральную часть остатка. В работе общий радиопоток от остатка Паруса разделен на потоки от остатка и от ПВТ. Показано, что поток от остатка регистрируется в МГц-диапазоне и генерируется во всем объеме с постоянной излучательной способностью, тогда как поток от ПВТ регистрируется в МГц- и ГГц-диапазонах и генерируется в сферически-симметричном объеме ПВТ (МГц-гало компонента) и двух дополнительных источниках – северном и южном "крыльях" пульсара (МГц- и ГГц-крыле).*

*Ключевые слова: остатки сверхновых, остаток сверхновой Паруса, пульсары, пульсарно-ветровая туманность, синхротронное излучение.*

P. Plotko, stud.,  
B. Hnatyk, Dr. Sci., Prof.,  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### VELA SUPERNOVA REMNANT AND ITS PULSAR WIND NEBULA: PHYSICAL CHARACTERISTICS AND RADIO EMISSION

*Vela Supernova remnant (SNR) is one of the nearest SNRs to Earth and serves as a space laboratory of relativistic and pulsar astrophysics. In particular, its synchrotron radio emission is determined by physical processes both in the remnant and in pulsar wind nebula (PWN), that resides in central part of remnant. In our work we separate the total radio flux from Vela SNR on fluxes from remnant and from PWN. It is shown that flux from the remnant is detected in MHz-range and is generated in the whole volume of remnant with uniform emissivity, while as flux from PWN is detected in MHz-GHz range and is generated in the spherically symmetric volume of PWN (MHz halo component) and in two additional sources: Northern and Southern pulsar wings (MHz-GHz wings).*

*Keywords: SuperNova remnants, Vela SNR, pulsars, pulsar wind nebula, synchrotron emission.*

УДК 523.64

А. Гулиев, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
У. Поладова, д-р физ.-мат. наук,  
Шамахинская астрофизическая обсерватория имени Насреддина Туси НАН Азербайджана

### АБСОЛЮТНЫЙ БЛЕСК РЯДА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ 1990–2015 гг.

*Вычислены фотометрические параметры 69 долгопериодических комет, наблюдавшихся в период 1990–2005 гг. по шкале Всехсвятского ( $H_{10}$ ). Для 56 из них определены значения параметров  $H_0$  и  $u$  из уравнения Орлова. В целом использована 6391 оценка блеска из различных источников.*

© Гулиев А., Поладова У., 2018

Определение фотометрических величин комет по визуальным оценкам было предметом многолетних трудов С. К. Всехсвятского и его учеников [1–5]. За последние годы азербайджанские астрономы также внесли определенный вклад в подобные исследования и опубликовали по отдельности и совместно с киевскими астрономами ряд работ [6–8] в данном направлении. В частности, из различных источников им удалось собрать множество оценок блеска и определить фотометрические параметры более 250 комет. Настоящая работа является продолжением этой серии расчетов кометных параметров.

Напомним, что в представленном исследовании речь идет об определении параметров  $H_{10}$  (абсолютный блеск по шкале Всехсвятского),  $H_y$  и  $u$  (абсолютный блеск и фотометрический параметр по шкале Орлова), которые определяются формулами

$$H_{10} = m - 5 \lg \Delta - 10 \lg r \tag{1}$$

$$H_y = m - 5 \lg \Delta - y \lg r \tag{2}$$

методом наименьших квадратов, где  $m$ ,  $\Delta$  и  $r$  – видимый блеск кометы, ее геоцентрическое и гелиоцентрическое расстояние в момент оценивания блеска, соответственно. В работах [6, 7, 9] в правую часть (2) добавляется новый член ( $\Psi$ ), связанный элонгацией кометы в момент наблюдения, после чего уравнение изменения блеска имеет следующий вид:

$$H_y = m - 5 \lg \Delta - y \lg r + f(\Psi) \tag{3}$$

В ряде случаев выражение (3) дает намного меньше дисперсии, нежели (1) и (2). Следует отметить, что, если интервалы наблюдений по  $\Psi$  и  $r$  весьма ограничены, использование (2) и (3) приводит к большим искажениям, что нецелесообразно. Всехсвятский [2] показал, что среднее значение параметра  $y$  по шкале Орлова оказывается равным  $\sim 10$ , и отсюда вывел более упрощенную формулу (1), которая широко используется в кометной астрономии.

В настоящей работе сделана попытка определить фотометрические параметры 69 долгопериодических комет, исходя из большого количества (6392) оценок блеска, собранных из различных источников (Minor Planet Electronic Circulars, Comet Quarterly Journal и т. д.). Уравнение (2) мы использовали в виде

$$H_y = m - k \lg \Delta - y \lg r \tag{4}$$

Целью такой перестановки данной формулы является дополнительная проверка общепринятого постулата о том, что значения параметра  $k$  обязательно должны группироваться вблизи значения 5.

Расчеты охватывают долгопериодические кометы, наблюдавшиеся за период 1990–2015, а общее количество ( $N$ ) использованных оценок блеска равно 6391. Результаты расчетов приводятся в табл. 1. Для всех комет вычислены значения параметра  $H_{10}$  и его среднеквадратическое отклонение  $\sigma$ , а для ряда комет значения  $H_y$  и  $u$  пропущены из-за ограниченности интервала  $r$ .

Таблица 1

Фотометрические величины 69 долгопериодических комет

	<b>k</b>	<b>y</b>	<b>H<sub>y</sub></b>	<b>H<sub>10</sub></b>	<b>σ</b>	<b>N</b>
C/2015ER61	1.61	15.84	7.47	7.16	1.13	97
C/2014W2	6.89	14.92	2.35	5.59	1.19	65
C/2013UQ4				11.68	0.68	45
C/2013A1	3.85	7.23	8.58	7.77	0.84	62
C/2012K5	3.84	9.8	9.51	9.74	0.79	55
C/2015V2	4.45	6.75	6.84	5.67	0.88	148
C/2014S2	12.23	4.79	4.35	4.61	0.69	107
C/2014Q2	2.23	14.31	3.52	4.24	1.13	404
C/2014E2	4.31	10.5	7.12	7.19	0.59	227
C/2013X1	4.28	10.92	5.24	5.38	0.85	110
C/2013V5	2.86	10.37	9.08	9.02	0.88	90
C/2013US10	5.37	7.55	5.76	5.17	0.75	190
C/2013R1	3.6	12.46	6.72	7.04	0.59	281
C/2012X1	0.53	13.79	4.75	4.47	1.11	167
C/2012S1	0.72	9.61	9.13	8.31	1.97	215
C/2012K1	5.33	7.05	6.05	5.27	0.78	288
C/2012F6	5.46	8.06	5.53	5.29	0.85	208
C/2011L4	1.96	9.74	5.97	5.13	0.92	322
C/2011F1	-4.31	5.96	11.04	4.88	1.03	72
C/2010X1	-0.77	10.3	9.87	9.37	1.67	61
C/2010S1	4.22	4.23	6.75	1.58	0.61	86
C/2010G2	6.9	19.97	2.63	6.63	1.22	75
C/2009P1	5.25	7.68	4.03	3.27	0.45	397
C/2009R1	9.47	4.71	5.87	6.80	0.69	105
C/2009K5	1.23	12.75	6.13	5.80	0.6	136
C/2007Q3	3.15	13.87	4.04	5.01	0.81	57
C/2006W3	-0.27	12.1	3.58	3.13	2.44	49

Закінчення табл. 1

	k	y	H <sub>y</sub>	H <sub>10</sub>	σ	N
C/2006S3	3.6	27.62	9.63	11.83	1.28	99
C/2000SV74	9.58	0.03	7.74	5.53	1.17	87
C/2001RX14	-0.12	24.63	2.97	7.79	2.27	116
C/1999S41	6.12	3.15	9.93	9.93	1.35	155
C/1999T1	7.4	7.24	6.08	4.89	0.53	206
C/2000VM1	6.82	4.05	8.87	8.89	2.31	207
C/1995O1	-5.79	14.48	4.91	(0.98)	2.28	209
C/2001K5	5.47	11.62	2.03	3.74	2.02	126
C/2004F4	37.65	-4.27	3.33	6.52	1.8	153
C/2003H1	5.52	5.73	9.35	8.58	1.85	110
C/1999L1				4.16	1.66	49
C/2006A1	5.47	11.62	2.03	6.22	1.14	78
C/2004Q2	6.37	7.68	6.16	7.40	0.81	189
C/2002F1	0.69	17.19	10.92	5.38	1.48	81
C/2002E2				4.09	0.61	137
C/1998U3	9.02	-5.68	11.49	7.11	2.67	160
C/2001Q4	2.54	9.85	4.86	3.21	0.35	196
C/2002T7				6.44	1.8	170
C/2006M4				4.44	0.64	197
C/2002Y1	-1.37	3.28	7.45	4.19	1.6	89
C/1999J3	5.36	5.99	9.19	6.42	2.39	99
C/1999H1	5.48	11.86	6.64	3.77	2.51	207
C/2002O6	3.69	8.14	9.05	10.76	0.66	100
C/1999Y1	3.39	5.02	8.85	5.61	3.05	91
C/2002O4				5.72	2.24	105
C/1999T2	1.27	8.6	8.34	5.97	1.61	86
C/2002V1	1.24	23.48	5.32	8.89	2.62	100
C/2003K4				4.09	0.61	137
C/2001A2	15.27	3.09	8.37	6.11	0.75	198
C/2001OG108	1.02	18.61	10.04	8.61	0.57	100
C/2004Q1	7	4.4	8.03	6.09	1.1	85
C/2002X5	12.09	4.17	7.11	5.59	0.55	100
C/1999S3	1.76	37.57	1.67	7.15	3	100
C/2005A1	7.86	18.92	8.12	4.33	2.67	40
C/1994G1				(2.30)	0.78	60
C/1994Q2				2.16	0.48	60
C/1994J2				9.78	0.59	59
C/1993A1	13.16	0.11	5.43	3.79	2.24	60
C/1992L1				4.16	1.66	49
C/1992F1				5.40	1.3	59
C/1990N1	2.78	9.67	6.36	4.68	0.75	60
C/1990E1				6.61	1.17	49

**Выводы.** Прделанная работа позволяет сделать следующие выводы:

1. По 56 кометам, где значения охватывают достаточно большие интервалы, значения коэффициентов  $\Delta$  и  $g$  уравнения (4) оказываются равными 4.85 и 10.1, что близко к значениям Всехсвятского. В целом у 26 из 56 значений  $k$  оказывается вблизи 5 (от 3 до 7), что доказывает справедливость более обобщенной формулы Орлова (2).

2. Расчеты указывают на то, что при прогнозировании наблюдаемого блеска, сравнении различных кометных групп по среднему блеску параметр  $H_{10}$ , введенный Всехсвятским, до сих пор сохраняет актуальность.

