вісник

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ISSN 1728-273x

— АСТРОНОМІЯ ——

_____ 2(56)/2017 Засновано 1958 року

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

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

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

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

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

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

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В. М. Івченко, д-р фізмат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В. М. Єфіменко, канд. фізмат. наук (заст. відп. ред.); О. В. Федорова, канд. фізмат.наук (відп. секр.); Б. І. Гнатик, д-р фізмат. наук; М. Ю. Гордовський, канд. фізмат. наук, В. І. Жданов, д-р фізмат. наук; І. Д. Караченцев, д-р фізмат. наук; В. І. Клещонок, канд. фізмат. наук; Р. І. Костик, д-р фізмат. наук; В. Г. Лозицький, д-р фізмат. наук; Г. П. Міліневський, д-р фізмат. наук; С. Л. Парновський, д-р фізмат. наук; А. Дель Пополо, проф., О. А. Соловйов, д-р фізмат. наук
Адреса редколегії	Астрономічна обсерваторія, вул. Обсерваторна, 3, Київ, Україна, 04053 🖀 (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 24.10.17 (протокол № 9)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/5 від 01.07.10
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 від 25.07.13
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет". Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	ВПЦ "Київський університет" (кімн. 43), б-р Т. Шевченка, 14. м. Київ, Україна, 01601, ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

BULLETIN

OF NATIONAL TARAS SHEVCHENKO UNIVERSITY OF KYIV

ISSN 1728-273x

— ASTRONOMY —

—— 2(56)/2017 Founded in 1958

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

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

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

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

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

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

RESPONSIBLE EDITOR	V. M. Ivchenko, Dr.Sci, prof.
EDITORIAL BOARD	V. M. Efimenko, Ph. D. (vice-ed. resp.); O. V. Fedorova, Ph. D. (resp. sec.); M. Yu. Gordovsky, Ph. D., B. I. Hnatyk, Dr. Sci.; Dr. Sci.; I. D. Karachentzev, Dr. Sci.; V. I. Kleschonok, Ph. D.; 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.
Editorial board Address	Astronomical Observatory, 3, Observatorna str., Kiev, 04053, Ukraine, ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua
Confirmed	Scientific Comettee of Astronomical Observatory 24.10.17 (protocol № 9)
Attested	Higher Attestation Council of Ukraine. Decree of the Presidium of HAC of Ukraine № 01-05/5 from 01.07.10
Registered	Ministery of Information of Ukraine. State registration certificate KB № 20329-101129 from 25.07.13
Foundator and Publisher	National Taras Shevchenko University of Kyiv, Printing and publishing centre "Kiev University" The certificate is added to registry ДК № 1103 from 31.10.02
Publisher's address	Kyiv University Publishing and Printing Center (off. 43), 14, Taras Shevchenka blv., Kiev, 01601, Ukraine, ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; fax 239 31 28

Козак П. Матеори з зномальними висотами подви за телевізійними спостереженнями в Києві	6
метеори з апомальними висотами появи за телевізиними спостереженнями в тисьі	0
Баріонна залежність Таллі – Фішера для галактик із каталогу 2MFGC	10
Жданов В., Дилда С. Гідродинамічна космологічна модель і "космічний кінець світу"	15
Федорова О. Визначення верхньої межі маси чорної дірки на основі рентгенівської фотометрії NGC 4748	18
Майгурова Н., Помазан А., Кожухов О. ПЗЗ – спостереження астероїда 2014 JO25 у період його тісного зближення із Землею у квітні 2017 року	22
Александров О. Динамічні системи, що характеризують гравітаційну лінзу Чанг – Рефсдала	25
Біляєва О., Парновський С. Зміна оцінки орбітальної маси подвійних галактик	34
Сташко О., Жданов В. Колові орбіти навколо сферично-симетричної релятивістської конфігурації у присутності фантомного скалярного поля	35
Казанцев А., Казанцева Л. Розподіл за розмірами астероїдів головного поясу й окремих сімейств	39
Карбовський В., Клещонок В., Буромський М. Програмний та апаратний комплекс для спостереження покриття зір астероїдами	41
Мозгова А., Клещонок В., Голубаєв А., Боровічка Ї. Визначення температури збудження атомів Fel у метеорній комі за спектром спорадичного метеора, отриманого 2 серпня 2011 року в Чехії	44
Лозицький В., Лозицька Н. Порівняння хромосферних і фотосферних магнітних полів у двох сонячних спалахах балів X1.1/4N і X17.2/4B	47
Пономаренко В., Чурюмов К., Жданов А., Сергєєв О. Особливості комети 8Р/ TUTTLE за спектральними спостереженнями її коми	52
Александров О., Ізотова I. Покликання та доля: до 75-річчя від дня народження Андрія Володимировича Манджоса	55

Kozak P.	
Meteors with anomalous apparent heights from TV observations in Kyiv	6
Kudrya Yu. Baryon Tully – Fisher relation for galaxies from the 2MFGC catalog	10
Zhdanov V., Dylda S. Hydrodynamic cosmological model and the "cosmic doomsday"	15
Fedorova E. Determining the upper limit on the black hole mass from NGC 4748 X-ray photometry	18
Maigurova N., Pomazan A., Kozhuhov O. Results from optical CCD observations of asteroid 2014 JO25 during its close approach to the Earth on April 19, 2017	22
Alexandrov A. Dynamic systems that describe Chang-Refsdal gravitational lens	25
Belyaeva L., Parnovsky S. Correction of the orbital mass of double galaxies estimation	34
Stashko O., Zhdanov V. Circular orbits around a spherically symmetric relativistic configuration in the presence of a phantom scalar field	35
Kazantzev A., Kazantzeva L. Asteroid size distributions for the main belt and for asteroid families	39
Karbovsky V., Kleshchonok V., Buromsky M. Software and hardware complex for observation of star occultations by asteroids	41
Mozgova A., Kleshchonok V., Golubaev A., Borovička J. The determination of the excitation tempertaure of the FEI atoms according to the data of the meteor spectra obtained on August 2, 2011	44
Lozitsky V., Lozitska N. Comparison of chromospheric and photospheric magnetic fields in two solar flares of X1.1/4N and X17.2/4B importance	47
Ponomarenko V., Churiumov K., Zhdanov A., Sergeev O. Features of thr 8P/TUTTLE comet from the spectral studies of its comma	52
Alexandrov A., Izotova I. Vocation and fate: to the 75 th anniversary of Andrey V. Mandzhos's birth	55

Козак П. Метеоры с аномальными высотами появления по телевизионным наблюдениям в Киеве	6
Кудря Ю. Барионная зависимость Талли – Фишера для галактик из каталога 2MFGC	10
Жданов В., Дылда С. Гидродинамическая космологическая модель и "космический конец света"	15
Федорова Е. Определение верхней границы массы чёрной дыры на основе рентгеновской фотометрии NGC 4748	18
Майгурова Н., Помазан А., Кожухов А. ПЗС – наблюдения астероида 2014 JO25 в период его тесного сближения с Землей в апреле 2017 года	22
Александров А. Динамические системы, характеризующие гравитационную линзу Чанг – Рефсдала	25
Беляева Е., Парновский С. Изменение оценки орбитальной массы двойных галактик	34
Сташко А., Жданов В. Круговые орбиты вокруг сферически-симметричной релятивистской конфигурации в присутствии фантомного скалярного поля	35
Казанцев А., Казанцева Л. Распределение по размерам астероидов главного пояса и отдельных семейств	39
Карбовский В., Клещонок В., Буромский М. Программный и аппаратный комплекс для наблюдения покрытий звезд астероидами	41
Мозговая А., Клещонок В., Голубаев А., Боровичка И. Определение температуры возбуждения атомов Fel в метеорной коме по спектру спорадического метеора, полученного 2 августа 2011 года в Чехии	44
Лозицкий В., Лозицкая Н. Сопоставление хромосферных и фотосферных магнитных полей в двух солнечных вспышках баллов X1.1/4N и X17.2/4B	47
Пономаренко В., <u>Чурюмов К.</u> , Жданов А., Сергеев О. Особенности кометы 8P/TUTTLE по спектральным наблюдениям ее комы	52
Александров А., Изотова И. Призвание и судьба: к 75-летию со дня рождения Андрея Владимировича Манджоса	55

УДК 523.6; 523.68; 523.683

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

МЕТЕОРИ З АНОМАЛЬНИМИ ВИСОТАМИ ПОЯВИ ЗА ТЕЛЕВІЗІЙНИМИ СПОСТЕРЕЖЕННЯМИ В КИЄВІ

На основі додаткового перегляду й уточненого опрацювання відеозаписів базисних телевізійних спостережень метеорів в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка проведено селекцію метеорів за аномальними фотометричними та кінематичними характеристиками. Особливу увагу приділено реєстрації метеорів на надвеликих висотах – більше 130 км. На відміну від практично встановлених нині фактів про появу швидких яскравих болідів що створюються масивними тілами, які належать потокам Леонід, Персеїд, Оріонід на висотах вище 130–135 км, аж до висот 160–195 км, отримано підтвердження появи на анормальних висотах слабких метеорів із малою масою порядку ~10⁻³ г. У 1993 р. при спостереженнях метеорного потоку Персеїд нами було вперше зареєстровано поточний метеорів за висотою появи 136.84 \pm 0.12 км. У 2001 і 2003 рр. під час вересневих спостережень спорадичних метеорів за висотою появе одичних метеорів за висотою появи 136.84 \pm 0.12 км. У 2001 і 2003 рр. під час вересневих спостереженнях метеорного шторму Леонід у 2002 р. було зареєстровано п'ять відносно слабких метеорів, що належать потоку, із висотами появи більше 135–140 км і масами ~10⁻³ г.

Ключові слова: метеори; відео спостереження метеорів; аномальні метеори; надвеликі висоти появи метеорів.

Вступ. Нині відомо, що метеорні частинки мають в основному кометне походження. За результатами аналізу метеоритів можна стверджувати, що більшість метеороїдів є кам'яними тілами, незначна частина – залізні, і зовсім мала частка – залізно-кам'яні. Дотепер дискутується питання про метеори з пористою структурою та малою густиною (пилові заморожені кулі). Швидкість входу метеорних тіл в атмосферу варіюється від другої космічної швидкості ~11.2 км/с до третьої космічної швидкості ~72 км/с. Висоти появи метеорів лежать приблизно в межах 130–90 км, а висоти зникнення – 110–80 км. Знання про дані характеристики метеорів були сформовані в епоху фотографічних спостережень. Для їхньої інтерпретації було розроблено модель метеорного тіла [1–5], яка в середньому задовільно описує поведінку більшості метеорів, і називається, натепер, класичною. Однак із розвитком телевізійних та відео спостережень, які дозволяють реєструвати слабші метеори (до +5^m – +6^m) аніж фотографічні (до +1^m – +2^m) почала з'являтися інформація про окремі метеори, характеристики яких виходять за межі відомих раніше меж. Однією з таких аномалій є метеори зареєстровані на висотах вище 130 км.

Уперше метеор із висотами появи був зареєстрований, очевидно нами, в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка під час спостережень метеорного потоку Персеїди 1993 р. Хоча через те, що результати обробки спостережень були опубліковані лише в 1997 р. [6], першою офіційною публікацією про аномальні висоти появи слід вважати роботу [7]. Зареєстрований нами метеор із потоку Персеїд мав висоту появи $H_{B} = 136.84 \pm 0.12$ км. Висота зникнення метеора була $H_{E} = 105.55$ км, а максимуму блиску $H_{MAX} = 126.80$ км. Унаслідок аналізу даних виникла дискусія про відсутність помилок в обчисленнях, оскільки класична теорія не передбачає появи таких висот. Після багатьох перевірок метеор був залишений у каталозі [6]. Розглянемо детальніше теорію появи метеорів малих мас в атмосфері Землі.

Висоти появи маломасових метеорів відповідно до класичної теорії руху метеороїда в атмосфері. Загалом висота появи метеора відповідно до класичної метеорної фізики залежить як від порогу чутливості телевізійної системи, так і від фактичної появи випромінювання частинки. Останню у класичній моделі пов'язують із висотою початку інтенсивного руйнування метеороїда. У загальному випадку висота початку плавлення та випаровування (руйнування) тіла в атмосфері залежить від таких характеристик метеорного тіла як його густина, форма, маса, швидкість і кут входження в атмосферу (зенітний кут радіанта метеора). Варто зауважити, що рівняння теплового балансу, яке описує нагрівання метеороїда через зіткнення з молекулами повітря, може набуватити різної форми залежно від розміру (маси) тіла. Так, малі тіла, які прогріваються наскрізь, супроводжуються одними фізичними процесами, у той час як крупні тіла, у яких в основному прогрівається лише тонкий поверхневий шар – іншими.

Теорія нагрівання маломасових метеорних частинок із урахуванням їхнього гальмування, яке в цьому випадку може відігравати важливу роль, була розглянута в роботах [8–9] і пізніше в роботі [10]. Відомо [2], що малі частинки, які мають розміри менші x_0 , прогріваються наскрізь до однієї й тієї самої температури (x_0 – так звана глибина прогріву – глибина, на якій температура в *е* разів менша, ніж на поверхні тіла). Зміну з часом *t* температури таких частинок із урахуванням затрати енергії на нагрівання й температурне випромінювання можна записати таким рівнянням:

$$S_{M0}Edt = m_0 cdT + \beta\sigma (T^4 - T_0^4) S_{F0}dt$$
⁽¹⁾

де $S_{M0} = const$ – площа поперечного перерізу частинки (мідель), $m_0 = const$ – маса частинки, c – питома теплоємність, σ – стала Стефана – Больцмана, T – температура частинки, T_0 – початкова температура частинки, що дорівнює рівноважній в полі сонячної радіації на відстані 1 *а.о.*, $\beta \le 1$ – коефіцієнт теплового випромінювання метеороїда, що характеризує відхилення від випромінювання абсолютно чорного тіла, $S_{F0} = const$ – площа повної поверхні частинки, $E = \Lambda \rho_A v^3/2$ – енергія, яка надходить до одиниці поверхні частинки за одиницю часу у процесі зіткнень з атмосферними молекулами, Λ – безрозмірний коефіцієнт теплопередачі, v – швидкість частинки, ρ_A – густина атмосфери. Тут і надалі відповідно до традицій метеорної фізики користуватимемося одиницями в системі СГС. Перший член у правій частині рівняння (1) відповідає за нагрівання частинки, другий – за теплове випромінювання. Оскільки в перший член входить маса тіла, то у випадку її достатньо малого значення $m_0 < m_{cr}$ членом, що формально відповідає за нагрівання тіла, можна знехтувати. Тоді з (1) отримаємо

$$\rho_{A} = \frac{2\beta\sigma S_{F_{0}}}{S_{M_{0}}\Lambda\upsilon^{3}}(T^{4} - T_{0}^{4}).$$
⁽²⁾

Якщо $m_0 > m_{cr}$, тоді навпаки, можна знехтувати випромінюванням і припустити, що вся енергія тратиться на нагрівання (але при цьому все ще вважаємо повний прогрів тіла). Тоді з (1)

$$\rho_A dt = \frac{2m_0 c}{\Lambda S_{M0} v^3} dT .$$
(3)

Переходячи від інтегрування по часу до інтегрування по висоті за допомогою формули $dH = -\upsilon \cos z_R dt$ де $z_R -$ зенітна відстань радіанта метеора, і користуючись барометричною формулою $\rho_A(H) = \rho_A(0) \exp(-H/H^*)$, де $H^* \approx 7 \cdot 10^5$ см – шкала висот (висота однорідної атмосфери), H – висота, $\rho_A(0) \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ г/см³ – густина атмосфери на рівні моря, після інтегрування (3) отримаємо

$$\rho_{A} = \frac{2m_{0}c\cos z_{R}}{S_{M0}\Lambda H^{*}\upsilon^{2}}(T - T_{0}).$$
(4)

Якщо прирівняти між собою (2) і (4), отримаємо критичну масу метеороїда $m_{cr} = \frac{\beta \sigma S_F H^* (T^4 - T_0^4)}{c_0 \cos z_R (T - T_0)}$. Глибина прогріву x_0 , відповідно до роботи [2], із посиланням на [1], складає ~0.5 мм для кам'яного тіла, і ~2 мм для залізного. Відповідні їм маси: $m_{cr} \approx 10^{-5}$ г (0.01 см) для граничного значення, та 10^{-2} г для глибини прогріву 1 мм (0.1 см).