Работа в этом направлении будет продолжена.

#### Список використаних джерел

1. Андриенко Д. А. Физические характеристики комет 1975–1980 / Д. А. Андриенко, А. В. Карпенко. – М. : Мир, 1987.
2. Всехсвятский С. К. Физические характеристики комет / С. К. Всехсвятский. – М. : Физматгиз, 1958. – 575 с.
3. Всехсвятский С. К. Физические характеристики комет 1971–1978 гг. / С. К. Всехсвятский, Н. И. Ильчишина. – М. : Наука, 1974. – 112 с.
4. Всехсвятский С. К. Кометы 1961–1965 гг. / С. К. Всехсвятский. – М. : Наука, 1967. – 87 с.
5. Всехсвятский С. К. Физические характеристики комет 1971–1975 гг. / С. К. Всехсвятский. – К. : Наук. думка, 1979. – 115 с.
6. Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1980-2004) / А. С. Гулиев, У. Д. Поладова, К. И. Чурюмов, Л. В. Чубко // Azerbaijani Astronomical Journal. – 2007. – 2, № 1–2. – С. 10-16.

7. А. С. Гулиев. Кривые блеска 50 комет, построенные с учетом условий их видимости и апертур телескопов / А. С. Гулиев, У. Д. Поладова // Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan. Series of physics-mathematical and technical sciences, physics and astronomy. – 2017. – XXXVII, № 2. – С. 175–180.

8. Гулиев А. С. Значения физических параметров ряда периодических комет, наблюдавшихся в период 1989–2002 гг. / А. С. Гулиев, К. И. Чурюмов, А. Ш. Байрамов // Азербайджанский астрономический журнал. – 2006. – Т. 1, № 1-2. – С. 10-17.

9. Gulyev A. S. The new formula for the determination of the visual magnitudes of comet / A. S. Gulyev, U. D. Poladova // Azerbaijani Astronomical Journal. – 2010. – Т. 4. – Р. 5–10.

Надійшла до редколегії 11.08.18

A. Guliev, Sr. Sci., Prof.,  
U. Poladova, Dr. Sci.,  
Nasir al-Din al-Tusi Shamakhi Astrophysical Observatory

### ABSOLUTE BRIGHTNESS OF THE SET OF LONG-PERIODICAL COMETS 1990–2015

The values of the photometric parameter  $H_{10}$  for 69 long-period comets, observed in the period of 1990–2005 on the Vsekhsviatsky scale are calculated. The values of the parameters  $H_y$  and  $y$  from the Orlov equation for 56 of them are determined also. The intervals of heliocentric and geocentric distances corresponding to the observations of such comets are relatively longer. Calculations prove that the parameter  $H_{10}$ , entered by Vsekhsviatsky, still remains relevant for the predicting of the observed brightness of the comets and comparing various of cometary groups according to their average brightness. A total 6391 visual estimates from different sources were used in the calculating.

А. Гулієв, д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
У. Поладова, д-р фіз.-мат. наук,  
Шамахіньська астрофізична обсерваторія імені Насреддіна Тусі НАН Азербайджана

### АБСОЛЮТНИЙ БЛИСК РЯДУ ДОВГОПЕРІОДИЧНИХ КОМЕТ 1990–2015 рр.

Обчислено фотометричні параметри 69 довгоперіодичних комет, що спостерігалися протягом 1990–2005 рр. за шкалою Всесвятського ( $H_{10}$ ). Для 56 із них визначено значення параметрів  $H_y$  та  $y$  з рівняння Орлова. Інтервали геліоцентричної та геоцентричної відстаней, що відповідають спостереженням таких комет, виявилися порівняно великими. Розрахунки вказують на те, що параметр  $H_{10}$ , уведений Всесвятським, при прогнозуванні спостережного блиску й порівнянні різних кометних груп за середнім блиском досі не втрачає актуальності. Загалом використано 6391 оцінку блиску з різних джерел.

УДК 524.1-52, 524.1-656

Р. Гнатик, інж.,  
К. Винокурова, студ.,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

### ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ТЕВНОГО ДІАПАЗОНУ ВІД ЗАЛИШКУ НАДНОВОЇ ВІТРИЛА

*Залишки наднових вважаються одними із основних джерел галактичних космічних променів (КП) з енергіями до  $10^{17}$  еВ. Експериментальним підтвердженням присутності ядерного компонента КП у залишках є їхнє гамма-випромінювання дуже високих енергій (понад 100 ГеВ) як результат непружних зіткнень КП із мішенями-атомами міжзоряного середовища всередині та в околі залишків. У роботі розраховано очікувані потоки такого гамма-випромінювання від одного з найближчих до Землі залишків надкової Вітрила. Проаналізовано можливість ресстрації локалізованих джерел гамма-випромінювання всередині залишку, зумовлених присутністю областей підвищеної густини газу внаслідок випаровування міжзоряних хмарок за фронтом ударної хвилі залишку.*

*Ключові слова: космічні промені, гамма-випромінювання, залишки спалаху наднових, залишок Вітрила.*

**Вступ.** Джерела та механізми прискорення космічних променів (КП) – потоку ядер, електронів та, у меншій кількості, античастинок з нетепловим степеневим енергетичним спектром, що простягається до енергій понад  $10^{20}$  еВ, досі залишаються невідомими [9]. Теоретичні розрахунки [10] та експериментальні дані [11] свідчать про те, що дифузійне прискорення КП на фронтах ударних хвиль (механізм Фермі I роду) у галактичних джерелах, перш за все в залишках наднових (ЗН) зір, може бути відповідальним за спостережуваний потік КП з енергіями до  $E \leq 10^{18}$  еВ. При цьому лептонний компонент КП (електрони, позитрони) упевнено маніфестується в ЗН завдяки синхротронному випромінюванню в турбулентному магнітному полі всередині ЗН. Водночас протонний та ядерний компоненти не є ефективними в синхротронному випромінюванні за типових параметрів КП і магнітних полів у ЗН, їхню присутність у ЗН можна виявити завдяки адронному механізму генерування гамма-випромінювання – розпаду нейтральних піонів, породжених при непружних зіткненнях КП із мішенями – атомами міжзоряного середовища всередині та в околі ЗН. Зараз відомо лише кілька ЗН із задетектованим гамма-потокотом адронного походження, у яких спостерігається взаємодія ЗН із молекулярними хмарами, що забезпечує необхідну концентрацію частинок – мішеней для КП [13]. У нашій роботі розраховано очікувані потоки такого гамма-випромінювання від залишку надкової Вітрила – одного з найближчих до Землі – який еволюціонує в захмареному міжзоряному середовищі [2, 4] і є потенційним кандидатом в адронні гамма-джерела.

**Адронне гамма-випромінювання залишків наднових.** Залишки наднових належать до потенційних джерел галактичних КП, у складі яких очікуються протони до енергій  $E_p = 10^{12} - 10^{15}$  еВ та ядра заряду  $Z$  до енергій  $E_z = ZE_p$  [3, 7, 9-11]. Розрахунок потоків гамма-випромінювання від ЗН проведемо з використанням алгоритму та формул із

[7]. Прискорені в залишку космічні промені мають степеневий енергетичний спектр із експоненціальним обрізанням на енергії  $E_{\max}$  і з плином часу  $t$  втрачають енергію на ядерні зіткнення [7]:

$$n(E, t) = N_0 E^{-\gamma} \exp\left(-\frac{(\gamma-1)t}{\tau_{pp}} - \frac{E}{E_{\max}}\right), \quad (1)$$

де  $\tau_{pp} \approx 5.3 \times 10^7 (n_H / 1 \text{ см}^{-3})^{-1}$  років – характерний час втрати енергії при p-p зіткненнях у МЗС із концентрацією атомів водню  $n_H$ .

Непружні нуклон-нуклонні (переважно протон-протонні) зіткнення всередині ЗН є основним механізмом втрати енергії протонів та ядер КП, у результаті яких народжуються заряджені та нейтральні піони. Розпад останніх на пари гамма-квантів генерує гамма-випромінювання (так званий адронний механізм генерування гамма-випромінювання). У середовищі з концентрацією частинок-мішеней  $n_H$ , спектром космічних променів  $n_p(E_p)$ , де  $E_p = m_p c^2 + E_{kin}$  – енергія спокою протона  $m_p c^2$  та його кінетична енергія  $E_{kin}$ ,  $E_\pi$  – повна енергія новонародженого нейтрального піона (з енергією спокою  $m_\pi c^2$ ),  $k_\pi = 0.17$  – частка кінетичної енергії протона, що передається піону, спектр генерації піонів у одиниці об'єму в дельта-наближенні матиме вигляд:

$$\begin{aligned} q_\pi(E_\pi) &= cn_H \int \delta(E_\pi - k_\pi E_{kin}) \sigma_{pp}(E_p) n_p(E_p) dE_p = \\ &= \frac{cn_H}{k_\pi} \sigma_{pp} \left( m_p c^2 + \frac{E_\pi}{k_\pi} \right) n_p \left( m_p c^2 + \frac{E_\pi}{k_\pi} \right), \end{aligned}$$

де перетин p-p взаємодії  $\sigma_{pp}$  апроксимується виразом

$$\sigma_{pp}(E_p) \approx 30 [0.95 + 0.06 \ln(E_{kin}/1 \text{ Гев})] \text{ мб.}$$

Спектр генерації гамма-фотонів у одиниці об'єму внаслідок розпаду піонів має вигляд

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi,$$

де мінімальна енергія піона, необхідна для народження гамма-фотона з енергією  $E_\gamma$ , становить  $E_{\min} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$ .