Рис. 1. Залежність висоти появи слабкого метеора від його основних характеристик а) – теоретичні криві. Модель відповідно до рівняння (5) – жирні криві, до рівняння (6) – звичайні. Кам'яні тіла (Λ = 1; ρ_M = 3 г/см³; c = 10⁷ ерг/(г·гр) – суцільні криві; залізні (Λ = 0.75; ρ_M = 7.6 г/см³; c = 7 · 10⁶ (ерг/(г·гр)) – пунктир. Верхня крива – пористе легкоплавке тіло, *T_{mett}* = 1600 K, *m*₀ = 10⁻⁵ г; ρ_M = 1 г/см³; нижня крива – тугоплавке залізне тіло *T_{mett}* = 3200 K, *m*₀ = 10⁻² г; ρ_M = 7.6 г/см³. Усі інші криві побудовані для проміжних значень маси, температури плавлення та кута входження в атмосферу. 6) – вибрані теоретичні криві доповнені результатами фотографічних спостережень із Метеорної Бази Даних МАС [13].

Якщо в першому наближенні знехтувати гальмуванням метеороїда (υ = υ₀), і скористатися для побудови теоретичної залежності висоти появи метеора від його швидкості рівняннями (2) і (4), із урахуванням барометричної формули, і виразивши площі поверхні та міделя через густину й масу для сферичного тіла, отримаємо для частинок з масами *m* < *m*_{cr} та *m* > *m*_{cr} такі формули

$$H = H^* \ln \left[\frac{\Lambda \rho_A(0) \upsilon_0^3}{8\beta \sigma(T_{melt}^4 - T_0^4)} \right]$$
(5)

$$H = H^{*} \ln \left[\frac{\Lambda \rho_{A}(0) H^{*} \upsilon_{0}^{2} \pi \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{2/3}}{2 c m_{0}^{1/3} \rho_{M}^{2/3} \cos z_{R} (T_{melt} - T_{0})} \right]$$
(6)

Відповідні до обох рівнянь (5) і (6) криві приведені на рис. 1 (зліва). На рис. 1 (праворуч) наведено результати фотографічних спостережень 4581-го метеора що входять до Метеорної Бази Даних МАС [11–14].

Як бачимо з рис. 1. розглянуті формули класичної метеорної фізики загалом добре узгоджуються з фотографічними спостережними даними. Щодо метеорів із висотами появи, то видно, що це можуть бути, відповідно до класичної моделі, лише швидкі маломасові легкоплавкі частинки. Тим не менш, як бачимо з рис. 1 (праворуч) метеори типу пилових куль ($\rho_M \approx 1 \text{ г/см}^3$) малих мас $m \approx 10^{-5}$ г ($R \approx 10^{-2}$ см) – верхня крива на рис. 1 (праворуч) – практично відсутні, імовірно через малу чутливість фотографічної апаратури, яка обмежувалася величиною +3^m.

Відео спостереження метеорів з аномальними висотами появи. Телевізійні та відео системи для спостережень метеорів мають більшу чутливість завдяки електронним підсилювачам яскравості й можуть реєструвати метеори до +5^m – +6^m, а отже можуть реєструвати слабкіші метеори (або, що те саме – яскраві, але на більших висотах). У 1995–1996 рр. японські спостерігачі [7] під час спостережень метеорного потоку Леонід зареєстрували, за допомогою фотографічної та телевізійної техніки одночасно два боліди. Висоти появи болідів на фотографічних камерах склали близько 130 км, у той час, як телевізійні камери з підсилювачем яскравості дали значення початку появи біля 160 км. Обидва метеори належали потоку Леонід, перевищували 160 км, при тому що автори декларували похибку визначення висоти на рівні 600 м. Боліди мали зоряні величини –7^m та –4^m відповідно для 1995 і 1996 рр. Швидкості типові для Леонід: 72.1 км/с і 71.3 км/с відповідно. Автори пояснюють видимість боліда на ТВ системі, і відсутність зображення на фото однією з двох причин: або різною інтегральною чутливістю спостережних систем (+6^m – +8^m для відео порівняно з 0^m – +1^m для фотографії; або тим що спектральна чутливість відео зміщена в інфрачервону сторону відносно фото.

Під час передбаченого багатьма дослідниками шторму Леонід у 1998 р. була організована спільна німецькокитайська експедиція до Китаю для фотографічних спостережень потоку [15]. Із 75 метеорів потоку Леонід було зареєстровано 2 боліди –14^m і –13^m, але лише другий із них (і єдиний з усіх 75 метеорів) мав висоту появи більше 134 км, а саме 134.8 км, при швидкості 71.8 км/с. Паралельно з фотографічними спостереженнями в Китаї проводилися також відеоспостереження. В одному з пунктів спостереження було встановлено відеокамеру з підсилювачем яскравості, з об'єктивом "риб'яче око", її чутливість за зорями складала +4^m. Після перегляду найбільш яскравих 12-ти метеорів потоку Леоніди було відмічено той факт, що на відеокамері ті самі метеори з'являються раніше, ніж на фотографії. Для всіх 12-ти яскравих метеорів були отримані аномально надвеликі висоти появи [16], які лежали в діапазоні 146–199 км.

Базисні відео спостереження метеорного шторму Леоніди в 1998 р. також проводилися канадськими дослідниками [17] у Монголії. Спостереження проводилися 15–18 листопада 1998 р. Використовувалися десять відеокамер із підсилювачами попереднього сигналу 2-го та 3-го покоління (в останніх чутливість простягається в червоний бік спектру до 870 нм). Було опрацьовано загалом 79 метеорів потоку Леоніди. Середня висота появи метеорів лежала в діапазоні 90–120 км. Однак було також зареєстровано три метеори з висотами появи більше 130 км: $H_B = 137.96$, $H_B = 144.43$, $H_B = 130.91$. Найвищий метеор із висотою появи 144.43 км був зареєстрований камерою з підсилювачем 3-го покоління, у той час як камера з підсилювачем 2-го покоління (крива чутливості близька до візуальної) зареєструвала метеор починаючи з висоти 138.75 км. Як можливе пояснення автори пропонують відому модель пилової кулі.

Під час спостережень метеорів у 1999 і 2000 рр. [18] за допомогою як фотографічної, так і телевізійної техніки в Чехії було зареєстровано 1 метеор із потоку Лірид (136.8 км), 2 із потоку η-Акваріїд (150.2 км і 133.8 км) і 1 метеор із потоку Персеїд (149.0). Спостереження проводилися відео системами з попереднім підсиленням. Крива чутливості телевізійної системи простягається в далеку червону область до 900 нм. Лише один із цих метеорів створив невеликий болід –3^m, і саме він був зареєстрований паралельно фотографічною камерою на нижчій висоті порядку 103 км. Усі інші метеори мали зоряну величину порядку +3^m – +4^m. Зважаючи на факт відносно низької швидкості потоку Лірид (~45 км/с), і невисокий блиск більшості згаданих метеорів автори дійшли висновку, що аномально великі висоти появи метеорів не пов'язані, швидше за все, із їхніми кінематичними параметрами, а з внутрішніми властивостями чи структурою метеороїдів.

Існує ще ряд спостережень метеорів зареєстрованих на аномальних висотах, в основному – яскравих болідів. Та на завершення для узагальнення порівняємо дані чеських дослідників [18] і Японської метеорної спостережної мережі аматорів SonotaCo [19]. У роботі [18] проводиться узагальнення результатів власних спостережень авторів метеорів із надвеликими висотами появи, зареєстрованими відео камерами під час спостережень метеорних потоків, починаючи з 1998 р. Загалом було зареєстровано 164 метеори з висотами більше 130 км. Переважна більшість із них – 145 метеорів – належали метеорному потоку Леоніди (~90 %), 9 Персеїд, 2 η-Акваріїди, 1 Лірид і 4 спорадичні метеори. Автори роблять висновок про те, що випромінювання метеора вище 130 км не може бути пояснене абляцією, навіть для моделі "пилових куль". Замість цього обговорюється механізм розпилення, який раніше вважали незначним. Вважають, що для великих початкових швидкостей, і для невеликих мас розпилення може складати біля 80 % випромінювання (найчастіше не більше 10 %). Нижче 130 км починає відбуватися абляція метеорного тіла, тобто починається фаза звичайного випромінювання. Японська спостережна мережа функціонує починаючи з 2007 р. [19] і налічує більше 100 на 25 спостережних станціях. Із 2007 по 2013 р. зареєстровано більше 140 тисяч метеорів. Із них з висотами, що перевищують 130 км було зареєстровано біля 100 метеорів (0.1 %); із висотами більше 160 км – 26 (0.02 %). Якщо подивитись на залежність $H_{B} = H_{B}(\upsilon_{0})$ аналогічну наведеній на рис. 1, то можна також побачити, що метеори з аномальними висотами появи розкидані відносно рівномірно по швидкостях, а не концентруються лише на великих швидкостях, як про це говорилось у роботах чеських учених [18].

Аномальні висоти появи за телевізійними спостереженнями з камерами супер-ізокон у Києві. Для спостережень метеорів в Астрономічній Обсерваторії університету імені Тараса Шевченка використовуються дві телевізійні установки, оснащені високочутливими передаючими трубками типу суперізокон Лі-804 і фотографічними об'єктивами, зазвичай Геліос-40 (F = 85 мм, F/1.5) або Юпітер-3 (F = 50 мм, F/1.5). Установки розміщені на спостережних станціях Лісники (N50°17'49''.5804, E30°31'49''.4192, 130.7900 м у Балтійській системі висот) і Пилиповичі (N50°35'18''.2200, E29°55'17''.7700, 139.7250 м) Астрономічної Обсерваторії на відстані 54 км одна від одної. Протягом багатьох років спостережень було зареєстровано кілька метеорів із надвеликими висотами появи. Перший із них, як згадувалося, належав потоку Персеїд. Загалом із 57 метеорів, які було зареєстровано в 1991–1993 рр. [6] лише 46 починалися в кадрі, що надавало змогу обчислити їх висоту появи. Лише один метеор із потоку Персеїд суттєво виділяється на тлі інших великою висотою появи $H_8 = 136.84 \pm 0.12$ км. Варто зауважити, що цей метеор є одним із

найяскравіших серед інших – його абсолютна зоряна величина складала $M = -3.5^m$, а маса 0.35 г. За всіма іншими ознаками це звичайний метеор потоку Персеїд: косинус зенітної відстані $z_R = 0.715$, початкова швидкість $\upsilon_0 = 63.77$ км/с, висоти зникнення й максимуму блиску відповідно $H_E = 105.55$ км, $H_{MAX} = 126.80$ км. У межах програми пошуку нових метеорних потоків, і підтвердження вже існуючих проводилися телевізійні спостереження спорадичних метеорів під час осіннього рівнодення 2001 і 2003 рр. До каталогу за спостереженнями 2001 р. увійшло 18 метеорів [20], а за результатами 2003 р. – 80 [21]. Практично всі метеори були досить слабкими. Метеор, що перевищував 130 км (136.3 км) був зареєстрований лише один. При спостереженнях передбаченого метеорного шторму Леонід у 2002 р. було зареєстровано 38 базисних метеорів, із яких 28 увійшли до каталогу [22]. Умови спостережень були вкрай несприятливими – був яскравий місяць вище 30° над горизонтом, радіант був у полі зору однієї з камер – тому обробка зводилася в основному до визначення радіанту й елементів орбіти метеороїдного згустку. Тим не менш, було зареєстровано кілька метеорів із висотами появи понад 130 км. Останнім часом, за допомогою уточненого метеоду обробки та відповідного програмного забезпечення нами були проведено повторні виміри метеорів із висотами появи понад 128 км, що привело до збільшення кількості метеорів з аномальними висотами появи. Усі метеори з висотами появи більше 130 км, зареєстровані нами в Києві, наведені в табл. 1.

Таблиця 1

Рік	Потік	Н _ь (А), км	H _ь (В), км	$H_{_e}\;$ (А), км	$H_{e}^{}$ (В), км	$\upsilon_{\scriptscriptstyle \infty}$, км/с	<i>Z_R</i> , гр	m _{abs}	М,г
1993	Персеїд	-	136.84 ± 0.12	-	105.55	63.77	44.36	-3.5	0.35
2001	спорадіка	131.4 ± 0.2	136.3 ± 0.1	87.7±0.2	119.4±0.1	69.7±1.9	21.71±0.06	-	-
2002	Леонід	> 123.77 ± 0.16	142.90 ± 0.42	97.16 ± 0.06	97.00 ± 0.08	71.3 ± 0.3	43.18 ± 0.12	+1.73	2.2×10 ⁻³
2002	Леонід	131.20 ± 0.13	134.49 ± 0.24	92.14 ± 0.10	91.31 ± 0.04	75.1 ± 0.2	28.71 ± 0.04	+1.57	2.2×10 ⁻³
2002	Леонід	127.02 ± 0.04	144.33 ± 0.10	< 98.34 ± 0.60	$<104.18 \pm 0.20$	$\textbf{72.8} \pm \textbf{0.2}$	29.32 ± 0.03	+1.44	2.4×10 ⁻³
2002	Леонід	131.17 ± 0.15	140.28 ± 0.14	92.62 ± 0.57	90.45 ± 0.03	71.9 ± 0.3	28.24 ± 0.01	+1.80	1.7×10 ⁻³
2002	Леонід	127.80 ± 0.06	137.85 ± 0.04	$< 94.87 \pm 0.04$	${<}100.33 \pm 0.04$	73.5 ± 0.1	28.16 ± 0.01	+1.46	2.4×10 ⁻³

Кінематичні параметри метеорів з аномально великими висотами появи, зареєстровані в Києві

Якщо проаналізувати дані метеорів із потоку Леонід, і порівняти їх із попередніми відносно грубими вимірами – можна побачити, що висота лише трохи зростає для пункту А, де використовувався об'єктив Юпітер-3 (практично додалася лише одна початкова точка), у той час як для пункту В, де був об'єктив із ширшою апертурою – Геліос-40 – додалося 2–3, а іноді 4 початкові кадри – тобто висота появи зросла суттєво. Аналізуючи дані табл. 1 можна побачити що і для спорадичного метеора висота появи його в пункті В дещо більша ніж в А, хоча тоді в обох випадках використовувалися однакові об'єктиви Юпітер-3. Цей факт можна пояснити дещо більшою чутливістю передаючої телевізійної трубки в пункті В (по зорях) – систематично більші початкові висоти характерні практично для всіх випадків, включаючи метеори та з нормальними висотами появи. Також з табл. 1 видно, що типовим для всіх метеорів із надвеликими початковими висотами є великі швидкості. Особливістю в цьому випадку є той факт, що метеори потоку Леонід мають малі маси порядку 10⁻³ г.

Висновки. Підсумовуючи результати спостережень зарубіжних дослідників і власні, можна дійти висновку щодо надвеликих висот появи метеорів у кількох аспектах. Так, можна точно стверджувати однозначно що, у певних межах висот, реєстрація метеора пропорційна чутливості апаратури, причому мається на увазі інтегральна чутливість, обумовлена, наприклад, площею діафрагми, або коефіцієнтом електронного підсилення. Щодо більшої інтенсивності випромінювання метеора за рахунок його випромінювання в області близької до інфрачервоної – питання дещо складніше: його пропагували (а правильніше передбачали) японські [7] і канадські [17] дослідники – але однозначного підтвердження немає. Складніше з швидкісним потоком Леонід, і реєстрацією яскравих болідів: лише чеські дослідники наполягають на їх висотах появи, майже регулярно [16], до 200 км, причому інші автори дають такі, справді надвеликі, висоти лише епізодично та з великими похибками. Знову ж таки є дивним той факт, що чутливість камери в чеських спостерігачів "риб'яче око" обмежувалася лише +4^m. З іншого боку, вони ж пропонують нову модель "розпилення атомів" із поверхні частинки (англ. "sputtering"), на відміну від найбільш адекватної натепер моделі "льодових пилових куль", яку відстоюють канадські вчені [17]. Коефіцієнт перетворення втраченої кінетичної енергії при "sputtering" може сягати, за припущенням чеських дослідників, 80 % (!), із середнім значенням 10 %, у той час як класичний коефіцієнт при абляції метеороїда складає лише 0.2 %. Загальним висновком нині є необхідність продовження метеорних відео спостережень із підняттям чутливості апаратури, з одного боку, і розробки чи вдосконалення моделі руху швидкісної частинки в атмосфері з іншого, хоча останнє, на жаль, нині неможливо перевірити в лабораторних умовах.

Список використаних джерел

1. Opik E. J. Physics of Meteor Flight in the Atmosphere / E. J. Opik. - New York : Interscience Publ. - 1958.

2. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе / Б. Ю. Левин. – М. : Изд-во АН СССР, 1956.– 296 с.

3. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений / В. А. Бронштэн. – М. : Главная ред. физ.-мат. лит., 1981. – 416 с.

4. Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л., Кручиненко В. Г. Метеоры и метеорное вещество / Ю. И. Волощук, Б. Л. Кащеев, В. Г. Кручиненко. – Киев : Наук. думка, 1989. – 294 с.

 Кручиненко В. Г. Математико-фізичний аналіз метеорного явища / В. Г. Кручиненко. – К. : Наук. думка, 2012. – 294 с.
 Кruchinenko V. G, Kazantsev A.M., Taranukha Yu.G. et al. Catalogue of Perseid shower meteors on TV observations in Kyiv during 1991–1993
 V. G. Kruchinenko, A. M. Kazantsev, Yu. G. Taranukha, P. M. Kozak, S. S. Yeryomin, O. O. Rozhylo, L. M. Smertyuk // Visn. Kiev Univ. Astronomy. – 1997. – № 34. – P. 94–117.

7. Fujiwara Y., Ueda M., Shiba Y. et al. Meteor luminosity at 160 km altitude from TV observations for bright Leonid meteors / Y. Fujiwara, M. Ueda, Y. Shiba, M. Sugimoto, M. Kinoshita, C. Shimods, T. Nakamura // Geophysical Research Letters. – 1998. – 25. – 8. – P. 285–288.

8. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere / F. L. Whipple // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. – 1950. – 36, № 12. – P. 686–695. 9. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part II. In heterothermal atmospheres / F. L. Whipple // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. – 1951. – 37, № 1. – P. 19–29.

10. Фесенков В. Г. К вопросу о микрометеоритах / В. Г. Фесенков // Метеоритика. – 1955. – 12. – С. 3–14.

11. Lindblad B. A. The IAU meteor data center / B. A. Lindblad. – Proc. Int. Conf. Meteoroids 2001 (ed. B.Warmbein), Kiruna (Sweden). – 2001. – P. 71–72.

12. Lindblad B. A., Neslusan L., Svoren J., Porubcan V. The updated version of the IAU MDC database of photographic meteor orbits / B. A. Lindblad, L. Neslusan, J. Svoren, V. Porubcan. - Proc. Int. Conf. Meteoroids 2001 (ed. B.Warmbein), Kiruna (Sweden). - 2001. - P. 73-75.

13. Jopek T. J., Kanuchova Z. Current status of the~IAU MDC Meteor Showers Database / T. J. Jopek, Z. Kanuchova. - Proc. Astron. Conf. Meteoroids 2013, Eds.: T. J. Jopek, F. J. M. Rietmeijer, J. Watanabe, I. P. Williams., Poznan (Poland) – A. M. Univ. Press. – 2014. – P. 353–364

IAU Meteor Data Center: www.astro.amu.edu.pl/~jopek/MDC2007/.
 Betlem H., Jenniskens P., Leven J. et. al. Very precise orbits of 1998 Leonid meteors / H. Betlem, P. Jenniskens, J. Leven, C. Kuile, C. Johannink, H. Zhao, C. Lei, G. Li, J. Zhu, S. Evans, P. Spurny // Meteoritics and Planetary Science. – 1999. – 34. – P. 979–986.

16. Spurny P., Betlem H., Leven J. V., Jenniskens P. Atmospheric behavior and extreme beginning heights of the thirteen brightest photographic Leonid meteors from the ground based expedition to China / P. Spurny, H. Betlem, J. V. Leven, P. Jenniskens // Meteoritics and Planetary Science. – 2000. – 35. – P. 243–249.

17. Campbell M. D., Brown P. G., LeBlanc A. G. et. al. Image-intensified video result from the 1998 Leonid shower: I. Atmospheric trajectories and physical structure /M. D. Campbell, P. G. Brown, A. G. LeBlanc, R. Hawkes, J. Jones, S. Worden, R. Correll // Meteoritics and Planetary Science. - 2000. - 35. - P. 1259-1267.

18. Koten P., Spurny P., Borovicka J. et. al. The beginning heights and light curves of high-altitude meteors / P. Koten, P. Spurny, J. Borovicka, S. Evans, A. Elliott, H. Betlem, R. Stork, C. Jobse // Meteoritics and Planetary Science. – 2006. – 41, Nr. 9. – P. 1305–1320.

Elliott, H. Bettem, R. Stork, C. Jobse // метеоптисs and Pranetary Science. – 2000. – 41, 101. 9. – Г. 1900–1920.
19. Sonota Co A meteor shower catalog based on video observations in 2007–2008 // WGN, the Journal of the IMO. – 2009. – 37:2. – Р. 55–62.
20. *Козак П. М., Рожило О. О., Тарануха Ю. Г.* Кінематичні параметри метеорів за результатами базисних телевізійних спостережень в період. 2012. осіннього рівнодення 2001 року / П. М. Козак, О. О. Рожило, Ю. Г. Тарануха // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2012. – Вип. 49. – С. 19–24.

21. Козак П. М., Рожило О. О., Тарануха Ю. Г., Кручиненко В. Г. Кінематичні характеристики вересневих метеорів за базисними телевізійними спостереженнями 2003 року / П. М. Козак, О. О. Рожило, Ю. Г. Тарануха, В. Г. Кручиненко // Космічна наука і технологія. – 2011. – Т. 17, № 4. – С. 51–62.

22. Kozak P., Rozhilo O., Kruchynenko V., Kazantsev A., Taranukha A. Results of processing of Leonids-2002 meteor storm TV observations in Kyiv / P. Kozak, O. Rozhilo, V. Kruchynenko, A. Kazantsev, A. Taranukha // Advances in Space Research. - 2007. - 39. - 4. - P. 619-623.

Надійшла до редколегії 01.08.17

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

МЕТЕОРЫ С АНОМАЛЬНЫМИ ВЫСОТАМИ ПОЯВЛЕНИЯ ПО ТЕЛЕВИЗИОНННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ В КИЕВЕ

На основании дополнительного пересмотра и уточненной обработки видеозаписей базисных телевизионных наблюдений метеоров в Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко проведена селекция метеоров с аномальными фотометрическими и кинематическими характеристиками. Особенное внимание уделено регистрации метеоров на сверхбольших высотах – более 130 км. В отличие от практически установленных на данный момент фактов о появлении быстрых ярких болидов, создаваемых массивными телами, принадлежащих потокам Леонид, Персеид, Орионид на высотах свыше 130–135 км, вплоть до высот 160–195 км, получено подтверждение появления на аномальных высотах слабых метеоров малой массы порядка ~10⁻³ г. В 1993 г. при наблюдениях метеорного потока Персеид нами был впервые зарегистрирован поточный метеор с высотой появления 136.84 ± 0.12 км и массой около 0.35 г. В 2001 и 2003 гг. во время сентябрьских наблюдений спорадических метеоров зарегистрирован лишь один метеор из 98 на высоте превышающей 135 км. При наблюдениях метеорного шторма Леониды в 2002 г. было зарегистрировано пять относительно слабых метеоров, принадлежащих потоку с высотами появления более 135–140 км и массами ~10⁻ г.

Ключевые слова: метеоры; видеонаблюдения метеоров; аномальные метеоры; сверхбольшие высоты появления метеоров.

P. Kozak, Ph.D. Astronomical Observatory Taras Shevchenko National University of Kyiv

METEORS WITH ANOMALOUS APPARENT HEIGHTS FROM TV OBSERVATIONS IN KYIV

Basing on additional studying and précised processing of video-records of double-station meteor TV observations in Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv the selection of meteors with anomalous photometrical and kinematical characteristics has been carried out. A special attention was paid to the registration of meteors on extreme heights exceeding 130 km. In opposite to practically proved at the moment facts about appearance of fast bright bolides created by massive bodies belonging to Leonids, Perseids and Orionids streams on heights over 130-135 km, and up to even 160-195 km we obtained the confirmation of appearance on the anomalous heights of low-light meteors of masses g. In 1993 during observations of Perseid meteor shower we registered for the first time the shower meteor with apparent height of 136.84 ± 0.12 km. In 2001 and 2003 during September observations of sporadic meteors we registered only one meteor from 98 on the height over 135 km. During observations of Leonids meteor storm in 2002 we registered five relatively low-light meteors belonging to the shower with apparent heights exceeding 135-140 km with masses $\sim 10^{-3}$ g.

Key words: meteors; video observations of meteors; extremely high apparent heights of meteors.

УДК 524.7

Ю. Кудря, канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

БАРІОННА ЗАЛЕЖНІСТЬ ТАЛЛІ – ФІШЕРА ДЛЯ ГАЛАКТИК ІЗ КАТАЛОГУ 2MFGC

Представлено баріонні та зоряні (масові) залежності Таллі – Фішера (ТФ), що прокалібровані на вибірках галактик із каталогу 2MFGC, які мають оцінки водневих мас. Прокалібровано залежності як на основі вихідної вибірки галактик об'ємом N=2988, сформованої за даними HyperLEDA та каталогу 2MFGC, так і залежності на основі певним чином почищених підвибірок. Двопараметрична баріонна залежність ТФ для почищеної вибірки об'ємом N = 2831 і відповідна їй деопараметрична зоряна залежність для почищеної вибірки об'ємом N = 2790 характеризуються стандартними відхиленнями $\sigma_{BTF} = 0.196$ і $\sigma_{STF} = 0.207$, відповідно. За аналогією зі "звичайними" інфрачервоними залежностями ТФ (тобто залежностями абсолютних зоряних величин від ширин радіолінії 21 см або від швидкостей обертання галактик) було здійснено спробу покращити залежності вевденням чотирьох додаткових регресорів (поверхневу яскравість, індекс концентрації, колір і відношення осей). Виявилося, що введення таких регресорів у баріонну й зоряну ТФ-залежності для вихідної вибірки об'ємом N=2988 покращує σ_{BTF} на 11 % і σ_{STR} на 17.5 %. Виявилося також, що шести-параметричні баріонна й зоряна ТФ-залежності для почищених вибірок характеризуються тими саме значеннями σ_{BTF} і σ_{STF} , що й деопараметричні залежності при дещо більших об'ємах почищених вибірок. Тобто багато-параметричні залежності. У цій роботі на наших вибірка було підтверджено також відомий факт, що баріонні тФ-залежності мають менший розкид, ніж зоряні ТФ-залежності. Двопараметрична баріонна залежність на почищеній вибірки бильшо вибірка вибірка вибірка вибірка вибірка вибірка видінювати баріонні й зоряна тФ-залежності при дещо більших об'ємах почищених вибірок. Тобто багато-параметричні залежності дають можливість оцінювати баріонні й зоряні маси для дещо більшої кількості галактик на тому саме рівні точності. У цій роботі на наших вибірках було підтверджено також відомий факт, що баріонні тФ-залежності. Двопараметрична баріонна залежність на почищеній вибірці виявилася сумісною із залежністю для надтонких дискових галактик.