ЗН із повною масою газу всередині  $M_{snr}$  та об'ємом  $V_{snr} = M_{snr} / (n_H m_p)$  буде джерелом гамма-випромінювання зі спектральною світністю

$$L_\gamma(E_\gamma) = q_\gamma(E_\gamma) V_{snr}$$

та спектральною густиною потоку від ЗН на відстані  $d$

$$F_\gamma(E_\gamma) = \frac{L_\gamma}{4\pi d^2}.$$

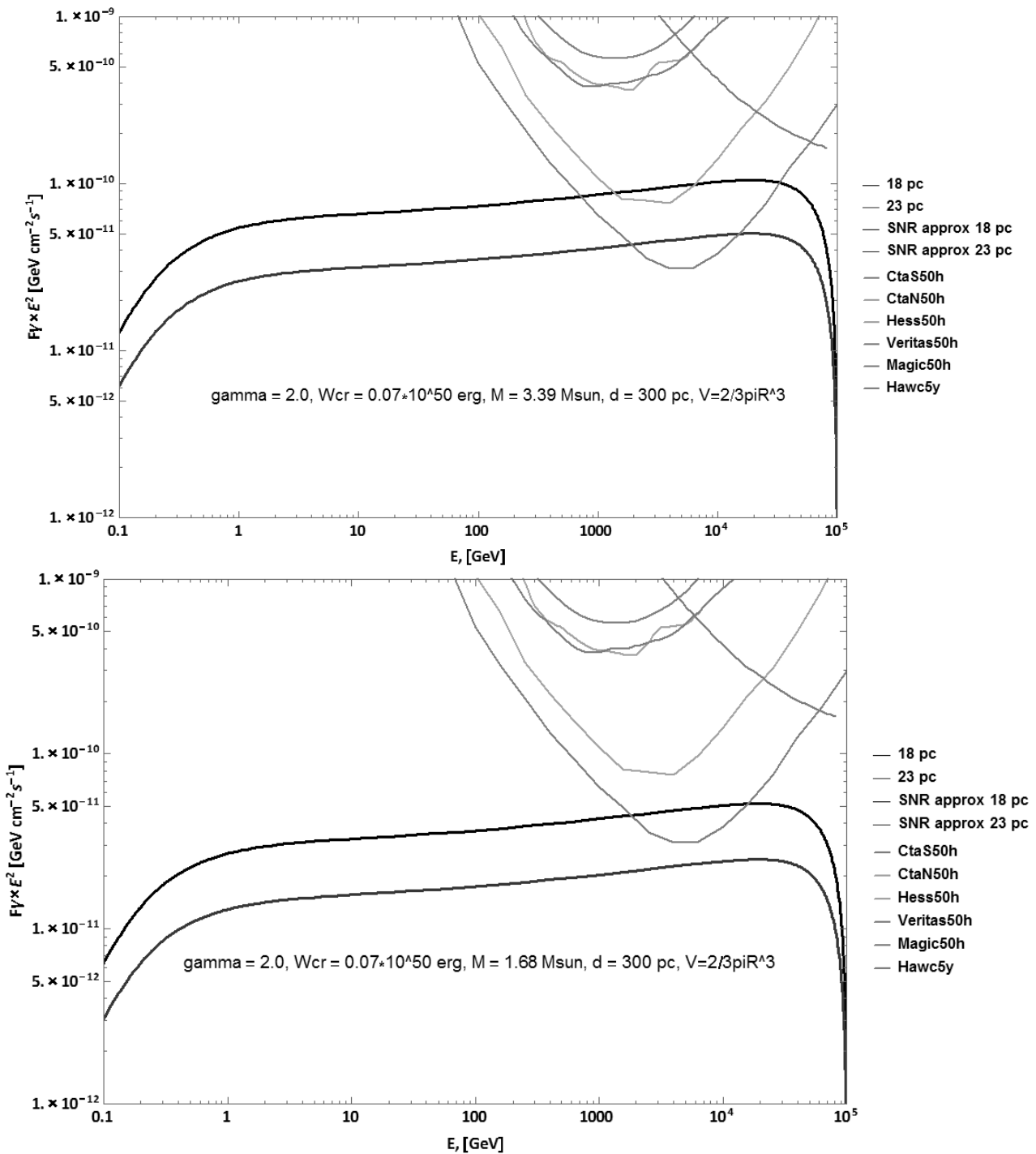
**TeV гамма-випромінювання від залишку наднової Вітрила.** Залишок наднової Вітрила – один з найкраще вивчених і найближчих до Землі залишків з відстанню всього 287 пк та віком 11 тис. років (за віком його пульсара Vela pulsar PSR B0833-45) [2]. Відповідно до моделі залишку Вітрила, розробленої в [2, 4], спалах наднової-попередника ЗН Вітрила на границі бульбашки, видутої зоряним вітром зорі  $\gamma^2$  Vel, зумовив виникнення ЗН у формі двох півсфер різного радіуса внаслідок різних густин попереду й усередині бульбашки. Характеристики двох півкуль – ПнСх (NE) та ПдЗх (SW) – наведені в табл. 1. Вибух наднової вважається сферично симетричним, тобто передана протонам енергія однакова у двох півсферах і дорівнює половині повної енергії протонів, маса газу всередині півкуль відноситься як  $M_{NE}/M_{SW} = (R_{NE}/R_{SW})^{(2)}$ . Параметри ЗН Вітрила наведені в табл. 1.

Таблиця 1

Параметри ЗН Вітрила

Параметри	NE	SW
Радіус (пк)	18	23
Маса газу ( $M_0$ )	17.3	10.5
Енергія (ерг)	$0.7 \cdot 10^{50}$	$0.7 \cdot 10^{50}$
Об'єм ( $\text{см}^3$ )	$3.6 \cdot 10^{59}$	$7.5 \cdot 10^{59}$

Досі TeVне гамма-випромінювання задетектоване тільки від пульсарно-вітрової туманності навколо пульсара [1, 14]. Розрахунок спектра ЗН для параметрів, наведених у табл. 1, показано на рис. 1.



**Рис. 1. Спектри NW та SW**

(згори – спектр для всієї ПЗ півкулі з масою 17.3 М Сонця, знизу – для ПдЗАх із M=10.5 М Сонця)

Коментар – зіставлення з кривими чутливості. Слід урахувати, що великі розміри ЗН Вітрила переводять його в клас протяжних джерел, для яких чутливість гамма-телескопів суттєво знижується. Тому ми також розглянули перспективи детектування локалізованих областей підвищеної густини у ЗН Вітрила, які утворюються при випаровуванні міжзоряних хмарок за фронтом ударної хвилі ЗН. За даними карт рентгенівського випромінювання можна зробити оцінювання мас таких хмарок. Зокрема, дві з них мають маси 3.39 та 1.68 Мс. Їхні гамма-спектри та перспективи детектування діючими (перелік) і майбутніми (СТА) телескопами наведені на рис. 2.

**Обговорення та висновки.** У роботі розраховано очікувані потоки гамма-випромінювання від одного з найближчих до Землі залишків наднової Вітрила. Проаналізована можливість реєстрації локалізованих джерел гамма-випромінювання всередині залишку, зумовлених присутністю областей підвищеної густини газу внаслідок випаровування міжзоряних хмарок за фронтом ударної хвилі залишку.

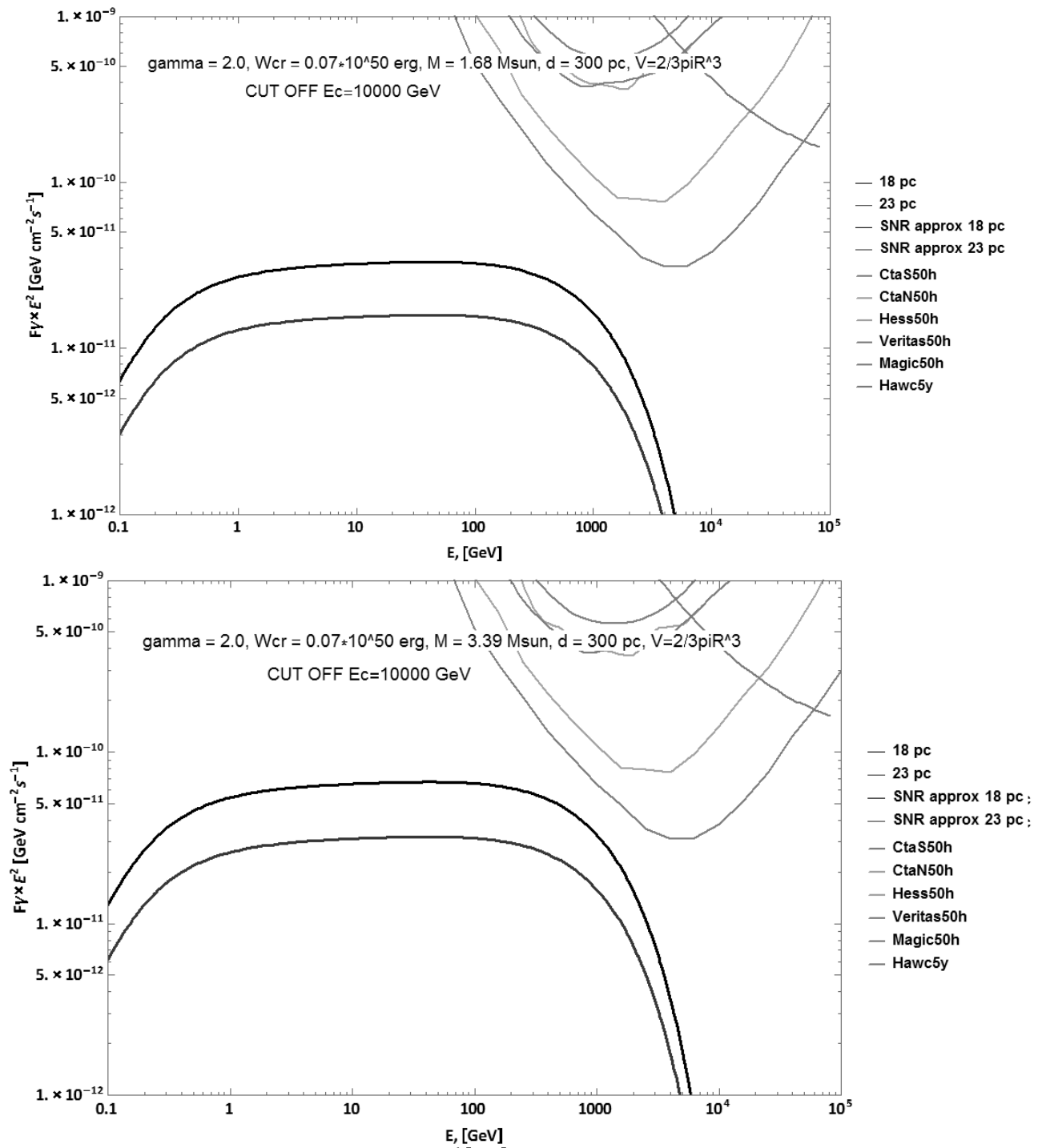


Рис. 2. Триплет подій

## Список використаних джерел

1. Grondin M.-H. The Vela-X Pulsar Wind Nebula revisited with 4 years of Fermi-Large Area Telescope observations / M.-H. Grondin, R. W. Romani // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – Vol. 774.
2. Sushch I. Modeling of the Radio Emission from the Vela Supernova Remnant / I. Sushch, B. Hnatyk // *Astronomy and Astrophysics*. – 2013. – V. 561.
3. Березинский В. С. Астрофизика космический лучей / В. С. Березинский // Наука. – 1990.
4. Sushch I. Modeling of the Vela complex including the Vela supernova remnant, the binary system  $\gamma 2$  Velorum, and the Gum nebula / I. Sushch, B. Hnatyk, A. Neronov // *Astronomy and Astrophysics*. – Vol. 525, id.A154.
5. Disentangling multiple high-energy emission components in the Vela X pulsar wind nebula with the Fermi Large Area Telescope. arXiv1806.11499 / L. Tibaldo et al.
6. Probing the extent of the non-thermal emission from the Vela X region at TeV energies with H.E.S.S. 2012, *A&A*, 548, A38 / A. Abramowski, F. Acero, F. Aharonian et al.
7. Aharonian F. A. Very High Energy Cosmic Gamma Radiation: A Crucial Window on the Extreme Universe / F. A. Aharonian // World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 2004. – P. 495.
8. The CTA Collaboration Science with CTA // eprint arXiv:1709.07997. –2017.