Ключові слова: галактики, залежність Таллі – Фішера, баріонна залежність Таллі – Фішера, баріонна маса галактик, зоряна маса галактик.

1 Вступ. Інфрачервоні залежності Таллі – Фішера (ЗТФ) для вибірок галактик із каталогу 2MFGC (2MASS selected Flat Galaxy Catalog) [1] успішно використовується для вивчення локального поля швидкостей [2–6]. При цьому ефективними виявилися багато-параметричні узагальнення ЗТФ із використанням додаткових інфрачервоних та оптичних характеристик. Багатопараметричні ЗТФ використовують для того, щоб урахувати можливі фізичні причини розкиду звичайних двопараметричних ЗТФ.

Суттєвими особливостями опрацювання даних у дослідженнях [2–6] є такі: 1) калібрування ЗТФ, тобто визначення параметрів апроксимації, відбувається на тій саме вибірці, для галактик якої потім за методом найменших квадратів уточнюються відстані та пекулярні швидкості; 2) обчисленню параметрів поля швидкостей передує процес "чищення" вибірки за формальним правилом 3-сигм і за емпіричним обмеженням модуля індивідуальної пекулярної швидкості значенням 3000 км/с. Статистика причин відхилень від вказаних двох умов проаналізовано в роботі [7]. Зауважимо, що в більш поширеному способі калібрування ЗТФ використовуються еталонні вибірки галактик із мінімальними спостережними похибками.

У багатьох роботах МакГог і співавтори [8, 9, 10], а також інші автори [11], звертали увагу на те, що більш змістовним є співвідношення між швидкістю обертання галактик і їх баріонною або зоряною масами, ніж світністю у певній фотометричній смузі. Баріонна ЗТФ (БЗТФ) зв'язує швидкість обертання спіральної галактики зі сумарною баріонною масою (М_{barv}) і простягається на 5 порядків за значенням М_{barv} [9].

Теоретична основа для БЗТФ виявилася проблематичною. Розрахунки в межах космологічної ЛСDM-моделі передбачають занадто малий нахил БЗТФ і занадто великий її розкид. Однак аналіз спостережних даних дає, що внутрішнє розсіяння БЗТФ є дуже малим, сумісним із припущенням про його нульове значення [10, 12]. Внутрішнім розсіянням називають таку його частину, що обумовлена фізичними причинам (морфологічним типом, наприклад). Спостережне достатньо велике розсіяння може бути пояснено похибками спостережень і невизначеністю відношення зоряної маси до світності. Цей факт викликає сумніви у висновках у межах космологічної моделі з темною матерією, яка передбачає значне розсіяння від гало до гало.

Метою цієї роботи є побудова БЗТФ для вибірок галактик із каталогу 2MFGC, грунтуючись на 2MASS-фотометрії та даних із HyperLEDA, зокрема швидкостей обертання і променевих швидкостей, і порівняння точності таких залежностей з іншими визначеннями. Ми будуємо також зоряні ЗТФ (ЗЗТФ), якими тут ми називаємо залежність зоряної маси від швидкості обертання. У всіх розглянутих випадках БЗТФ і ЗЗТФ ми проводимо очищення вибірок за аналогією з тим, як це робилося для ЗТФ у варіанті з абсолютними величинами, але лише за правилом 3-сигм. Ми також пробуємо покращити БЗТФ і ЗЗТФ введенням додаткових регресорів.

2 Нова вибірка 2MFGC-галактик. У 2006 р. було створено вибірку N=3074 галактик каталогу 2MFGC із відомими швидкостями обертання та променевими швидкостями, необхідними для побудови 3TФ у варіантах з абсолютними K_s- або J-величинами [2]. Для 2724 галактик були визначені [2] та опубліковані [3] їхні індивідуальні відстані та пекулярні швидкості за багато-параметричною 3TФ. Дипольний колективний рух галактик цієї вибірки відносно космічного мікрохвильового випромінювання характеризується швидкістю V = 199±37 км/с у напрямі *I* = 304°±11, *b* = -8°±8° галактичних координат.

Вибірка N=2724 2MFGC-галактик на момент її створення була однією з найбільш представницьких і однорідних вибірок, призначених для аналізу не-Габблівських рухів галактик на масштабі ~ 100 Мпк. Із 2724 галактик 2166 мають у HyperLEDA радіо-величини m21, що необхідні для оцінки газової маси та побудови баріонної залежності. Однак, за минулі 10 років кількість 2MFGC-галактик із необхідними даними істотно збільшилася. Так, на грудень 2016 р. у базі даних HyperLEDA налічувалося ~3750 галактик із даними для "звичайних" ЗТФ і з них ~3000 із радіо-величинами. Для цієї роботи ми сформували нову вибірку, причому з використанням основних ТФ-даних (швидкостей обертання і променевих швидкостей) лише з бази даних HyperLEDA. Крім істотно збільшеної вибірки це гарантує єдиний підхід до взаємного перерахунку ширини радіолінії 21 см (на різних рівнях від пікових значень) і пов'язаної з ними максимальної швидкості обертання V_m.

Друга обставина, яку необхідно врахувати при формуванні нової вибірки є поява серед 2MFGC-галактик списку "фальшивих" об'єктів [13]. Каталог 2MFGC дископодібних галактик, що складається з 18020 об'єктів усього неба, був автоматично відібраний із 1.64 млн протяжних об'єктів каталогу 2MASS XSC [14]. Як виявилося, XSC містить "фальшиві" об'єкти, які перейшли в каталог 2MFGC. Вони виникли внаслідок об'єднання при фотометрії пари або ланцюжка галактик і зір, при проектуванні зір на галактику. Крім того, подовжені контрастні бари або балджі галактик, чия спіральна структура проявляється лише у видимому діапазоні, можуть симулювати плоску галактику. Для зменшення таких помилок у ході складання каталогу 2MFGC було переглянуто на кадрах (J, H, Ks) 2MASS i DSS1 кілька тисяч зображень галактик. Однак із часом стало зрозуміло, що є необхідність у перегляді всіх зображень 2MFGC-об'єктів. Метою такої роботи було виключення "фальшивих" об'єктів, що дозволило б підвищити точність досліджень. Результати перегляду опубліковані в [13]. Виявилося, що 1512 об'єктів із 18020 є "фальшивими". У цій роботі помилкові об'єкти виключалися з розгляду. Зауважимо, що в 2MFGC є також 23 подвійних входження. Ми залишаємо їх у каталозі, збільшуючи тим самим статистичну вагу "подвійних" галактик.

З Баріонна та зоряна залежності Таллі – Фішера для галактик каталогу 2MFGC. Щоби відрізнити масу від абсолютної величини, масу ми позначаємо прямими літерами М. Зоряну массу М* галактики визначаємо за її *L*_K-світністю (абсолютною величиною *M*_K):

$$\mathsf{M}^*/\mathsf{M}_{\mathsf{sun}} = \chi \cdot L_{\mathsf{K}} / L_{\mathsf{K},\mathsf{sun}} \equiv \chi \cdot \mathsf{dex} \left\{ 0.4 \cdot \left(M_{\mathsf{K},\mathsf{sun}} - M_{\mathsf{K}} \right) \right\}$$
(1)

Вважаємо, що коефіцієнт χ набуває або значення χ = 1 [15], хоча можливі інші варіанти, наприклад χ = 0.57 [10]. Для абсолютної величини галактики вважаємо вираз із фотометричною відстанню *d* у мегапарсеках:

$$M_{\kappa} = K_{\rm s}^c - 25 - 5 \cdot \log d , \qquad (2)$$

для Сонця $M_{\kappa,Sun} = 3^m.28$. Видима величина K_s скоригована за поглинання в нашій Галактиці: $K_s^c = K_s - 0.084 A_g$ [16], де A_g – поглинання у В-фільтрі. Підставлення (2) у (1) дає вираз для зоряної маси:

$$\mathsf{M}^* / (10^{10} \mathsf{M}_{sun}) = \chi \cdot d^2 \cdot dex \left\{ 0.4 \cdot \left(\mathcal{M}_{\kappa, sun} - \mathcal{K}_s^c \right) \right\}$$
(3)

Воднева маса М_н залежить від потоку *F* у лінії 21 см (в Янський • км/с):

$$\log(M_{H} / M_{Sun}) = \log F + 2\log d + 5.37$$
(4)

У HyperLEDA замість потоку дається радіо-величина в лінії 21 см, $m_{21} = -2.5 \cdot \log F + 17.40$. Тоді після деяких перетворень маємо вираз для водневої маси:

$$\mathbf{M}_{HI} / \left(10^{10} \mathbf{M}_{Sun} \right) = 2.138 \cdot d^2 \cdot dex \left\{ 2 - 0.4 \cdot m_{21} \right\}$$
(5)

Із урахуванням маси гелію, молекулярного водню газова маса визначається виразом:

$$\mathbf{M}_{gas} / \left(10^{10} \mathbf{M}_{Sun} \right) = \alpha \mathbf{M}_{HI} / \left(10^{10} \mathbf{M}_{Sun} \right) = 2.138 \cdot \alpha \cdot d^2 \cdot dex \left\{ 2 - 0.4 \cdot m_{21} \right\}$$
(6)

Звичайно вважають α = 1.33 лише з урахуванням маси гелію, α = 1.4 – із урахуванням гелію та молекулярного водню, що ми приймаємо в цій роботі. Сума (3) і (6) дає баріонну масу галактики:

$$\mathsf{M}_{bary} / \left(10^{10}\mathsf{M}_{Sun}\right) = d^{2} \left\{ 2.138 \cdot \alpha \cdot dex(2 - 0.4 \cdot m_{21}) + \chi \cdot dex \left\lfloor 0.4 \cdot \left(M_{K,Sun} - K_{s}^{c}\right) \right\rfloor \right\}$$
(7)

Відстань *d* визначаємо за законом Габбла: $d = V_{3k} / H_0$, де V_{3k} є радіальною швидкістю в системі мікрохвильового випромінювання. Сталу Габбла приймаємо $H_0 = 72$ км/с/Мпк. Ми використовуємо скориговану радіовеличину m_{21}^c із HyperLEDA.

Логарифм баріонної маси, $y \equiv \log(M_{barv} / M_{sun})$, апроксимуємо регресією Таллі – Фішера:

$$y = C_1 + C_2 \cdot \log W_c \tag{8}$$

Тут $W_c = 2V_{rot} / (1 + V_h / c)$ – скоригована з урахуванням космологічного розширення "ширина" радіолінії 21 см, що фактично визначається подвійною максимальною швидкістю обертання V_{rot} із HyperLEDA; V_h – геліоцентрична променева швидкість галактики; c – швидкість світла.

Після калібрування (8), тобто обчислення коефіцієнтів *С*і (наприклад, за методом найменших квадратів), ми маємо спосіб для оцінки "правильної" баріонної маси галактики – БЗТФ:

$$M_{bary} / M_{Sun} = dex(C_1 + C_2 \cdot \log W_c)$$
(9)

Умова $\alpha = 0$ приводить до зоряної ЗТФ, яку ми називаємо відповідною баріонній ЗТФ з $\alpha = 1.4$.

4 Баріонні двох-параметричні залежності Таллі – Фішера. У табл. 1 ми подаємо результати калібрування двопараметричних БЗТФ і (для порівняння) ЗЗТФ. Крім значень коефіцієнтів ми наводимо також їхні похибки та параметри значущості за Фішером (у дужках). У першому рядку табл. 1 подано характеристики залежностей для вихідної вибірки N=2988. Як можна побачити, БЗТФ для цієї вибірки має стандартне відхилення $\sigma_{\it втг}$ = 0.300, що на

14 % менше порівняно з σ_{STF} відповідної ЗЗТФ.

Вважаючи, що погана якість залежності обумовлена похибками вимірювань, ми провели процедуру очищення даних за аналогією того, як це робилося для "звичайних" ЗТФ у роботах [2, 4, 5]. Послідовне вилучення за правилом 3-сигм до збіжності процесу привело до результатів, поданих у другому рядку табл. 1, причому, оскільки очищення проводиться з використанням різних регресій, кількість галактик у вибірках різна: N=2790 і N=2831 для "почищених" ЗЗТФ і БЗТФ, відповідно. У дужках у других стовпчиках у табл. 1 наведено покращення залежностей після очищення. Для почищених вибірок також БЗТФ більш точна: значення σ_{BTF} на 5 % менше за σ_{STF} . Зауважимо, що якщо залежностям приписати формальну відносну точність $\Delta d / d \approx (\ln 10/2) \cdot \sigma$ визначення відстаней (за аналогією до "звичайних" ЗТФ), то для БЗТФ з $\sigma_{BTF} = 0.196$ для почищеної вибірки маємо значення $\Delta d / d \approx 22.5$ %, що близько до відносної точності визначень відстаней для великих вибірок на основі "звичайних" ЗТФ.

Відзначимо, що коефіцієнт *C*₂ нахилу залежності дещо більший у зоряних залежностей, що цілком очікувано: через недооцінку газової складової слабкий кінець зоряної залежності має більший нахил, що збільшує нахил єдиної (гіганти плюс карлики) залежності. Однак нахил у всіх випадках є далеким від "теоретичного" значення *C*₂ = 4.

Коефіцієнти двох-параметричних ЗЗТФ і БЗТФ

N	σ_{STF}	C ₁	C ₂	N	$\sigma_{\scriptscriptstyle BTF}$	C ₁	C ₂			
Зоряні (χ = 1, α = 0)					Баріонні (χ = 1, α = 1.4)					
2988	0.349	4.432±0.092 (2312)	2.451±0.037 (4354)	2988	0.300	5.302±0.079 (4498)	2.162±0.032 (4604)			
2790	0.207 (41%)	2.955±0.064 (2121)	3.039±0.026 (13961)	2831	0.196(35%)	4.134±0.059 (4988)	2.627±0.023 (12507)			

5 Баріонні шести-параметричні залежності Таллі – Фішера. Далі ми пробуємо покращити якість БЗТФ і ЗЗТФ шляхом введення в (8) додаткових регресорів. Досвід використання інфрачервоних багато-параметричних ЗТФ підказує використати замість (8) таку залежність [2]:

$$y = C_1 + C_2 \cdot \log W_c + C_3 \cdot JhI + C_4 \cdot Jcdex + C_5 \cdot (J^c - K_s^c) + C_6 \cdot \log r 25 \equiv \sum_i C_i x^i$$
(10)

Перші два доданки у правій частині (10) – основні регресори ЗТФ (8). Решта чотири доданки мають відслідковувати кореляції баріонної (зоряної) маси з ефективною поверхневою яскравістю Jhl, індексом концентрації Jcdex (відношенням радіусів, усередині яких зосереджено 3/4 і 1/4 світла галактики), кольором J°-K°, десятковим логарифмом відношення осей log r25. Тут J^c і K^c_s – скориговані за поглинання в Галактиці видимі J і K_s величини: $J^{c} = J - 0.207 \cdot Ag$, $K_{s}^{c} = K_{s} - 0.084 \cdot Ag$, відповідно до [16], Ag – поглинання в Галактиці у В-смузі. Внутрішнє поглинання ми не враховуємо, оскільки варіювання його значень для галактик "із ребра", якими є 2MFGC-галактики, є значно меншим ніж у вибірках довільно нахилених галактик, а крім того в HyperLEDA внутрішнє поглинання є для багато меншої кількості об'єктів, що суттєво зменшує вибірку. Величини logr25, Ag, m21c ми брали з HyperLEDA;

J, K_s Jhl, Jcdex – із каталогу [1].