9. Kotera K. The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays / K. Kotera, A. V. Olinto // Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. – 2011. – 49. – P. 119–153.
10. Blasi P. The origin of galactic cosmic rays / P. Blasi // Astron. & Astroph. Rev. – 2013. – Vol. 21, id.70.
11. Neronov A. Supernova Origin of Cosmic Rays from a  $\gamma$ -Ray Signal in the Constellation III Region of the Large Magellanic Cloud / A. Neronov // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119, id.191102.
12. Caprioli D. Understanding hadronic emission from supernova remnants / D. Caprioli // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2011. – Issue 05, id. 026.
13. Gabici S. Gamma-ray emission from supernova remnants and surrounding molecular clouds: AIP Conference Proceedings / S. Gabici. – Vol. 1792, Issue 1, id.020002.
14. Investigating the Structure of Vela X eprint arXiv:1808.03878 / P. Slane et. al.

Надійшла до редколегії 15.11.18

Р. Гнатык, инж.,  
К. Винокурова, студ.,  
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

### ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ТЭВНОГО ДИАПАЗОНА ОТ ОСТАТКА ВСПЫШКИ СВЕРХНОВОЙ ПАРУСА

*Остатки сверхновых считаются одними из основных источников галактических космических лучей (КЛ) с энергиями до  $10^{17}$  эВ. Экспериментальным подтверждением присутствия ядерного компонента КЛ в остатках является их гамма-излучение очень высоких энергий (более 100 ГэВ) как результат неупругих столкновений КЛ с мишенями-атомами межзвездной среды внутри и в окрестности остатков. В работе рассчитаны ожидаемые потоки такого гамма-излучения от одного из ближайших к Земле остатка сверхновой Паруса. Проанализирована возможность регистрации локализованных источников гамма-излучения внутри остатка, обусловленных присутствием областей повышенной плотности газа в результате испарения межзвездных облаков за фронтом ударной волны остатка.*

*Ключевые слова: космические лучи, гамма-излучение, остатки вспышек сверхновых, остаток Паруса.*

R. Gnatyk, ing.,  
K. Vynokurova, stud.,  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### TeV GAMMA-RAY RADIATION FROM VELA SUPERNOVA REMNANT

*Sources and mechanisms of acceleration of the cosmic rays (CR) – a stream of nuclei, electrons and, to a lesser extent, antiparticles with a nonthermal power law energy spectrum extending to energies above  $10^{20}$  eV, are still unknown. Theoretical calculations and experimental data show that the diffusive acceleration of the CR at the shock wave fronts (first order Fermi mechanism) in Galactic sources, first of all in the Supernova remnants (SNR), may be responsible for the observed CR flux with energies up to  $E \leq 10^{18}$  eV. In this case, the lepton component of the CR (electrons, positrons) is confidently manifested in the SNR due to synchrotron radiation in a turbulent magnetic field inside the SNR. At the same time, the proton and nuclear component is not effective in synchrotron emission under typical CR parameters and magnetic fields in the SNR. Its presence in the SNR can be revealed due to the hadron mechanism of gamma-ray generation – the decay of neutral pions generated by inelastic collisions of the CR with particles-targets – atoms of interstellar medium inside and in the vicinity of SNR. Now only a few SNRs with a detectable gamma-ray flux of a hadron origin are known, in which the interaction of SNR with molecular clouds is observed, which provides the necessary concentration of particles-targets for CR.*

*In our work we calculate the expected fluxes of such gamma-radiation from the Vela SNR, one of the closest SNR to the Earth, which evolves in a cloudy interstellar medium and is a potential candidate for the hadron mechanism gamma-ray source. The possibility of detecting Vela SNR with modern (Magic, HAWC, H.E.S.S.) and future (CTA) gamma-ray detectors is analyzed. It is shown that the sensitivity of CTA will be sufficient to detect the gamma-radiation generated by the hadron mechanism.*

*Also we analyzed the possibility of registration of localized sources of gamma-radiation within the Vela SNR due to the presence of high gas density clouds. The fluxes from the two most massive clouds within the Vela SNR are calculated and compared with the sensitivity of the modern and future gamma-ray detectors. It is shown that sufficient sensitivity to detect the most massive clouds within the SNR will have the CTA facility if the spectrum of the gamma-rays generated by the hadron mechanism is without cut-off on the energy 10 TeV.*

*Key words: cosmic rays, gamma-ray radiation, Supernova remnants, Vela Supernova remnant*

УДК 520.82; 523.6; 523.68

П. Козак, канд. фіз.-мат. наук,  
Астрономічна обсерваторія  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

### МЕТЕОРИ З МУЛЬТИМОДАЛЬНИМИ КРИВИМИ БЛИСКУ: СПОСТЕРЕЖЕННЯ ТА ЯКІСНІ МОДЕЛІ

*Розглянуто проблему телевізійної реєстрації метеорів з аномальними кривими блиску, зокрема з мультимодальними та бімодальними їх типами. Наведено результати спостережень двох метеорів з потоку Персеїди, отримані за допомогою телевізійних систем типу суперізокон. Одна з кривих блиску має мультимодальний характер і може бути пояснена дробленням тіла, інша належить до явно вираженого бімодального типу, який не можна на сьогодні точно пояснити. Запропоновано якісні моделі для інтерпретації метеора з бімодальною кривою блиску. Одна з них передбачає двокомпонентний склад метеороїда, коли тіло, по суті, складається із двох частинок. Інший варіант – однорідний монолітний метеороїд зі специфічною геометричною формою та параметрами можливого обертання тіла. Запропоновані моделі є найпростішими за кількістю варіативних параметрів і можуть претендувати на дос-*



товірність при успішному проведенні кількісного аналізу. Зазначено, що остаточно підтвердити чи спростувати тип моделі можна лише при проведенні паралельних спектральних спостережень метеорів.

**Ключові слова:** метеори, відеоспостереження метеорів, аномальні метеори, фотометрія, криві блиску метеорів, бімодальні та мультимодальні криві блиску метеорів, фізична модель руху метеора в атмосфері, якісний аналіз результатів спостережень.

**Вступ.** Нині телевізійні або відеоспостереження метеорів практично повністю витіснили фотографічні. У Метеорній базі даних Міжнародного астрономічного союзу кількість фотографічних метеорів з розрахованими елементами орбіти становить 4 873, у той час як база даних відеоспостережень налічує більше 110 000 метеорів (MDC IAU, <https://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2007/>) [1, 2] та неперервно поповнюється [3]. На загальному тлі збільшення кількості даних про метеори все чіткіше проявляються особливості деяких їхніх типів, які суттєво відрізняються від середнестатистичних. Такі метеори часто називають аномальними, причому аномаліями можуть бути як кінематичні характеристики деяких метеорів, так і їхні фотометричні характеристики.

Найбільш класичним випадком аномалій кінематичних параметрів метеорів, хоча й не новим, є наявність серед спостережуваних метеорів частинок, що прилетіли ззовні Сонячної системи. Такі метеороїди мають гіперболічні геліоцентричні орбіти ( $a < 0$ ,  $e > 1$ ), однак це ще не є доказом їхнього зовнішнього (відносно Сонячної системи), тобто міжзоряного походження. Очевидно, що зближення метеороїда в минулому з великою планетою може змінити до того еліптичну орбіту частинки на гіперболічну. Незважаючи на неодноразову реєстрацію гіперболічних метеороїдів за допомогою радарів [4, 5], достовірні випадки реєстрації таких частинок в оптичному діапазоні є надзвичайно рідкісними. Мова йде про достовірно визначену гіперболічну орбіту метеороїда, оскільки похибка обчислення його швидкості при вході в атмосферу становить близько 1–2 км/с. Чи не єдиним, але найвідомішим випадком реєстрації двох явно виражених міжзоряних метеороїдів є роботи [6, 7], де повідомляється про телевізійну реєстрацію двох міжзоряних метеороїдів з геліоцентричними швидкостями  $49.9 \pm 1.7$  та  $48.4 \pm 0.6$  км/с, що разом з похибками суттєво перевищує гіперболічну межу.

Іншим типом аномальних проявів є реєстрація ультракоротких спалахів метеорної активності деяких метеорних потоків. У роботі [8] повідомляється про реєстрацію 100–150 метеорів за 2 с, а в [9] – про 15 метеорів за 4 с та 38 метеорів – за 2 с, що спостерігалися в метеорному потокові Леоніди. В останній роботі робиться висновок, що існування компактної кластерної структури частинок у деяких метеорних роях розміром у кілька сотень кілометрів має бути продуковане кометним ядром не раніше останнього проходження нею перигелію, тобто це нові утворення.

Цікавим проявом аномальної поведінки метеорів є спостереження метеороїдів, дотичних до земної атмосфери, коли після проходження перигею частинка не випаровується повністю, а продовжує рух далі в космічний простір. Після зустрічі із Землею такий метеороїд незначно міняє свою орбіту, а також масу. За загальними ознаками дане явище має спостерігатися відносно часто, однак на сьогодні офіційно зареєстровано лише кілька подій. Яскравий болід  $-18^m$  було зареєстровано вдень у 1972 р. над територією США та Канади [10]. Болід мав масу  $10^6$  кг і відстань до поверхні Землі в перигеї 58 км. Три інші метеори були значно слабші: болід над Чехією та Польщею 1990 р. мав зоряну величину  $-6^m$  [11]; болід  $-8^m$  був зареєстрований у 2006 р. над Японією [12]; метеор  $-4^m$  спостерігався у 2016 р. над Іспанією [13]. Найслабший дотичний метеор  $+3^m$  було зареєстровано у 2003 р. над Україною [14], теоретичне моделювання його руху в атмосфері описане в [15]. В усіх цих випадках мінімальне зближення метеороїдів з поверхнею Землі було близько 100 км. Така невелика кількість зареєстрованих дотичних метеороїдів може, імовірно, бути пояснена помилковими оцінками точності обробки метеорних спостережень – адже після перигею висоти таких частинок над рівнем моря формально починають зростати, що може бути прийнято за помилку розрахунків, а сам метеор виключено з каталогу.