У табл. 2 ми подаємо результати калібрування баріонних і зоряних (масових) шестипараметричних ЗТФ. Структура таблиці подібна такій при розгляді двопараметричних залежностей.

Чищення вибірок проводилося, як і у випадку двопараметричних залежностей, із прийняттям відповідної форми регресії. При цьому почищені вибірки мають покращення значення σ, що вказане в дужках у другому стовпчику таблиць; для двовимірних регресій воно є більшим (41 % і 35 % проти 28 % і 27 %).

Для вихідної вибірки N=2988 результати обчислення дали $\sigma_{\scriptscriptstyle BTF}$ = 0.268 для шестипараметричної БЗТФ та σ_{STF} = 0.288 для шестипараметричної ЗЗТФ. Очищення привело до вибірки N=2854 із тим саме σ_{втF} = 0.196, як і для очищеної двох-параметричної баріонної залежності, і до вибірки N=2842 із тим саме о_{ст} = 0.207, як і для очищеної зоряної двох-параметричної залежності. Тобто наш метод очищення вибірок за значенням 3-сигма привів до певних значень дисперсії незалежно від збільшеної кількості регресорів у виразі (10), але за різних довжин вибірок.

Таблиця 2

Ν	$\sigma_{\scriptscriptstyle BTF},\sigma_{\scriptscriptstyle STR}$	C ₁	C ₂	C ₃	<i>C</i> ₄	<i>C</i> ₅	<i>C</i> ₆		
	Зоряні (χ = 1, α = 0)								
2988	0.288	9.703±0.218 (1973)	1.654±0.038 (1941)	-0.2166±0.0086 (638)	0.0271±0.0055 (24)	0.712±0.039 (329)	-0.166±0.034 (24)		
2842	0.207 (28 %)	6.894±0.180 (298)	2.331±0.033 (5018)	-0.1375±0.0067 (419)	0.0002±0.0041 (0.03)	0.474±0.030 (255)	-0.157±0.026 (38)		
	Баріонні (χ = 1, α = 1.4)								
2988	0.268	8.202±0.203 (1632)	1.620±0.035 (2154)	-0.1214±0.0080 (232)	0.0392±0.0052 (58)	0.487±0.036 (178)	0.073±0.032 (5.2)		
2854	0.196 (27%)	5.479±0.173 (1004)	2.264±0.032 (5161)	-0.0471±0.0064 (54)	0.0132±0.0039 (11)	0.309±0.028 (123)	0.103±0.024 (18)		

Коефіцієнти шести-параметричних ЗЗТФ і БЗТФ

Із табл. 1 і 2 також бачимо, що

 введення чотирьох додаткових регресорів у БЗТФ і ЗЗТФ для вихідної вибірки N=2988 покращує σ_{вт} на 11 % і σ_{sтк} на 17.5 %;

• регресор з індексом концентрації у шестипараметричній ЗЗТФ для почищеної вибірки є незначущим на відмінність від шестипараметричної БЗТФ;

 у всіх випадках (і для дво-, і для шестипараметричних залежностей) БЗТФ (α = 1.4) мають менший розкид порівняно з відповідними ЗЗТФ ($\alpha = 0$);

• зоряна 2-параметрична регресія має найбільший нахил серед наведених у таблицях регресій, $C_2=3.04\pm0.03$, але далекий від теоретичного значення $C_2 = 4$.

6 Порівняння з іншими визначеннями баріонних залежностей. У цьому розділі ми обмежимося наведенням декількох найбільш відомих виразів для баріонних залежностей, які показують різноманітність визначень. Їхня неузгодженість обумовлена складом вибірки (домінування зоряної або газової складових), вибору аргументу залежності (ширини лінії 21 см на певному рівні від пікового значення, максимального значення на кривій обертання, значення на плоскій ділянці кривої обертання тощо).

13 -

Зауважимо, що перші теоретичні обгрунтування ЗТФ грунтувалися на припущенні віріальної рівноваги в межах віріального радіуса R_{vir} , тоді $M_{vir} \propto V_{vir}^3$, тобто очікувалося, що $C_2 = 3$, хоча M_{vir}, V_{vir} не є спостережними величинами. Більш обгрунтованим теоретичним значенням виявилося $C_2 = 4$.

МакГог [9], апріорі набуваючи значення нахилу $C_2 = 4$ та ототожнюючи масу диска галактики з її баріонною масою, подав баріонну залежність у вигляді: $M_{bary} / M_{sun} = A \cdot (V_{flat})^4$, де A = 50 і V_{flat} у км/с є значення на плоскій ділянці кривої обертання. Згідно з автором залежність діє на п'яти порядках діапазону мас. Зауважимо, що використання V_{flat} зменшує розкид залежності [11], але і зменшує вибірку. Пізніше значення коефіцієнта A було уточнене: $A = 47 \pm 6$ [17].

Белл і де Йонг [18] із використанням значення $V_{_{flat}}$ знайшли баріонне співвідношення у вигляді $M_{_{bary}} \propto V_{_{flat}}^{3.5\pm0.2}$,

тобто нахил $C_2 = 3.5 \pm 0.2$. При цьому випадкова та систематична похибки оцінювалися в 0.2 кожна.

Старк та інші в роботі [19] прокалібрували БЗТФ, використовуючи газ-домінантні галактики. Було знайдено, що нахил БЗТФ є близьким до теоретичного, $C_2 = 3.94 \pm 0.07$ (r) ±0.07 (s), і нуль-пункт $C_1 = 1.79 \pm 0.26$ (r) ±0.25 (s), де г і s – випадкова та систематична складові похибки. У припущенні дії цього співвідношення в галузі зоре-домінантних галактик воно було використано для прогнозування зоряних мас зоре-домінантних галактик. Така оцінка, якщо є правильним припущення, не залежить від способу оцінки зоряних мас за (IЧ) світністю галактик.

Грунтуючись на точній фотометрії, здійсненій Далкантон і Бернштайн [20], за 17-тю ультра-плоскими галактиками з оцінками водневої маси була побудована в [21] БЗТФ:

$$og(M_{bary} / M_{Sun}) = (2.78 \pm 0.23) \cdot \log V_{rot} + 4.44 \pm 0.47$$
(12)

зі стандартним відхиленням $\sigma_{BTF} = 0.172$. Отримане в цій роботі значення $\sigma_{BTF} = 0.196$ для почищених вибірок галактик із 2MASS фотометрією поступається за значенням σ_{BTF} даним із точною фотометрією на 14 %. Зазначимо, що нахил залежності (12) дещо більший за визначення цієї роботи для двопараметричної регресії ($C_2 = 2.63 \pm 0.02$), але з урахуванням похибки в (12) можна стверджувати про узгодженість цих двох визначень (хоча (12) отримано при $\alpha = 1.33$, ураховано лише водень).

7 Висновки. Ми прокалібрували баріонні залежності Таллі – Фішера та для порівняння зоряні (масові) залежності Таллі – Фішера на вибірках галактик із каталогу 2MFGC. Результати калібрування наведені в табл. 1. При цьому перед калібруванням ми почистили вибірки галактик за правилом 3-сигм у декілька етапів до сходження процесу вилучення.

За аналогією зі "звичайними" інфрачервоними залежностями Таллі – Фішера (тобто залежностями абсолютних зоряних величин від ширин радіолінії 21 см або від швидкостей обертання галактик) ми пробуємо покращити залежності введенням додаткових регресорів вигляду (10) замість (8). Результати калібрування залежності (10) наведені в табл. 2. Виявилося, що введення додаткових регресорів у баріонну й зоряну (масову) ТФ-залежності для вихідної вибірки N=2988 покращує σ_{BTF} на 11 % і σ_{STR} ; на 17.5 %. Однак почищені баріонна та зоряна (масова)

ТФ-залежності характеризуються тими саме значеннями $\sigma_{{}_{BTF}}$ = 0.196 і $\sigma_{{}_{STF}}$ = 0.207, що й двопараметричні регресії

вигляду (8). Можливо цей факт говорить на користь використання звичайних лінійних двопараметричних баріонних залежностей і зайвість використання багато-параметричних залежностей. Однак більші розмірності почищених вибірок дають можливість оцінювати баріонні й зоряні маси для більшої кількості галактик: N=2854 замість N=2813 для баріонної та N=2842 замість N=2790 для зоряної масової залежності. Порівняння параметрів розкиду баріонної залежності на почищеній вибірці з іншими визначеннями виявляє сумісність із залежністю для надтонких дискових галактик [21]. У цій роботі на наших вибірках ми підтверджуємо для наших даних відомий факт, що баріонні залежності мають менший розкид, ніж зоряні масові залежності.

Список використаних джерел

Mitronova S. N., Karachentsev I. D., Karachentseva V. E. et. al. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog / S. N. Mitronova, I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva, T. H. Jarrett, Yu. N. Kudrya // Bull. Spec. Astrophys. Obs. – 2003. – Vol. 57. – P. 5–163.
 Karachentsev I. D., Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Mitronova S. N. Peculiar velocities of 3000 spiral galaxies from the 2MFGC catalog

 Karachentsev I. D., Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Mitronova S. N. Peculiar velocities of 3000 spiral galaxies from the 2MFGC catalog / I. D. Karachentsev, Yu. N. Kudrya, V. E. Karachentseva, S. N. Mitronova // Astrophysics. – 2006. – Vol. 49. – P. 450–461.

Karachentsev I. D., Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Mitronova S. N. VizieR On-line Data Catalog, 03/2011.
 Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Karachentsev I. D. et al. Distances and peculiar velocities of spiral galaxies in the 2MFGC and SFI++ samples

/ Yu. N. Kudrya, V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev // Astrophysics. – 2009. – Vol. 52, N3. – Р. 335–349. 5. Кудря Ю. Квадратичні багатопараметричні залежності Таллі – Фішера для галактик каталогу 2MFGC / Ю. Кудря // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені

Тараса Шевченка. Астрономія. – 2013, №1 (50). – С. 17–23. 6. *Кудря Ю*. Мультипольний аналіз поля швидкостей галактик каталогу 2MFGC. // Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2016,

№1 (53). – С. 15–24. 7. *Кудря Ю., Юдко О*. Причини відхилень від залежності Таллі – Фішера галактик з каталогу 2MFGC / Ю. Кудря, О. Юдко // Вісн. Київ. нац. ун-ту

імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2012, № 48. – С. 4–9. 8. McGaugh S. S., Schombert J. V., Bothum G. D., Block W. J. G. The baryonic Tully-Fisher relation / S. S. McGaugh, J. V. Schombert, G. D. Bothum, W. J. G. Block // Astroph. J. – 2000. – Vol. 533. – P. L99–L102.

9. McGaugh S. S. The baryonic Tully-Fisher relation of galaxies with extended rotation curves and the stellar mass of rotating galaxies / S. S. McGaugh // Astrophys. J. - 2005. - Vol. 632. - P. 859-871.

10. McGaugh S. S. Schombert J. M. Weiting galaxy disks with the baryonic Tully-Fisher relation / S. S. McGaugh, J. M. Schombert // Astroph. J. – 2015. – Vol. 802. – article id. 18 (16pp).

11. Verheijen M. A. W. The Ursa Major cluster of galaxies. V. HI rotation curve shapes and the Tully-Fisher relations / M. A. W. Verheijen // Astroph. J. - 2001. - Vol. 563. - P. 694-715.

12. Lelli F., McGaugh S. S., Schombert J. M. The small scatter of the baryonic Tully-Fisher relation / F. Lelli, S. S. McGaugh, J. M. Schombert // Astroph. J. – 2016. – Vol. 816. – L14 (6pp).

13. Mitronova S. N., Korotkova G. G. Visual survey of 18020 objects from the 2MFGC catalog / S. N. Mitronova, G. G. Korotkova // Astroph. Bulletin. - 2015. - Vol. 70, N 1. - P. 24-32.

14. Jarrett T.H., Chester T., Cutri R. et al. 2MASS eXtended Source Catalog: overview and algorithms / T. H. Jarrett, T. Chester, R. Cutri // Astroph. J. – 2000. – Vol. 119. – P. 2498–2531.

15. Bell E. F., McIntosh D. H., Katz N., Weinberg M. D. The optical and near-infrared properties of galaxies. I. Luminosity and stellar mass functions / E. F. Bell, D. H. McIntosh, N. Katz, M. D. Weinberg // Astroph. J. Suppl. Ser. – 2003. – Vol.149. – P. 289–312.

16. Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds / D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, M. Davis // Astrophys. J. – 1998. – Vol.500. – P. 525–553.

17. McGaugh S. S. The baryonic Tully-Fisher relation of gas-rich galaxies as a test of ΛCDM and MOND / S. S. McGaugh // Astron. J. – 2012. – Vol. 143. – article id. 40 (15pp).

18. Bell E. F., de Jong R. S. Stellar mass-to-light ratios and the Tully-Fisher relation / E. F. Bell, de Jong R. S. // Astroph. J. – 2001. – V. 550. – P. 212–229.

19. Stark D. V., MacGaugh S. S., Swaters R. A. A first attempt to calibrate baryonic Tully-Fisher relation with gas-dominated galaxies / D. V. Stark, S. S. MacGaugh, R. A. Swaters // Astron.J. – 2009. – Vol. 138. – P. 392–401.

20. Dalcanton J. J., Bernstein R. A. A structurel and dynamical study of late-type, edge-on galaxies. I. Sample selection and imaging / J. J. Dalcanton, R. A. Bernstein // Astron. J. - 2000. - Vol. 120. - P. 203-243.

21. Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Kudrya Yu. N. Ultra-Flat Galaxies Selected from RFGC Catalog. II. Orbital Estimates of Halo Masses / I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva, Yu. N. Kudrya // Astrophysical Bulletin. – 2016. – Vol. 71, № 2. – P. 129–138.