Метеори з аномальними висотами появи, тобто такими, що перевищують 130 км, на сьогодні вже не є чимось рідкісним [16]. За допомогою телевізійних спостережень було зареєстровано метеор  $-3.5^m$  з потоку Персеїд у 1993 р. над Києвом [17, 18] з висотою появи близько 137 км. Найвідомішим став випадок реєстрації двох яскравих метеорів  $-7^m$  та  $-4^m$  у Японії при спостереженні метеорного потоку Леоніди в 1995–1996 рр. – вони мали висоти появи близько 160 км [19]. При спільних фотографічних [20] і відеоспостереженнях [21] метеорного потоку Леоніди в 1998 р. у Китаї на телевізійних камерах 12 болідів починалися суттєво раніше фотографічних – автори [21] декларують висоту появи 145–200 км. Паралельні спостереження того самого потоку в Монголії [22] дають лише кілька метеорів з аномально висотами появи 130–145 км. Згодом метеори з висотами появи більше 130–175 км реєструвалися неодноразово (хоча точність обчислень не завжди була достатньо надійною), а іноді й не лише у яскравіших метеорних потоках [23–28]. Загальної теорії, яка пояснювала б із фізичного погляду появу метеорів на висоті значно вище не лише температури випаровування (абляції), але й температури плавлення, на сьогодні не існує. Автори [29] говорять про дифузну структуру метеора на надвеликих висотах і про новий тип радіації (світіння), пов'язаний з ударними зіткненнями з атомами атмосфери [30], однак така теорія наводиться лише якісно і потребує доведення.

Не менш цікавими з наукового погляду є фотометричні аномалії в метеорах. У першу чергу, як уже було сказано у [29], – це дифузна структура метеора на початкових надвеликих висотах. Далі автори [31], використовуючи швидкісну відеотехніку (1000 кадрів/с), демонструють специфічний вигляд метеорної коми в яскравого боліда, що більше нагадує форму ударної хвилі, яку також неможливо інтерпретувати в рамках сучасної теорії. У роботах [32, 33] наводяться результати обробки деяких метеорів, які демонструють, на думку авторів, поперечні джети завдовжки 0.5–1 км, пояснення яких загалом, і зокрема в даному випадку, також незрозуміле – адже за результатами обробки метеорних зображень, отриманих випадково камерою на телескопі Subaru [34], ширина світної метеорної коми лежить у діапазоні 50–100 м (хоча йдеться переважно про слабкі метеори).

Одним з найцікавіших феноменів є аномальні криві блиску метеора, оскільки води демонструють нестандартну поведінку явища, яке залежить від густини та внутрішньої структури космічної частинки, зокрема її пористості. Класична крива блиску передбачає, що метеор спочатку повільно, а потім усе швидше "розгоряється", збільшуючи блиск, досягає максимальної величини світіння, а потім дещо швидше (іноді – дуже швидко) згасає. Така форма кривої блиску досить упевнено пояснюється дією переважно двох параметрів: густини атмосфери, яка зростає на

шляху метеора, і величиною його міделя (поперечного до напрямку руху розміру), який зменшується через випаровування тіла. Коливання інтенсивності блиску вздовж траєкторії, які неодноразово спостерігалися [35, 36] (іноді – досить суттєві), хоча і не пояснюються класичною теорією руху монолітного тіла, однак досить легко можуть бути інтерпретовані дробленням частинки. Варіюючи параметри дроблення, можна пояснити досить різноманітні флуктуації інтенсивності випромінювання в так званих мультимодальних кривих блиску метеора. Однак існують випадки бімодальних кривих блиску, коли блиск метеора спочатку повністю (або майже повністю) зникає, а потім поновлюється. Зміну блиску таких метеорів досить важко пояснити дробленням.

У роботі [37] наводяться вибірккові результати спостережень метеорів, отриманих за допомогою Канадського спостережного комплексу CAMO, зокрема 21 метеора з явно вираженою бімодальною кривою блиску. Більшість таких кривих блиску складається з першого плавного піку та другого яскравішого й дуже різкого. Для моделювання таких кривих блиску автори використовують модель пилової кулі (dustball model), спочатку розроблену в [38], а потім удосконалену для двокомпонентного тіла в [39]. Розглядалась ситуація, коли деяка частина тугоплавної компоненти вже відділилася від основного тіла до початку інтенсивного випаровування. Оптимальна, хоча й не ідеальна, апроксимація кривої блиску відбувається при масі попередньо звільнених частинок  $10^{-9}$  кг та  $10^{-6}$  кг тих, які залишились в "склеєному" стані на початок абляції.

У даній роботі пропонується до розгляду метеор з явно вираженою бімодальною кривою блиску, що належав до потоку Персеїд і спостерігався в 1991 у Києві, і набір якісних моделей для його опису.

**Результати спостережень.** Під час спостережень у 1991 р. метеорного потоку Персеїди було зареєстровано кілька метеорів з коливаннями в кривій блиску [17, 18]. При цьому один метеор демонстрував коливання в кривій блиску, типові для моделі дроблення тіла (рис. 1). Варіюючи кількість та масу частинок, що відділяються від основного тіла, і швидкість їх відділення, тобто параметри дроблення, можна легко змоделювати таку криву блиску.

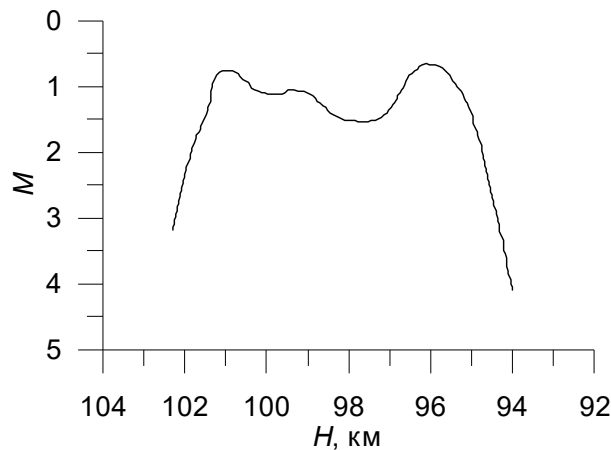


Рис. 1. Незначні коливання інтенсивності випромінювання у кривій блиску метеора (Персеїд, 1991), які можна пояснити дробленням тіла

Даний метеор мав передатмосферну швидкість  $v_{\infty} = 62.35$  км/с, початкову та кінцеву висоти  $H_b = 102.2$  та  $H_e = 94.0$  км, відповідно, і був середньої яскравості: абсолютна зоряна величина в максимумі  $M = 0.5^m$ , маса  $m = 8.5 \times 10^{-6}$  кг.

Однак інший метеор мав явно виражену бімодальну криву блиску, причому був зареєстрований і опрацьований за обома пунктами спостереження майже на всій ділянці (за винятком самого початку) його траєкторії. На рис. 2 наведені його зображення в окремих кадрах з обох пунктів спостереження (А – с. Лісники, В – с. Пилиповичі) і крива його блиску, також побудована за двома пунктами. При спостереженнях використовувались надчутливі телевізійні системи типу суперізокон, які, однак, мають довге післясвічення на мішені передавальної телевізійної трубки. Саме цим пояснюється існування в окремих вибраних кадрах майже всього інтегрального зображення метеора. Утім, порівнюючи зображення в кадрах і побудовану криву блиску, можна зауважити, що перший пік на зображеннях уже дещо зменшився відносно другого, отже, зображення не відображають строго фотометричну картину метеора в розвитку. Отримані видимі зоряні величини  $M_{vis}$  метеора за обома пунктами переводилися в абсолютну зоряну величину  $M$  (на відстань 100 км) за відомою формулою

$$M = M_{vis} + 10 - 5 \lg R,$$

де  $R$  виражено в км. На рис. 2 світлі кружки відповідають вимірам за пунктом А, чорні – за пунктом В. Суцільна крива отримана шляхом "зшивання" двох апроксимуючих поліномів 5-го та 3-го степеня. Як видно з рис. 2, на жаль, перший пік кривої блиску, що має максимум на висоті близько 105 км, не повністю потрапив у поле зору, так само як і початок метеора.

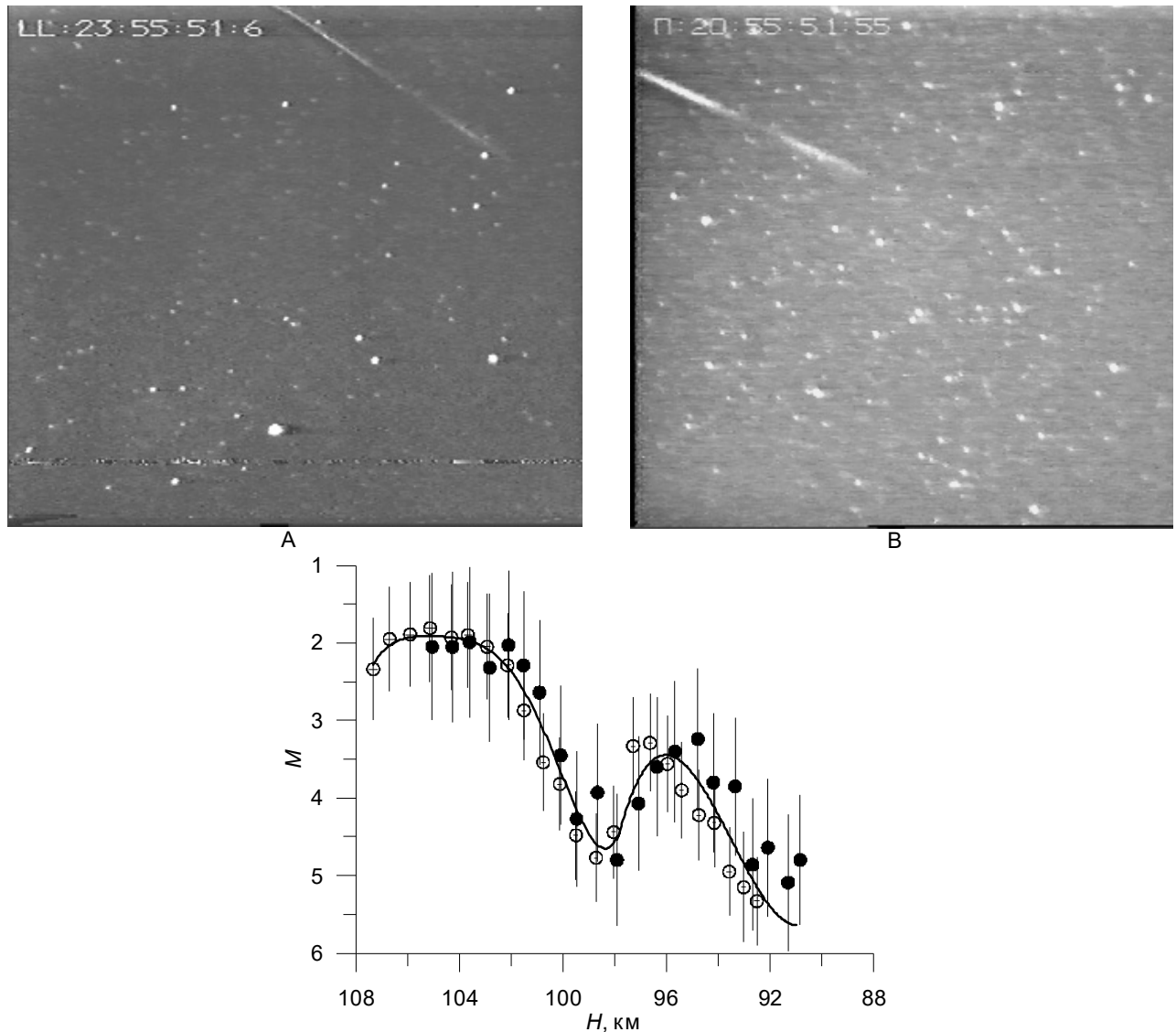


Рис. 2. Бімодальна крива блиску метеора з потоку Персеїди, зареєстрованого 14 серпня 1991 р.,  $UT = 20:55:51$ . Білі кружки – пункт А, чорні – пункт Б

Кінематичні параметри метеора наведені в табл. 1, а саме: висоти  $H$  появи та зникнення, видима довжина траєкторії  $L$  та час існування  $t$ , зенітний кут входження метеороїда в атмосферу  $Z_R$ ; модулі швидкості  $v$  та екваторіальні координати  $\alpha$ ,  $\delta$  видимого  $vis$ , передатмосферного  $\infty$ , геоцентричного  $g$  та геліоцентричного  $h$  радіантів; елементи геліоцентричної орбіти метеороїда:  $a$  – велика піввісь орбіти,  $e$  – ексцентриситет,  $i$ ,  $\omega$ ,  $\Omega$  – нахил, аргумент перигелію та висхідний вузол орбіти, відповідно (усі кутові елементи наведено на епоху J2000.0).

Таблиця 1

Кінематичні характеристики метеора з бімодальною кривою блиску

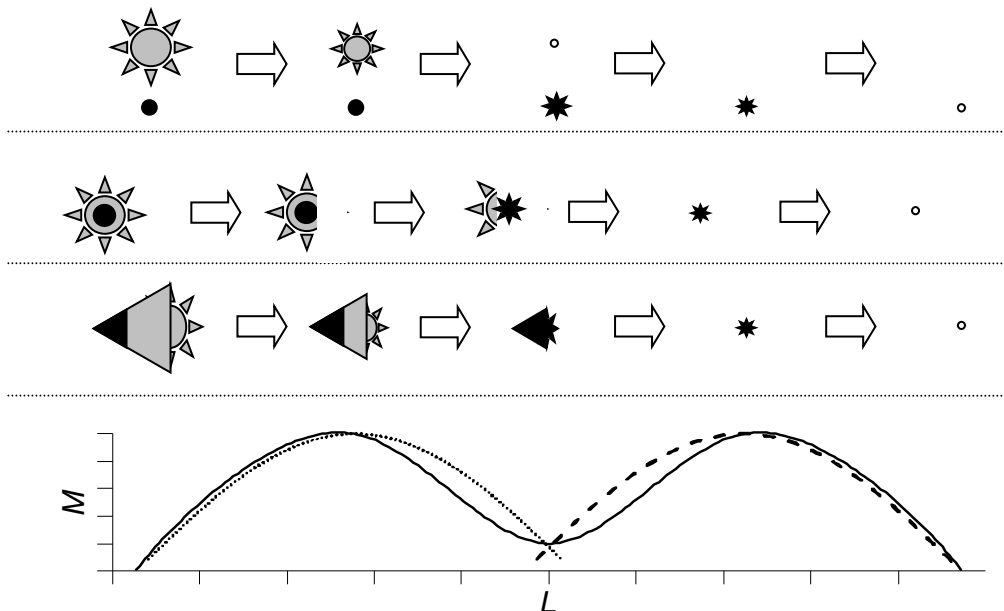
Траєкторія				
$H_b$ , км	$H_e$ , км	$L$ , км	$t$ , с	$Z_R$ , °
> 105.01	$89.45 \pm 0.12$	> 27.98	> 0.49	$53.67 \pm 0.41$
Радіант та швидкість				
	$vis$	$\infty$	$g$	$h$
$\alpha_R$ , °	$52.11 \pm 0.73$	$52.27 \pm 0.74$	$53.10 \pm 0.74$	$139.23 \pm 6.14$
$\delta_R$ , °	$60.89 \pm 0.25$	$61.13 \pm 0.25$	$60.79 \pm 0.26$	$87.79 \pm 0.53$
$v$ , км/с	$58.56 \pm 0.36$	$58.42 \pm 0.36$	$57.36 \pm 0.36$	$40.84 \pm 0.40$
Орбіта				
$a$ , а.о.	$e$	$i$ , °	$\omega$ , °	$\Omega$ , °
$10.67 \pm 4.22$	$0.91 \pm 0.03$	$109.03 \pm 0.23$	$145.51 \pm 1.72$	$141.83321 \pm 0.00001$

За всіма ознаками даний метеор – типовий Персеїд. Максимум блиску в першому пікові становив  $+2^m$ , у другому  $+3.5^m$ , а в депресії  $+4.5^m$ , що майже відповідає фонові неба. Як видно з рис. 2, чутливість спостережної апаратури обмежувалася  $+5.5^m$ , тим не менш повного зникнення світіння не відбулося. За формою бімодальної кривої блиску метеор не підпадає під основну частину описаних у [37], а має протилежний вигляд – перший пік інтенсивний, а другий слабкий. Проведемо якісний аналіз можливих моделей внутрішньої будови метеороїда та розвитку відповідного метеора.

**Якісний аналіз і можливі моделі метеора.** У роботі [37] авторами згадується, що найпростішим поясненням бімодальних кривих блиску могли б служити дві частинки, які не розділяються апаратурою. Однак ними ж приймається версія пилової кулі, де є багато частинок двох різних за розмірами й масою типів, "склесних" більш летючою речовиною на зразок льоду. Ми не будемо розглядати аналогічну модель, оскільки, по-перше, вона вже детально розроблена в [38, 39] та [37], а по-друге тому, що така модель має досить багато степенів вільності, тобто параметрів, зміною яких можна коригувати поведінку тіла, що в природі навряд чи має місце. У даній роботі ми розглянемо якісно лише найпростіші моделі, які могли б описати такі бімодальні криві блиску. У такому моделюванні, крім простоти будови тіла (або тіл), будемо зважати на фізичну можливість існування в природі даного утворення. Загалом будемо розглядати два типи метеороїдів, у яких у першому випадку причиною двох піків на кривій блиску є двокомпонентний склад космічної частинки, а в іншому – частинка передбачається однорідною та монолітною, а причиною бімодальності кривої блиску є геометрична форма метеороїда.

**Композитний метеороїд із двох компонент.** Як уже згадувалося, найпростіший випадок спостереження бімодальної кривої блиску – паралельний політ на дуже маленькій відстані двох різних частинок, наприклад кам'яної та частинки з льоду. У випадку нашої спостережної апаратури кутковий розмір пікселя становить  $4'$ , що на відстані 100 км відповідає приблизно 115 м. Отже, такі дві частинки мають рухатися на відстані приблизно такого самого порядку й тоді будуть сприйняті спостережною апаратурою як одна. Варіюючи їхні маси, форми тіл і густину, можна підібрати таку поведінку їхніх кривих блиску, яка б при їх складанні забезпечила бімодальний вигляд інтегральної кривої (рис. 3 а). Слід зауважити, що досить легко підібрати параметри таких частинок для випадку, коли перший пік малий за інтенсивністю, а другий – більший, як було описано в [37]. У протилежному випадку, тобто такому, який наведено на рис. 2, підібрати дві частинки, які б забезпечили дуже мале світіння в депресії інтегральної кривої, досить важко – значно простіше змодельовати ситуацію, де глибина депресії буде незначна, тобто криві блиску двох частинок суттєво перекриваються. Причина тут очевидна – більш легкоплавка частинка має встигнути досягти температури кипіння та повністю випаруватися, поки інша ще не досягла своєї температури інтенсивного випаровування, а можливо, лише температури плавлення, адже незначне світіння вже можливе для її детектування й у цьому випадку. Іншою проблемою такої моделі є факт існування на малій відстані двох частинок протягом тривалого часу – від локального руйнування частини кометного ядра. У цьому випадку значно легше припустити руйнування такого кам'яно-льодового метеороїда безпосередньо перед чи при вході в земну атмосферу.

Інші, реалістичніші щодо можливості існування варіанти такої моделі наведені на рис. 3 б та 3 в. У першому випадку (рис. 3 б) більш тугоплавка – кам'яна або залізна – частинка покрита шаром більш легкоплавкої, наприклад льодово-пилової суміші.