Надійшла до редколегії 25.08.17

Ю. Кудря, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

БАРИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТАЛЛИ – ФИШЕРА ДЛЯ ГАЛАКТИК ИЗ КАТАЛОГА 2MFGC

Представлены барионные и звездные (массовые) зависимости Талли – Фишера (ТФ), прокалиброванные на выборках галактик из каталога 2MFGC, имеющих оценки водородных масс. Прокалиброваны зависимости как для исходной выборки галактик объемом N=2988, сформированной по данным HyperLEDA и каталога 2MFGC, так и зависимости на основе определенным образом почищенных подвыборок. Двухпараметрическая барионная ТФ-зависимость для почищенной выборки объемом N=2831 и соответствующая ей звездная зависимость для почищенной выборки объемом N=2831 и соответствующая ей звездная зависимость для почищенной выборки объемом N=2831 и соответствующая ей звездная зависимость для почищенной выборки объемом N=2831 и соответствующая с звездная зависимость для почищенной с воборки объемом N=2831 и соответствующая ей звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая ей звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и с звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и с звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и с звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и с звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и с звездная зависимость для почищенной с выборки объемом N=2831 и соответствующая и с звездная зависимость для почищенной с звездная и с зве

инфракрасными зависимостями Талли – Фишера (то есть зависимостями абсолютных звездных величин от ширины радиолинии 21 см или от скорости вращения галактик) мы пробуем улучшить зависимости введением четырех дополнительных регрессоров (поверхностную яркость, индекс концентрации, цвет и отношение осей). Оказалось, что введение дополнительных регрессоров в барионную и звездную зависимости ТФ

для исходной выборки N=2988 улучшает $\sigma_{\rm BTF}$ на 11 % и $\sigma_{\rm STR}$ на 17.5 %. Оказалось также, что шестипараметрические барионная и звездная

зависимости ТФ характеризуются теми же значениями σ_{BTF} и σ_{STF} , что и двухпараметрические регрессии при несколько больших объемах

почищенных выборок, то есть многопараметрические зависимости дают возможность оценивать барионные и звездные массы для несколько бо́льшего числа галактик на том же уровне точности. В данной работе на наших выборках ми подтверждаем известный факт, что барионные зависимости имеют меньший разброс по сравнению с соответствующими звездными зависимостями. Двухпараметрическая барионная зависимость на почищенной выборке оказалась совместной с зависимостью для сверхтонких дисковых галактик.

> Yu. Kudrya, Ph.D., senior researcher Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

BARYON TULLY-FISHER RELATION FOR GALAXIES FROM THE 2MFGC CATALOG

Baryon and stellar (mass) Tully-Fisher (TF) relations calibrated on samples of galaxies from the 2MFGC catalog, having hydrogen mass estimates, are presented. The relations have been calibrated for both the initial sample of galaxies with the size N = 2988, formed from data of HyperLEDA and the 2MFGC catalog, and the relations based on subsamples cleaned in certain way. The two-parameter baryon TF relation for the cleaned sample with size N = 2831 and the corresponding stellar relation for the cleaned sample of size N = 2790 are characterized by standard deviations $\sigma_{BTF} = 0.196$ and $\sigma_{STF} = 0.207$, respectively. By analogy with the "usual" infrared Tully-Fisher relations (that is, relations of absolute stellar magnitudes on the width of the 21-cm radio-line or on the rotation velocity of galaxies), we try to improve the relations by introducing four additional regressors (surface brightness, concentration index, color and axes ratio). It appeared that the introduction of additional regressors into the baryon and stellar TF relations for the initial sample N = 2988 improves σ_{BTF} by

11 % and σ_{STR} by 17.5 %, respectively. It also appeared that the six-parameter baryon and stellar TF relations are characterized by the same values σ_{BTF}

and σ_{STR} as the two-parameter regressions for somewhat larger sizes of cleaned samples, that is, the multiparameter relations make it possible to estimate the baryon and stellar masses for a somewhat larger number of galaxies at the same level of accuracy. In this paper, on our samples, we confirm the known fact that baryon TF relations have a smaller scatter in comparison with the corresponding stellar relations. The two-parameter baryon NF relation on the cleaned sample appeared to be consistent with the relation for hyperfine disk galaxies.

УДК 524.8

V. Zhdanov, Dr. Sci., Prof., S. Dylda, stud. phys. fac. Taras Shevchenko National University of Kyiv

HYDRODYNAMIC COSMOLOGICAL MODEL AND THE "COSMIC DOOMSDAY"

We discuss the well-known "Big Rip" cosmological solutions in connection with a correspondence between hydrodynamic (H) and scalar field (SF) models of the dynamical dark energy. Namely, we compare a minimally coupled self-interacting SF and the H-model with a barotropic equation of state in the homogeneous isotropic Universe. In general case these models are not fully equivalent, though for some SF potentials and some regimes of expansion they yield the same evolution of the energy density and the scale factor as functions of time. We consider examples of the SF potentials, that provide such a restricted equivalence in case of linear H-model equations of state; however, we show that in case of the canonical SF Lagrangians (with the standard kinetic term) there is no room for the Big Rip.

Introduction. In 2003 Caldwell et al [1] described an example of a cosmological evolution dubbed Big Rip, when the energy density diverges in finite time. The reason for such a divergence owes to special equation of state (EOS) p = p(e) = we with the EOS parameter w < -1. More generally, this is related with the existence of the phantom line in the EOS corresponding to p + e = 0. The interest to this situation has recently grown in view of the results of PLANK [2] that

show some tendency to confirm such inequality, though the Standard model value w = -1 is also within the error limits (see also [3]). The occurrence of divergences has been discussed elsewhere (see, e.g. [4-6] for a review). Usually singularities may indicate some incompleteness of the theory and they can be removed, e.g., by some change of EOS. For example, among possible types of qualitative cosmological behavior [6,7] one can find models with a more complicated EOS, which describe a transition from one phantom state to the other. Moreover, the hydrodynamic (H) model is an oversimplification of the real physical picture, and it is desirable to relate it to a more consistent field theory.

Below we consider relations of the hydrodynamic description with the scalar field (SF) theory, which is widely used, e.g., to discuss inflationary scenarios of the early Universe and dynamical dark energy [8–10]. There are different approaches to the problem of correspondence between H and SF models [8] dealing with general SF Lagrangians. In this paper we consider a canonical minimally coupled SF with a self-interaction potential which fills the homogeneous isotropic Universe. In accordance with observational data the space-time metric is assumed to be spatially flat. We consider barotropic EOS as in many papers on homogeneous isotropic cosmology¹. The requirement that the SF Lagrangian has the canonical form imposes strong restriction on the possibility to relate H and SF models.

Basic relations. The Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker space-time metric of isotropic homogeneous cosmology can be written as

$$ds^{2} = g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu} = dt^{2} - a^{2}(t)\left\lfloor d\chi^{2} + \chi^{2}dO^{2}\right\rfloor, \qquad (1)$$

leading to the Friedmann equations (the spatially flat case)

$$\frac{d^2a}{dt^2} = -\frac{4\pi}{3}a(e+3p), \qquad (2)$$

$$H^{2} = \frac{8\pi}{3}e, \quad H = \frac{1}{a}\frac{da}{dt},$$
 (3)

here G = c = 1.

Equations of the relativistic hydrodynamics (H-model) follow from the energy-momentum tensor of ideal fluid

$$T_{\mu\nu}^{(h)} = h \, u_{\mu} u_{\nu} - g_{\mu\nu} p. \,, \tag{4}$$

where h = e + p is the specific enthalpy, in case of the barotropic EOS the pressure p = p(e) is a function of the invariant energy density e.

Now we consider a correspondence between the H-model and the model dealing with a minimally coupled scalar field the Universe. The SF Lagrangian is assumed in the form

$${\it L}_{(f)} = {s \over 2} \phi_{, lpha} \phi^{, lpha} - V(\phi)$$
 ,

where we introduce parameter s = 1 in case of the canonical scalar field model, and s = -1 corresponds to the "phantom" case. The corresponding energy-momentum tensor

$$\mathcal{T}_{\mu\nu}^{(f)} = \mathbf{S} \, \boldsymbol{\varphi}_{,\mu} \boldsymbol{\varphi}_{,\nu} - \boldsymbol{g}_{\mu\nu} \boldsymbol{L}_{(f)} \tag{5}$$

The SF-equations are

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + sV'(\varphi) = 0.$$
(6)

Comparison of SF and H models. Due to conditions of isotropy and homogeneity the only non-zero components of (4) and (5) take on the similar form with $T_{00}^{(h)} = e$, $T_{ij}^{(h)} = -g_{ij}p$, (i, j = 1, 2, 3) if and only if

$$\boldsymbol{e} = \frac{s}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad \boldsymbol{p} = \frac{s}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad \dot{\phi} \equiv \boldsymbol{d}\phi / \boldsymbol{d}t.$$
(7)

However, the SF and H models have different number of degrees of freedom. If we choose some EOS p = p(e) or, equivalently, a dependence of specific enthalpy h = e + p = h(e) on the energy density, equations (7) yield

$$\dot{\varphi}^2 = sh(e), \quad e = \frac{s}{2}\dot{\varphi}^2 + V(\varphi).$$
(8)

This is an additional constraint on the initial values for the second order equations (6), which in the SF model must be arbitrary. That is, there cannot be a complete equivalence of the SF and H models. If we suppose that the initial conditions of the SF-model satisfy equations (8) at $t = t_0$. The question is, what are the restrictions for $V(\phi)$ so as to preserve (8) for all $t > t_0$? With this aim we introduce a function $\Theta(V)$, which is implicitly defined as a solution of the equation

$$\vartheta = \mathbf{s} \cdot \mathbf{h} \left(\frac{\mathbf{s}}{2} \vartheta + \mathbf{V} \right), \tag{9}$$

with respect to \Im ; then from (8) we have $\dot{\varphi}^2 = \Theta(V) > 0$. In view of (3), it must be e > 0. We denote $E(V) = s \Theta(V)/2 + V$. For E(V) we have

¹ We note that in case of inhomogeneous cosmology the barotropic EOS with negative w cannot be applied, and some modification is needed [11, 12].

$$E - \frac{1}{2}h(E) = V \tag{10}$$

In order to provide the uniqueness of the solution of (10) with respect to E and (9) with respect to ϑ it is sufficient that

$$h' \le 2 - \varepsilon$$
, (11)
where $\varepsilon > 0$ can be arbitrarily small. This corresponds to $dp/de \le 1 - \varepsilon$.

Derivative of (8) upon the time on account of (6) yields (assuming $\dot{\phi} \neq 0$)

$$2s\frac{dV}{d\phi} = -\text{sign}(\phi) [2 - h'(E(V))] \sqrt{24\pi E(V)\Theta(V)} , \qquad (12)$$

We have an equation for potential $V(\phi)$, which is different for different signs of $\dot{\phi}$.

Note that sometimes it is convenient to work with the equation

$$\left(\frac{dV}{d\varphi}\right)^{2} = 6\pi E(V)\Theta(V) \left[2 - h'(E(V))\right]^{2},$$
(13)

and then, when a solution of (13) is found, to check signs according to (12).

Linear equation of state. Now we consider examples with concrete equations of state. The simplest case deals with the linear EOS:

$$h(e) = \xi(e - e_0) + h_0 = \xi e - \eta, \quad \eta = \xi e_0 - h_0.$$
 (14)

Let us suppose $\xi < 2$, which corresponds to dp / de < 1.

In this case $\Theta = \frac{2s(\xi V - \eta)}{2 - \xi}$, $E(V) = \frac{2V - \eta}{2 - \xi}$, and equation (12) now takes on the form

$$\frac{dV}{d\varphi} = -s \cdot \operatorname{sign}(\dot{\varphi}) \sqrt{24\pi s} \xi \left[\left(V - \frac{2+\xi}{4\xi} \eta \right)^2 - \left(\frac{2-\xi}{4\xi} \eta \right)^2 \right].$$
(15)

For $s \xi > 0$ the solution of this equation is

$$V(\phi) = \frac{\eta}{4\xi} \Big\{ 2 + \xi + (2 - \xi) \cosh \left[\alpha (\phi - \phi_0) \right] \Big\}, \quad \alpha = \sqrt{24\pi s \xi}$$

This is the necessary condition for H and SF models to describe the same evolution under additional condition

$$sign[\eta(2-\xi)\dot{\phi}(\phi-\phi_0)] = -1.$$

In this case the H-model and SF-model describe the same solution for the scale factor. For example, in case of the slow-roll regime of the inflation theory this is fulfilled, but this is violated near the minimum of the potential where one may have an oscillatory behavior.

For $h_0 = 0$, $s\xi > 0$ we have

$$V(\phi) = \frac{\mathbf{e}_0}{4} \left\{ 2 + \xi + (2 - \xi) \cosh\left[\alpha(\phi - \phi_0)\right] \right\};$$

and the additional condition is sign $\left\{(2-\xi)\dot{\phi}(\phi-\phi_0)\right\}=-s$.

In particular, for $s \xi < 0$ the expression in square brackets in the radicand of (15) must be negative, whence the potential must be a bounded function. Then, there is no real non-trivial solution for the potential, if $s \xi < 0$ and $(2 - \xi)\eta = 0$. For $s\xi < 0$

$$V(\varphi) = \frac{\eta}{4\xi} \left\{ 2 + \xi + (2 - \xi) \cos\left[\alpha(\varphi - \varphi_0)\right] \right\}, \quad s\xi < 0, \quad \alpha = \sqrt{-24\pi s \xi}$$

The additional condition is sign[$\eta (2-\xi)\dot{\phi} \sin(\phi-\phi_0)$] = -1.

For $h_0 = 0$ $V(\phi) = \frac{e_0}{4} \left\{ 2 + \xi + (2 - \xi) \cos[\alpha(\phi - \phi_0)] \right\}$, $\alpha = \sqrt{-24\pi s \xi}$; the additional condition is sign[$\xi(2 - \xi)\dot{\phi}\sin(\phi - \phi_0)$] = -1.

At last, consider the case $\eta = 0$. It is easy to see that (15) can be fulfilled only if $s\xi > 0$. This means that the case with $\xi < 0$ (yielding the "Big Rip" [1]) has no canonical scalar field counterpart. In the phantom case (s = -1) such a counterpart is possible.

References

1. Caldwell R. R., Kamionkowski M., Weinberg N. N. Phantom Energy: Dark Energy with w<-1 Causes a Cosmic Doomsday / Caldwell R. R., Kamionkowski M., Weinberg N. N. Phys. Rev. Lett., 91, id. 071301 (2003).

2. Planck Collaboration: P.A.R. Ade et al. Planck 2015 results XX. Constraints on inflation Astron. Astrophys. 594, A20 (2016).

3. Sergijenko O., Novosyadlyj B. Sound speed of scalar field dark energy: weak effects and large uncertainties / Sergijenko O., Novosyadlyj B. Phys. Rev. D 91, id. 083007 (2015), arXiv:1407.2230 [astro-ph.CO].

Fern andez-Jambrina L. Grand Rip and Grand Bang/Crunch cosmological singularities / L. Fern andez-Jambrina // Phys. Rev. D 90, 064014 (2014).
 Parnovsky S. L. Big Rip and other singularities in isotropic homogeneous cosmological models with arbitrary equation of state / S. L. Parnovsky

// Odessa Astronomical Publications. 28/2. 137 (2015), arXiv:1609.07961 [gr-qc].
 7. Zhdanov V., Dylda S. Qualitative analysis of a cosmological evolution in a hydrodynamical model with a barotropic equation of state / V. Zhdanov,

S. Dylda. Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv, no. 54. P. 14–17 (2016).

8. Zhdanov V. I., Dylda S. S. Advances of astronomy and space physics / V. I. Zhdanov, S. S. Dylda (2017, accepted), arXiv:1707.03533 [gr-qc].

A. Nojiri S., Odintsov S. D., Tsujikawa S. Properties of singularities in (phantom) dark energy universe / S. Nojiri, S. D. Odintsov, S. Tsujikawa // Phys.Rev.D71: 063004 (2005).
 5. Fern´andez-Jambrina L. Grand Rip and Grand Bang/Crunch cosmological singularities / L. Fern´andez-Jambrina // Phys. Rev. D 90, 064014 (2014).

9. Bamba K., Capozziello S., Nojiri S., Odintsov S. D. Dark energy cosmology: the equivalent description via different theoretical models and cosmography tests / K. Bamba, S. Capozziello, S. Nojiri, S.D. Odintsov Astrophys. Space Sci. 342, 155–228 (2012), arXiv:1205.3421 [gr-qc].

V. Banda, G. Gapozzielo, J. Kojin, G.D. Gunisov Astophys. Space Oct. 942, 109–220 (2012), arXiv:1205.9421 (gr-qc).
 Alexandrov A. N., Vavilova I. B., Zhdanov V. I. et. al. General Relativity Theory: Recognition through Time. / A. N. Alexandrov, I. B. Vavilova, V. I. Zhdanov, A. I. Zhuk, Yu. N. Kudrya, S. L. Parnovsky, E. V. Fedorova, Ya. S. Yatskiv. – K. : Naukova dumka, 2015 (In Russian).
 Novosyadlyi B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark energy and dark matter of the universe: in three volumes / B. Novosyadlyi, V. Pelykh, Yu. Shtanov, A. Zhuk / Ed. V. Shulga. – K. : Akademperiodyka, – 2013. – Vol. 1.

12. Novosyadlyj B., Sergijenko O., Apunevych S., Pelykh V. Properties and uncertainties of scalar field models of dark energy with barotropic equation of

State / B. Novosyadlyj, O. Sergijenko, S. Apunevych, V. Pelykh Phys. Rev. D, 82, Issue 10, id. 103008 (2010), arXiv:1008.1943 [astro-ph.CO].
 Sergijenko O., Durrer R., Novosyadlyj B. Observational constraints on scalar field models of dark energy with barotropic equation of state / O. Sergijenko, R. Durrer, B. Novosyadlyj // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 08, id. 004 (2011), arXiv:1102.3168 [astro-ph.CO].

Надійшла до редколегії 04.09.17

В. Жданов. д-р фіз.-мат. наук. проф.. С. Дилда, студ. фіз. ф-ту, Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

ГІДРОДИНАМІЧНА КОСМОЛОГІЧНА МОДЕЛЬ І "КОСМІЧНИЙ КІНЕЦЬ СВІТУ"

Обговорено відомі космологічні розв'язки типу "Великого розриву "у зв'язку з відповідністю гідродинамічної (Н) і скалярнопольової (SF) моделей динамічної темної енергії. Порівняно мінімально зв'язану SF-модель із самодією та Н-модель із баротропним рівнянням стану в однорідному ізотропному Всесвіті. Загалом ці моделі не повністю еквівалентні, хоча для деяких потенціалів скалярного поля й деяких режимів розширення вони дають таку саму еволюцію густини енергії та масштабного фактора з часом. Розглянуто приклади потенціалів SF, які забезпечують обмежену еквівалентність у випадку лінійних рівнянь стану Н-моделі; однак, показуємо, що у випадку канонічних лагранжианів скалярного поля (зі стандартним кінетичним членом) Великий розрив не виникає.

> В. Жданов, д-р. физ.-мат. наук. проф., С. Дылда, студ. физ. ф-та. Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И "КОСМИЧЕСКИЙ КОНЕЦ СВЕТА"

Обсуждаем хорошо известные космологические решения типа "Большого разрыва" в связи с соответствием гидродинамической (Н) и скалярно-полевой (SF) моделей динамической темной энергии. А именно, сравниваем минимально связанную SF-модель с самодействием и Н-модель с баротропным уравнением состояния в однородной изотропной Вселенной. В общем случае эти модели не полностью эквивалентны, хотя для некоторых потенциалов скалярного поля и некоторых режимов расширения они дают такую же эволюцию плотности энергии и масштабного фактора со временем. Мы рассматриваем примеры SF-потенциалов, которые обеспечивают ограниченную эквивалентность в случае линейных уравнений состояния Н-модели; однако, мы показываем, что в случае канонических лагранжианов скалярного поля (со стандартным кинетическим членом) Большой разрыв не возникает.

УДК 524.7

E. Fedorova. Ph.D Taras Shevchenko National University of Kiev, Astronomical Observatory

DETERMINING THE UPPER LIMIT ON THE BLACK HOLE MASS FROM NGC 4748 X-RAY PHOTOMETRY

In this paper, we analyze all the available X-ray photometrical data of the narrow-line Seyfert 1 galaxy NGC 4748, namely XMM-Newton (EPIC and OM), INTEGRAL (ISGRI and JEM-X) as well as SWIFT (BAT and XRT) to estimate, if it's possible, the mass of the central black hole from the variability of the lightcurves. In the XMM/EPIC composite lightcurve, we found fast quasiperiodic variations of the 0.5-10.0 keV flux on a timescales of 10³ seconds. These variations were interpreted as the result of the emission of a dense hot clump of matter orbiting the central black hole near the innermost stable trajectory. The structure function analysis of this lightcurve allowed us to put an upper limit to the mass of the central BH, as 6.23 $* 10^{7} M_{\odot}$.

Key words: active galactic nucleus, X-rays, black hole mass.

1. Introduction. NGC 4748 is nearby narrow-line type 1 Seyfert (NLS1) galaxy in Corvus constellation at the redshift z=0.01463 [10]. NGC 4748 is a barred spiral galaxy, interacting with the other slightly smaller spiral galaxy [7, 11], with radio-quiet active nucleus (1.4 Ghz flux of 14.0±0.6 mJy, following [2]). There is present subnuclear starburst activity, but the object is nonetheless AGN-dominated [13]. The mass of the black hole in the nucleus of NGC 4748 was determined by Hao et al. [4] basing on the stellar vs. BH mass correlation, as 5.5*10⁶M_☉. Higher value of the BH mass was obtained by Wang & Lu [12] using the correlation of the mass of BH and the velocity dispersion within the narrow line region, indicated by the [OIII] line width, i.e. 4.2*10⁷M_o. Later, the core of NGC 4748 was investigated in details by means of the reverberation mapping method to HST/WFC3 data [3], and the black hole mass was re-calculated [1] to be 2.55 $_{-0.88}^{+0.74}$ 10⁶M₀. Here we try to determine the upper limit on the central black hole mass value, applying the autocorrelation function and FFT analyses to variable X-ray lightcurves of this object.

Following the results by Pal et al. [8] based on ROSAT/HRI data, NGC 4748 have quite steep photon-index F=2.50±0.17. Similar result was obtained by Landi et al. [5], F=2.20±0.11, for the SWIFT/XRT spectrum of NGC 4748. For wide-band X-ray spectrum, Panessa et al. [9] obtained a photon index of Γ=2.01±0.13 and no cut-off at high energies, no Fe-K emission lines and no reflection components in the composite SWIFT/XRT + INTEGRAL/ISGRI spectrum. They also founded the hardness ratio between 0.1-2.0 keV and 2-10 keV band slightly higher than 1.

Here we use the X-ray observational data available by January 2017, namely, the data obtained by INTEGRAL, XMM-Newton and Swift missions. This allowed us to analyze both a flux variability and wide-band 0.5-195 keV X-ray spectrum. The paper is organized as follows. In the Section 1 we describe the data used and it's reduction. In Section 2 we analyze the flux variability on different timescales. Finally, in Section 4 we discuss our results, and in the Section 5 we draw out our conclusions.

2. Observations and data reduction. In this analyzis the XMM-Newton (EPIC), SWIFT (BAT and XRT), and INTEGRAL (ISGRI) datasets. In this section we describe the reduction performed to the initial data to obtain the lightcurves are used.





XMM-Newton. NGC 4748 was being observed by the XMM-Newton mission 14 January 2014 (OBSID 0723100401, PI name: B.Kelly) during 68645 secs. During the observational time all the three EPIC cameras were operated in Largewindow mode, using the Medium Filters for the MOS cameras and Thin Filter for the PN camera. The EPIC data were processed using the standard software package XMM SAS version 14.0. The standard SAS chains *epproc* and *emproc* were applied for primary data reduction. The single- and double-photon events were taken into account (i.e., the PATTERN_4 option was applied). To exclude bad pixels and near-CCD-egde events from our consideration, the filter FLAG=0 was also applied. The source counts were extracted from the source-centered 30 sec-radii circular regions, while to extract the background counts were chosen the empty regions on the same CCD chip.





Fig. 3. SWIFT/BAT 14-195 keV lightcurve

The effective exposure time for combined EPIC lightcurve is ~ 68 ksecs, with the averaged count rate on the level of 16.56 cts/s.

INTEGRAL. The ISGRI dataset of the INTEGRAL observations analyzed in the present paper includes all the data publicly available in INTEGRAL data archive on 1st April 2017, i.e. spacecraft revolutions from 0077 to 1080. The total ISGRI exposure time of the dataset which had been used is 1.04 Ms (including all the observations when the object was at the angle less than 10° off-axis). The JEM-X dataset contains only 61 ks exposure with near 1500 counts, thus we analyzed here only the lightcurve in 3-35 keV energy range. Due to the low-counting JEM-X statistics its lightcurve is not good enough for further modeling.

We performed INTEGRAL IBIS/ISGRI data analysis with version 10.1 of the Off-line Scientific Analysis software (OSA). We used standard recipes of lightcurve extraction for IBIS/ISGRI and OSA software. The source is detected by ISGRI up to 150 keV. These two lightcurves were merged into one as they were too low-counting for fruitful analysis.

The significances of detection are 29σ in 17-80 keV and 30σ in 80-250 keV. The IBIS/ISGRI lightcurves have been extracted in two energy bands (17-80 keV and 80-250 keV).

Swift. The Swift/BAT stacked spectra in 14-195 keV energy range and Crab-weighted light curve are available from the 70 month catalog (2004-2010) web page: http://swift.gsfc.nasa.gov/results/bs70mon/SWIFT J1252.31323. We have

rebinned the light curve to 3-month time bin. The effective exposure time is 7.093 Ms, with the average count-rate 2.04*10⁵ cts. The resulting BAT lightcurve is shown on the Fig.3. The Swift/XRT lightcurve was obtained using the online software provided by Department of Physics and Astronomy of the University of Leichester (XROA), http://www.swift.ac.uk/user_objects/. We used single-pass centroid with the maximum of 10 attempts and 6° search radius. The Swift/XRT observations of NGC 4748 were performed in photon counting mode, target ID is 35363.

To extract the 0.2-10 keV lightcurve and spectra of NGC 4748 averaged all the counts to 1000 sec time bin, and collected the source and background counts from the 20 00-radii circular areas around the source and from empty zone in the field-of-wiev (for the background). The resulting lightcurve is shown on the Fig.2.

2. Lightcurves and variability. The analyzis of the lightcurves on short (200 sec) timescales revealed the synchronization of the XMM-Newton/EPIC lightcurves in the soft (0.5-2 keV) and hard (2-10 keV) energy ranges, with the correlation coefficient value near 0.7. That is why we have summed the hard and soft energy lightcurves obtained by both MOS cameras and also the PN camera, and after that tested it for the presence of variability/periodicity. We have calculated the variances:

$$\sigma^{2} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N} \left(F(t_{i}) - \langle F \rangle \right)^{2} \text{, and mean-squared errors: } \left\langle \Delta F^{2} \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N} \Delta F_{i}^{2}$$
(1)

Table 1

for all the lightcurves available (XMM-Newton/EPIC, SWIFT/XRT and BAT, INTEGRAL/ISGRI and JEM-X), and show them

in the Table 1. Here N is the number of timebins $\{t_i\}$, ΔF_i is the observational error in the *i*th timebin, and $\langle F \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N} F_i$.

lightcurve	variance σ^2	observational error $\left< \Delta \mathcal{F}^2 \right>$	units
INTEGRAL/ISGRI	0.011	0.077	cts
INTEGRAL/JEM-X	0.04	0.67	cts
SWIFT/BAT	1.33	2.42	mCrabs
SWIFT/XRT	0.0075	0.0028	cts
XMM-Newton/EPIC	8 45	0 000283	cts



Fig. 4. Autocorrelation function for XMM/EPIC lightcurve

As one can easily see from this Table, only on the XMM/EPIC and SWIFT/XRT lightcurves have $\sigma^2 > \langle \Delta F^2 \rangle$ and thus

demonstrate the signs of variability. But the counting statistics of the XRT lightcurve is not enough for autocorrelation analyzis, so we have performed the further analysis only to XMM/EPIC one, looking for the periodicity of the fast variability disclosed here. Thus, we have constructed the autocorrelation function for it:

$$AF(\Delta t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} F(t_n) F(t_n + \Delta t)$$
⁽²⁾

This test we have applied to the 0.5-12 keV XMM-Newton/EPIC lightcurve with 10 sec time bin (lightcurve in the same energy range but with 200 sec time bin is shown on the Fig.1). Sampling was performed in 3000 points, i.e. 30 ksec. The error bars to AF were simulated using the Monte-Carlo modeling. The following plot is shown on the Fig. 4.