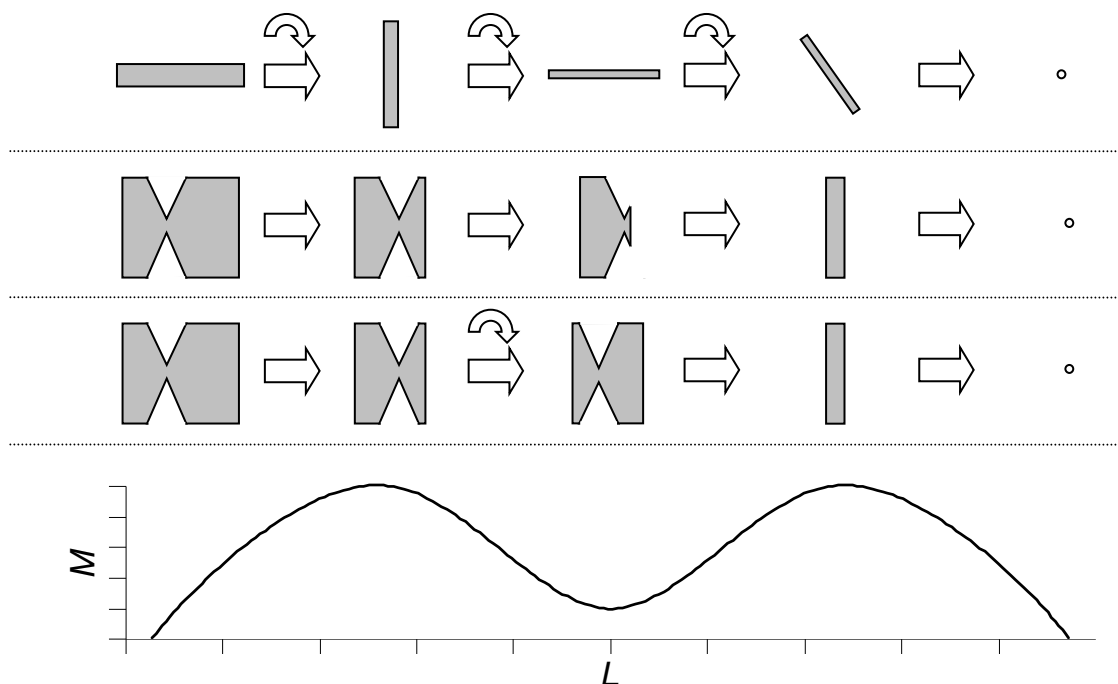
**Рис. 3. Різні варіанти двокомпонентної структури метеороїда, яка може спричинити бімодальну криву блиску:**  
 а – нез'язані частинки, що рухаються паралельно, причому легкоплавка частинка практично повністю випаровується до початку абляції тугоплавкої частинки; б – тугоплавка частинка покрита шаром легкоплавкої, яка спочатку випаровується, а потім відкриває шлях для нагрівання й випаровування тугоплавкої;  
 в – уламок більшої за розміром частинки, яка також складалася з більш тугоплавкого ядра та менш тугоплавкої периферії – розвиток ситуації аналогічний попередньому випадку;  
 схематична крива блиску метеора, яка, по суті, є композицією двох незалежних кривих блиску

Співвідношення розмірів частинок, їхні внутрішні характеристики та кут входження в атмосферу можна варіювати в певних межах довжини (час існування) першого та другого піків. Наприклад, (див. рис. 3 а), для того, щоб отримати повністю розривну криву блиску метеора, при такому варіанті необхідно, щоб легкоплавка частинка випарувалася повністю до початку світіння тугоплавкої – інакше світіння повністю не припиниться. Аналогічна ситуація для моделі, зображеної на рис. 3 б – метеор буде продовжувати світитися в мінімумі, оскільки внутрішня частинка вже буде відкрита набігаючому потокові повітря, а зовнішня все ще продовжуватиме випаровуватися. Слід зауважити, що ситуація може дещо або суттєво змінитись при швидкому обертанні такої сферичної частинки. У цьому випадку випаровування поверхні може йти рівномірно або майже рівномірно, і при достатньо низькому коефіцієнтові теплопровідності зовнішнього шару той може повністю випаруватися, не передавши достатньо енергії внутрішній частинці, – тоді вона зустрінеться з молекулами повітря, будучи доволі холодною.

Випадок, зображений на рис. 3 в, аналогічний попередній ситуації, але обидві складові є уламком більш крупної частинки, що спочатку мала сферичну (або схожу) форму. Відмінністю такої конфігурації відносно попередньої є очевидність екранування внутрішньої тугоплавкої складової поверхневою речовиною до повного її випаровування, оскільки така геометрія тіла буде створювати стійкий його рух в атмосфері. Хотілося б зауважити, що ідентифікація такої двокомпонентної моделі метеороїда може бути легко реалізована за допомогою паралельних спектральних спостережень за умови, що метеор достатньо яскравий.

**Монолітний однорідний метеороїд неправильної форми.** Незважаючи на очевидну складність можливої реалізації кількісного аналізу наведених вище моделей (через малу кількість у них варіативних параметрів), усе ж видається доцільним побудувати в перспективі відповідні кількісні моделі. Однак ще складнішим видається спроба пояснити бімодальні криві блиску за допомогою моделі руху однорідного монолітного тіла. Проте можна уявити тіла неправильної геометричної форми, які через цю свою особливість або додатково через раптову зміну їхньої орієнтації під час руху в атмосфері змогли б зумовити такі специфічні криві блиску.

Найпростішим варіантом є частинка, яка обертається, і при цьому в певному положенні її мідель має дуже мале значення. Найочевидніша форма – форма монети (рис. 4 а). Перший пік у кривій блиску досягається, коли частинка повертається поверхнею перпендикулярно до напрямку руху, а мінімум – відповідно коли вона летить "ребром монети" уперед. Другий максимум пов'язаний лише частково з перпендикулярною орієнтацією частинки, а більше із завершенням випаровування в густіших шарах атмосфери. Певним недоліком такої моделі є той факт, що можливість і швидкість обертання будуть сильно залежати від маси, розміру та швидкості руху космічної частинки через велике аеродинамічне навантаження при зустрічі з атмосферою планети, особливо у відносно густих шарах атмосфери. Адже, очевидно, стійким положенням частинки є її орієнтація, коли її поверхня перпендикулярна до напрямку руху, і щоб здійснити поворот, метеороїд повинен мати достатній обертальний момент.



**Рис. 4. Різні варіанти форми та руху монолітного метеороїда однорідної структури, яка може спричинити бімодальну криву блиску:**

- а – плоский монетоподібний метеороїд, що обертається, – мінімум блиску зумовлений мінімальним міделем частинки;  
 б – циліндричний гантелеподібний метеороїд, у якого задня частина певний час повністю екранується передньою; в – метеороїд, аналогічний б, але коли депресія блиску зумовлена його одноразовим обертанням на  $180^\circ$ , викликаним поступовим зміщенням центра мас; схематична крива блиску, що відображає зміну орієнтації частинки протягом польоту

На рис. 4 б схематично зображений циліндричний гантелеподібний метеороїд, що складається із різних за довжинним розміром частинок, які з'єднані вузьким "перешийком". Метеороїд спочатку має рухатися більшою частиною вперед – такий рух буде стійким через те, що центр мас ближчий до фронтальної частини. Ще однією умовою стій-

кого руху є значно більший поперечний розмір кожної з частин тіла, ніж поздовжній (тобто діаметр циліндрів більший ніж їхня довжина). Передній і задній циліндри мають або однаковий радіус, або передній більший – це забезпечує повну екранізацію задньої частини метеороїда. А вузький з'єднуючий "міст" має порівняно малий діаметр, що мінімізує передавання тепла до задньої частини, особливо при низькому коефіцієнті теплопровідності речовини. По мірі випаровування передньої циліндричної частини інтенсивність блиску метеороїда буде зростати лише за рахунок збільшення густини атмосфери, адже мідель циліндричного метеороїда не змінюється. При наближенні фронтальної поверхні частинки до "перешийку", що з'єднує передню та задню частини тіла, еволюція метеора може йти двома шляхами. У першому випадку (рис. 4 б) передня частина досить швидко зникає повністю, оголюючи практично холодну задню частину метеороїда. Крива блиску при цьому має мінімум (або світіння зникає зовсім), а далі починається фаза нагрівання та випаровування задньої частини тіла, яка має проходити значно інтенсивніше, оскільки відбувається в нижчих, густіших шарах атмосфери.

Дещо інший варіант розвитку подій – коли по мірі випаровування передньої частини тіла центр мас метеороїда зміщується в задню частину тіла, за "перешийок". У цьому випадку рух може стати нестійким і з'явиться обертальний момент, який, у свою чергу, зумовить розворот тіла на 180°. З початком і протягом розвороту тіло буде орієнтуватися своїми відносно холодними частинами (задня частина буде майже повністю холодна, але бокова поверхня передньої частини – ні) уперед, що спричинить депресію в кривій блиску метеора. Глибина депресії залежить від деталей геометричної форми тіла.

**Висновки.** Запропоновані тут моделі форми, складу та фізичних властивостей метеороїдів і деяких особливостей їхнього руху є найпростішими з тих, що претендують на пояснення бімодальних кривих блиску, що іноді спостерігаються в метеорах. На відміну від описаних у [38, 39] та [37], такі моделі мають мінімум варіативних параметрів, і за можливості коректного підбору цих параметрів під час кількісного аналізу згадані моделі зможуть претендувати на вищу ймовірність реалізації в природі. Проте слід зауважити, що такі якісні моделі оперують дуже схематичними геометричними конфігураціями метеороїдів, як монолітних, так і двокомпонентних. При кількісному аналізі та відповідному числовому моделюванні слід буде розглядати не лише такі ідеалізовані, а й природніші форми тіл та їхні композиції. Також нагадаємо, що, імовірно, крапкою у виборі фізичної моделі, яка надійно описує бімодальну криву блиску метеора, буде успішна реалізація паралельних спектральних спостережень.

#### Список використаних джерел

1. Jopek T.J. Current status of the-IAU MDC Meteor Showers Database : Proc. Astron. Conf. Meteoroids, 2013 / T. J. Jopek, Z. Kanuchova ; eds. : T. J. Jopek, F. J. M. Rietmeijer, J. Watanabe, I. P. Williams. – Poznan (Poland) : A. M. Univ. Press, 2014. – P. 353–364.
2. Svoren J. Current status of the photographic meteoroid orbits database and a call for contributions to a new version / J. Svoren, V. Porubcan, L. Neslusan // Earth, Moon, and Planets. – 2008. – 102. – 1-4. – P. 11–\*14.
3. SonotaCo A meteor shower catalog based on video observations in 2007–2008 // WGN, the Journal of the IMO. – 37:2. – 2009. – P. 55–56.
4. Taylor A. D. Discovery of interstellar dust entering the Earth's atmosphere / A. D. Taylor, W. J. Baggaley, D. I. Steel // Nature. – 1996. – 380. – 6572. – P. 323–325.
5. Baggaley W. J. Advanced Meteor Orbit Radar observations of interstellar meteoroids / W. J. Baggaley // Journal of Geophysical Research. – 2000. – 105, A5. – P. 10353–10361.
6. Hawkes R. Optical detections of two meteoroids from interstellar space / R. Hawkes, S. Woodworth // Journal of the Royal Astron. Soc. of Canada. – 1997. – 91. – P. 218–219.
7. Hawkes R. Meteoroids from outside the solar system / R. Hawkes, T. Close, S. Woodworth // Proc. Int. Conf. Meteoroids 1998 / eds. W. J. Baggaley, V. Porubcan. – Tatranska Lomnica, Slovakia, 1999. – P. 257–264.
8. Kinoshita M. Preliminary activity of Leonid meteor storm observed with a video camera in 1997 / M. Kinoshita, T. Maruyama, T. Sagayama // Geophysical Research Letters. – 1999. – 26, 1. – P. 41–44.
9. Meteoroid clusters in Leonids: evidence of fragmentation in space / J. Watanabe, I. Tabe, H. Hasegawa et al. // Publ. Astron. Soc. in Japan. – 2003. – 55, 3. – P. L23–L26.
10. Ceplecha Z. Earth-grazing daylight fireball of August 10, 1972 / Z. Ceplecha // A&A. – 1994. – 283. – P. 287–288.
11. Borovička J. Earth-grazing fireball of October 13, 1990 / J. Borovička, Z. Ceplecha // A&A. – 1992. – 257. – P. 323–328.
12. Meteor Network Team in Japan Earth-grazing fireball on March 29, 2006 / S. Abe, J. Borovička, P. Spurný et al. // European Planet. Sc. Cong. 2006, Berlin, Germany. – 2006. – P. 486.
13. Earth-grazing fireball from the Daytime  $\zeta$ -Perseid shower observed over Spain on 2012 June 10 / J. M. Madiedo, F. Espartero, A. J. Castro-Tirado et al. // MNRAS. – 2016. – 460, 1. – P. 917–922.
14. Kozak P. M. Upward-moving low-light meteor – I. Observation results / P. M. Kozak, J. Watanabe // MNRAS. – 2017. – 467, 1. – P. 793–801.
15. Козак П. Дотичні до земної атмосфери метеори / П. Козак // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2017. – 1 (55). – С. 48–51.
16. Козак П. М. Метеори з аномальними висотами появи за телевізійними спостереженнями в Києві / П. М. Козак // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2017. – 2 (56). – С. 6–9.
17. Perseid meteor stream 1991-1993 from TV observations in Kiev / M. Hajdukova, V. G. Kruchinenko, A. M. Kazantsev et al. // Earth, Moon and Planets. – 1995. – 68. – 297–301.
18. Catalogue of Perseid shower meteors on TV observations in Kyiv during 1991-1993 / V. G. Kruchinenko, A. M. Kazantsev, Yu. G. Taranukha et al. // Bull. Kiev Univ. Astronomy. – 1997. – 34. – P. 94–117.
19. Meteor luminosity at 160 km altitude from TV observations for bright Leonid meteors / Y. Fujiwara, M. Ueda, Y. Shiba et al. // Geophys. Res. Lett. – 1998. – 25, 8. – P. 285–288.
20. Very precise orbits of 1998 Leonid meteors / H. Betlem, P. Jenniskens, J. Leven et al. // Meteoritics and Planetary Science. – 1999. – 34. – P. 979–986.
21. Atmospheric behavior and extreme beginning heights of the thirteen brightest photographic Leonid meteors from the ground based expedition to China / P. Spurný, H. Betlem, J. V. Leven, P. Jenniskens // Meteoritics and Planetary Science. – 2000. – 35. – P. 243–249.
22. Image-intensified video result from the 1998 Leonid shower: I. Atmospheric trajectories and physical structure / M. D. Campbell, P. G. Brown, A. G. LeBlanc et al. // Meteoritics and Planetary Science. – 2000. – 35. – P. 1259-1267.
23. Extreme beginning heights for non-Leonid meteors / P. Koten, P. Spurný, J. Borovička, R. Stork ; ed. Barbara Warmbein. – ESA SP-495. – Noordwijk: ESA Publications Division. – 2001. – P. 119–122.
24. Gaehrken B. A bright, high altitude 2002 Leonid / B. Gaehrken, J. Michelberger // WGN, the journal of the IMO. – 2003. – 31:5. – P. 137–138.
25. The beginning heights and light curves of high-altitude meteors / P. Koten, P. Spurný, J. Borovička et al. // Meteoritics and Planetary Science. – 2006. – 41, № 9. – P. 1305–1320.
26. Results of processing of Leonids-2002 meteor storm TV observations in Kyiv / P. Kozak, O. Rozhilo, V. Kruchynenko et al. // Adv. Space Res. – 2007. – 39. – 4. – P. 619–623.
27. PF191012 Myszyniec – highest Orionid meteor ever recorded / A. Olech et al. // Astronomy and Astrophysics. – 2013. – 557. – A89. – P. 1-5.
28. Bright Perseid fireball with exceptional beginning height of 170 km / P. Spurný, L. Shrbeny, J. Borovička et al. // Astronomy and Astrophysics. – 2014. – 563. – A64. – P. 1–6.
29. New type of radiation of bright Leonid meteors above 130 km / P. Spurný, H. Betlem, K. Jobse et al. // Meteoritics and Planetary Science. – 2000. – 35. – P. 1109-1115.
30. Popova O. P. Sputtering of fast meteoroids' surface (2007) / O. P. Popova, A. S. Strelkov, S. N. Sidneva // Adv. Sp. Res. – 39, 4. – P. 567–573.
31. Stenbaek-Nielsen H. C. "Shocking" Leonid meteor at 1000 fps / H. C. Stenbaek-Nielsen, P. A. Jenniskens // Adv. Space Res. – 2004. – 33. – P. 1459–1465.
32. Evidence for transverse spread in Leonid meteors / A. G. LeBlanc, I. S. Murray, R. L. Hawkes et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2000. – 313. – P. L9-L13.

33. Jet-like structures and wake in Mg I (518 nm) images of 1999 Leonid storm meteors / M. J. Taylor, R. C. Gardner, I. S. Murray, P. Jenniskens // *Earth, Moon, and Planets.* – 2000. – 82–83. – P. 379–389.
34. SuprimeCam Observation of Sporadic Meteors during Perseids 2004 / M. Iye, M. Tanaka, M. Yanagisawa et al. – PASJ: Publ. Astron. Soc. Japan. – 2007. – 59. – P. 841–855.
35. Gorbanev Y. M. Odessa television meteor patrol // *Odessa Astron. Publ.* – 2009. – Vol. 22. – P. 60–67.
36. Stokan E. Transverse motion of fragmenting faint meteors observed with the Canadian Automated Meteor Observatory / E. Stokan, M. D. Campbell-Brown // *Icarus.* – 2014. – 232. – P. 1–12.
37. Meteoroid structure and ablation implications from multiple maxima meteor light curves / I. D. Roberts, R. L. Hawkes, R. J. Weryk et al. // *Proc. Meteoroids 2013* / eds.: T. J. Jopek, F. Rietmeijer, J. Watanabe, I. P. Williams. – 2014. – P. 155–162.
38. Jacchia L. G. The Physical Theory of meteors. VIII. Fragmentation as cause of the faintmeteor anomaly / L. G. Jachia // *AJ.* – 1955. – Vol. 121. – P.521.
39. Hawkes R. L. A quantitative model for the ablation of dustball meteors / R. L. Hawkes, J. Jones // *MNRAS.* – 1975. – Vol. 173. – P. 339–356.

П. Козак, канд. физ.-мат. наук,  
Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев

### МЕТЕОРЫ С МУЛЬТИМОДАЛЬНЫМИ КРИВЫМИ БЛЕСКА: НАБЛЮДЕНИЯ И КАЧЕСТВЕННЫЕ МОДЕЛИ

*Рассматривается проблема телевизионной регистрации метеоров с аномальными кривыми блеска, в частности с мультимодальными и бимодальными их типами. Приводятся результаты наблюдений двух метеоров из потока Персеид, полученные с помощью телевизионных систем типа суперизоконов. Одна из кривых блеска имеет мультимодальный характер и может быть объяснена дроблением тела, другая принадлежит к явно выраженному бимодальному типу, который не имеет на сегодняшний день окончательного объяснения. Предлагаются качественные модели для интерпретации метеора с бимодальной кривой блеска. Одна из них предусматривает двокомпонентный состав метеороида, когда тело, по сути, состоит из двух частей. Другой вариант – однородный монолитный метеороид со специфической геометрической формой и параметрами возможного вращения тела. Предложенные модели являются простейшими по количеству варьируемых параметров и могут претендовать на достоверность при успешном проведении количественного анализа. Отмечено, что окончательно подтвердить или опровергнуть тип модели можно только при проведении параллельных спектральных наблюдений метеоров.*

*Ключевые слова: метеоры, видеонаблюдение метеоров, аномальные метеоры, фотометрия, кривые блеска метеоров, физическая модель движения метеора в атмосфере, качественный анализ результатов наблюдений.*

P. Kozak, PhD,  
Astronomical Observatory,  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

### METEORS WITH MULTI-MODAL LIGHT CURVES: OBSERVATIONS AND QUALITATIVE MODELS

*The problem of TV or video registration of meteors with anomalous light curves, in particular with multimodal and bimodal types is considered. The results of observations of two meteors from Perseid shower, obtained with the help of TV systems of super-isocon type are presented. The initial velocities of meteors were typical for Perseid shower meteors: 62.4 km/s and 58.4 km/s. One of the meteors has a light curve of a multimodal character, which can be explained by the fragmentation of the body. Another light curve has an evident bimodal type, which has no final explanation for the present. In opposite to most of registered for the moment meteors with bimodal light curves the given meteor from Perseid shower demonstrates the first peak of illumination to be much more intensive, and the second one to be significantly lower. The maximal brightness in the first peak was +2 magnitude, in the second one +3.5 magnitude, and in depression +4.5 magnitude which almost corresponds to the sky background, while the sensitivity of our observational instruments was +5.5 magnitude; but nevertheless the entire radiation disappearance was not happen. The qualitative models for interpretation of the meteor with bimodal light curve are proposed. One of them stipulates for different variants of realization of the 2-components composition of a meteoroid, when a body as the matter of fact consists of two particles. One of particles, inner as a rule, is high melting, for example a stone of iron; another one, the cover, is lower melting, for example a mix of dust and ice. Other types of the models use the cases of uniform monolith meteoroid of specific geometric shape. It is also intended that the meteoroid can rotate during its motion dependently on changing body shape or shifting its mass center. The proposed models are the simplest in accordance with the number of varying parameters, and can therefore pretend to their reality after successful application of quantitative analysis and according numerical modeling. It is noted that the final confirmation or abolishment of the model type will be possible after carrying out parallel spectral observations of meteors.*

*Key words: meteors, video observations of meteors, anomalous meteors, photometry, meteors brightness curves, physical model of meteor motion in the atmosphere, quality analysis of observations results.*

Наукове видання



**ВІСНИК**

**КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

**АСТРОНОМІЯ**

**Випуск 2(58)**

**Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"**

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



Формат 60×84<sup>1/8</sup>. Ум. друк. арк. 6,5. Наклад 300. Зам. № 218-9054.  
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А2.  
Підписано до друку 22.02.19

Видавець і виготовлювач  
ВПЦ "Київський університет"  
01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43  
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; (38044) 239 31 58; факс (38044) 239 31 28  
E-mail: vpc\_div.chief@univ.net.ua; redaktor@univ.net.ua  
WWW: <http://vpc.univ.kiev.ua>  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02