The AF shown on the Fig.4 can be considered of a sign of periodicity, but it is too blurred to determine the value of the period of these variations. Thus additionally to the autocorrelation we have appplied the FFT analysis. Power spectral density function (PSD) is shown on the Fig.5. As we can see, there is a maximum between 8500 and 10500 seconds. Smoothing this curve give a value of 10025 sec, which can be interpreted as an estimation of the "period".

Lightcurves variances and errors



Fig. 5. FFT power spectral density function for XMM/EPIC lightcurve

Rapid quasiperiodical variations in a non-blazar AGN can be interpreted as a sign of the presence of the hot spot on the accretion disk (or hotter/denser blob of matter) orbiting the central black hole [6]. The velocity of this blob orbiting the BH at the distance R from its center can be easily calculated using the formula:

$$V^2(R) = \frac{2GM}{R} \tag{3}$$

where M is mass of a matter inside the sphere of radius R and G is a gravitational constant. In the same time,

$$V(R) = \frac{2\pi R}{T} \tag{4}$$

where T is the period of the variations. Now, supposing that the blob is orbiting the innermost stable orbit, i.e., for a Schwarzschild BH, that $R = \frac{3}{2}R_{Sh}$, we can calculate the mass of the central BH. Using the shortest time interval between two maximums on AF (i.e. T=10 ks) as a period:

$$4\pi^2 \left(\frac{3GM_{BH}}{c^2}\right)^3 = GM_{BH}T^2, \qquad (5)$$

$$M_{BH} = \frac{Tc^2}{6\pi G\sqrt{3}} = 6.23 * 10^7 \,\,\mathrm{M}_{\odot}.$$
(6)

However, one should note that presuming that the blob is moving on the innermost stable orbit is just a quite rough approximation, and thus our estimation is but an upper limit of the BH mass.

In the same time, the orbiting blob is not the only reason which can cause such variability. Taking into account that the periodicity is not finally confirmed the other possible cause of it can be an inhomegeneity of the hot corona above the accretion disk.

5. Conclusions. In this work it was disclosed the short-term variability of NGC 4748 in 0.1-12 keV energy range. Supposing that this variability is an effect of the hotter or denser blob of matter orbiting the BH near the innermost stable orbit, we had estimated the upper limit on the mass of the central black hole in NGC 4748, using the autocorrelation anlyzis and FFT power spectral density function. Both methods had shown the estimation of the periodicity at level of 10^3 sec, which unable us to estimate the upper limit on the black hole mass in this system on the level of $6.23*10^7$ M_☉.

Acknowledgements. This paper is based on observations obtained with XMM-Newton, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and the USA (NASA).

This work made use of data supplied by the UK Swift Science Data Centre at the University of Leicester, and data provided by the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC), which is a service of the Astrophysics Science Division at NASA/GSFC and the High Energy Astrophysics Division of the Smithsonian Astrophysical Observatory. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

References

1. Bentz M.C., Katz S. The AGN Black Hole Mass Database/ Bentz M.C., Katz S. // Publ. Astron. Soc. Pacific. - 2015. -. Vol. 127, Is. 947. - P. 67.

2. Gallimore J. F., Axon, D.J., O'Dea C.P. et al. A Survey of Kiloparsec-Scale Radio Outflows in Radio-Quiet Active Galactic Nuclei / Gallimore J. F., Axon, D.J., O'Dea C.P., Baum S.A., Pedlar A. // Astron. Journal. – 2006. – Vol. 132, Is.2. – P.546–569.

 Grier C. J., Martini, P., Watson, L.C., et al. Stellar Velocity Dispersion Measurements in High-luminosity Quasar Hosts and Implications for the AGN Black Hole Mass Scale/ Grier C. J., Martini, P., Watson, L.C., Peterson, B. M., Bentz M. C., Dasyra K. M., Dietrich M., Ferrarese L., Pogge R. W., Zu Y. // Astroph. Jornal. – 2013. – Vol. 773. – P. 90.
 Hao C. N., Xia Shude Mao X.Y., Hong W., Deng Z. G. The Physical Connections among Infrared QSOs, Palomar-Green QSOs, and Narrow-Line

 Hao C. N., Xia Shude Mao X.Y., Hong W., Deng Z. G. The Physical Connections among Infrared QSOs, Palomar-Green QSOs, and Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies/ Hao C. N., Xia Shude Mao X.Y., Hong W., Deng Z. G. // Astron. Journal. – 2005. – Vol.625. – P.78.
 Landi R., Bassani L., Malizia A., Stephen J. B. et al. Swift/XRT observations of unidentified INTEGRAL/IBIS sources/ Landi R., Bassani L., Malizia A.,

5. Landi R., Bassani L., Malizia A., Stephen J. B. et al. Switt/XRT observations of unidentified INTEGRAL/IBIS sources/ Landi R., Bassani L., Malizia A., Stephen J. B., Bazzano A., Fiocchi M., Bird A. J. // MNRAS. – 2005. – Vol. 403. – P. 945.

6. Mushotzky R., Done C., Pounds K.A. X-ray spectra and time variability of active galactic nuclei/ Mushotzky R., Done C., Pounds K.A.// Ann.Rev of Astron.&Astroph. – 1993. – Vol. 31. – P. 717–761.

7. Osterbrock D. E., De Robertis, M. M. Optical spectra of IRAS "warm" galaxies / Osterbrock D. E., De Robertis, M. M. // Publ.of Astron.Soc.Pasific. 1985. – Vol. 97. – P. 1129–1141.

8. Pal M., Dewangan G. C., Misra R., Pawar P. K. X-ray/UV variability and the origin of soft X-ray excess emission from II Zw 177/ Pal M., Dewangan G. C., Misra R., Pawar P. K. // MNRAS. – 2016. – Vol. 457. – P. 875–886.
9. Panessa F., De Rosa, A., Bassani, L., et al. Narrow-line Seyfert 1 galaxies at hard X-rays / Panessa F., de Rosa A., Bassani L., Bazzano A., Bird A., Landi R., Malizia A., Miniutti G., Molina M., Ubertini P. // MNRAS. – 2011. – Vol. 417. – P. 2426–2439.

10. Paturel G., Dubois P., Petit C., Woelfel F. Comparison LEDA/SIMBAD octobre 2002. Catalogue to be published in 2003 / Paturel G., Dubois P., Petit C., Woelfel F. // LEDA. - 2002. - id. 0.

11. Veron-Cetty M.-P., Véron P. A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition/ Veron-Cetty M.-P., Véron P. // Astron.&Astroph. - 2006. - Vol. 455. - P. 773-777.

Wang T., Lu Y. Black hole mass and velocity dispersion of narrow line region in active galactic nuclei and narrow line Seyfert 1 galaxies/ Wang T., Lu Y. // Astron.&Astroph. – 2001. – Vol. 377. – P. 52–59.
 Woo J.H, Treu T., Barth A.J. et al. The Lick AGN Monitoring Project: The MBH – sigma Relation For Reverberation-Mapped Active Galaxies/ Woo J.H, Treu T., Barth A.J., Wright S.A., Walsh J.L., Bentz M.C., Martiny P., Bennert V.N., Canalizo G., Filippenko A.V. // Astroph.Journal. – 2010. – Vol. 716. – P. 269–280.

Надійшла до редколегії 05.09.17

Е. Федорова, канд. физ.-мат. наук Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ МАССЫ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ НА ОСНОВЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОМЕТРИИ NGC 4748

Анализируются все доступные данные рентгеновской фотометрии галактики Сейферта 1 типа с узкими линиями NGC 4748, а именно XMM-Newton/EPIC, INTEGRAL (ISGRI и JEM-X), а также SWIFT (BAT и XRT) с целью оценить, насколько это представляется возможным, массу центральной чёрной дыры по переменности кривых блеска. На композитной кривой блеска XMM/EPIC были обнаружены квазипериодические вариации потока в диапазоне 0.5-10.0 кеВ на временных масштабах 10³ секунд. Эти вариации были интерпретированы как следствие излучения плотного горячего комка материи, обращающегося вокруг центральной чёрной дыры по траектории, близкой к наиболее внутренней стабильной орбите. Анализ этой кривой блеска с помощью автокорреляционной функции позволил установить верхнюю границу массы чёрной дыры на уровне 6.23 * 10⁷ Мө.

Ключевые слова: активные ядра галактик, рентгеновское излучение, масса черной дыры.

О. Федорова, канд. фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ВИЗНАЧЕННЯ ВЕРХНЬОЇ МЕЖІ МАСИ ЧОРНОЇ ДІРКИ НА ОСНОВІ РЕНТГЕНІВСЬКОЇ ФОТОМЕТРІЇ NGC 4748

Аналізуються всі доступні дані рентгенівської фотометрії галактики Сейферта 1 типу з вузькими лініями NGC 4748, а саме ХММ-Newton/EPIC, INTEGRAL (ISGRI і JEM-X), а також SWIFT (BAT і XRT) із метою оцінити, наскільки це можливо, масу центральної чорної діри за змінністю кривих блиску. На композитній кривій блиску ХММ/ЕРІС були знайдені квазиперіодичні вариації потоку в діапазоні 0.5–10.0 кеВ на часових масштабах 10³ секунд. Ці варіації інтерпретувалися як наслідок випромінювання густого гарячої грудки матерії, що обертається навколо центральної чорної діри по траєкторії, близької до найбільш внутрішньої стабильної орбіти. Аналіз цієї кривої блиску за допомогою автокорреляційної функції дозволив встановити верхню межу маси чорної діри на рівні 6.23 * 10⁷ Ме. Ключові слова: активні ядра галактик, рентгенівське випромінювання, маса чорної діри.

УДК 521.9

Н. Майгурова, канд. фіз.-мат. наук. А. Помазан, мол. наук. співроб., НДІ "Миколаївська астрономічна обсерваторія" О. Кожухов, канд. техн. наук, Центр прийому і обробки спеціальної інформації та контролю навігаційного поля Національного центру управління та випробувань космічних засобів ДКА України

ПЗЗ – СПОСТЕРЕЖЕННЯ АСТЕРОЇДА 2014 ЈО25 У ПЕРІОД ЙОГО ТІСНОГО ЗБЛИЖЕННЯ ІЗ ЗЕМЛЕЮ У КВІТНІ 2017 РОКУ

Наведено астрометричні результати обробки спостережень потенційно-небезпечного астероїда 2014 ЈО25, що одержано на новому 0.30 м телескопі Національного центру управління та випробувань космічних засобів (с. Залісці) і телескопі КТ-50 комплексу Мобител НДІ "МАО" (м. Миколаїв). Отримано масив топоцентричних положень астероїда за 3 дати спостережень у системі опорного каталогу UCAC-4. Оцінки позиційної точності положень астероїда обчислено шляхом порівняння з ефемеридою HORIZONS лабораторії NASA JPL. Середні значення СКП різниць (О–) по обох координатах знаходяться в діапазоні (0.1–0.2) "для спостережень у Миколаєві і (0.3–0.4)" для спостережень у Залісцях. Ключові слова: астероїди, ПЗЗ-спостереження.

Вступ. Високоточні астрометричні спостереження астероїдів необхідні для того, щоб об'єкти, які вперше відкриті, не були втрачені в майбутньому через неточності визначення орбіти, а також для зменшення невизначеностей у значеннях елементів орбіти. Астероїд 2014 JO25 належить до класу Аполлонов і входить до групи так званих потенційно-небезпечних астероїдів, періодично наближаючись до Землі менш ніж на 0.05 а.о. Він був відкритий А. Грауером 5 травня 2014 р. за допомогою автоматизованого телескопа на піку Маунт-Леммон у межах Каталінського проекту огляду неба [1]. За допомогою даних космічної місії NEOWISE були отримані оцінки діаметра й альбедо цього астероїда. Значні розміри астероїда (близько 650 м) і високе альбедо (0.25) зробили його цікавою метою для радарних спостережень під час прольоту поблизу Землі в квітні 2017 р. Однак точність обчислення орбіти за спостереженнями 2014 р. була недостатньою для проведення радарних спостережень.

Заплановані спостереження цього астероїда у вересні 2016 р. на 8 м телескопі обсерваторії Джеміні допомогли лише трохи уточнити існуючу орбіту, оскільки точні астрометричні вимірювання в той час були неможливі через слабкість астероїда. Вирішальну роль в зменшенні невизначеностей елементів орбіти зіграли положення цього об'єкта, що були виявлені в архівах спостережень телескопа PANSTARRS і належали до попереднього проходження цього астероїда поблизу Землі в 2011 р. [2]. Підключення всього масиву спостережень на проміжку 2011–2016 рр. уможливило успішно здійснити заплановані радарні спостереження, які істотно розширили наші знання про цей астероїд.

Телескопи і методика обробки. У 2017 р. астероїд 2014 JO25 був доступний для спостережень для більшості наземних телескопів у період з 17 квітня по 24 травня. У цій роботі представлені спостереження 2014 JO25, отримані на двох українських телескопах:

- новому телескопі Національного центру управління та випробувань космічних засобів ДКА України. Це були перші спостереження подібного роду об'єктів на цьому телескопі. Телескоп було створено групою Сергія Івановича Вербицького (Тернопіль) у межах програми модернізації обладнання КОС співробітниками ГАО НАН України. Спостереження отримані на коротфокусному світлосильному гіді (D = 300mm, F = 300mm), оснащеному камерою CMOS ZWO ASI-174MM-Cool (mono) розміром 1.9Kx1.2K, із розміром пікселя 5.9x5.9mkm, що забезпечує масштаб 4"/ріхеl в поле зору 129 'x81 ', код обсерваторії в базі даних MPC – L18. Спостереження виконані в інтегральному світлі.
- 2) телескопі КТ-50 комплексу Мобітел (D = 500mm, F = 3000mm), оснащеному камерою Alta U9000 розміром ЗКхЗК, із розміром пікселя 12х12 mkm, що забезпечує масштаб 0,83"/ріхеl у поле зору 42,5 'х42,5 '. На телескопі встановлено фільтр ОС-14 зі смугою пропускання близькою до смуги R_c, код обсерваторії – 089. Статистичні дані про отримані спостереження представлені в табл. 1.

Таблиця 1

Дата	та Трив., Код Кількість Експоз., с ежень год обсер. кадрів Експоз., с		Експоз., с	Видима швидк руху [*] , ″/год	Зор.		
спостережень			кадрів		RA*cos(DEC)	DEC	величина
19.043-19.092	1.2	L18	109	2	-6526	6645	13.2
24.782-24.948	4.0	089	125	85	-64	-169	14.6
25.765-25.945	4.3	089	87	85	-46	-122	15.0

Статистика спостережень

* на середину інтервалу спостережень

Як можна бачити з табл. 1, величина експозиції при спостереженнях 19 квітня становила всього 2 с. Це обумовлено дуже високою видимої швидкістю руху об'єкта. Спостереження 24 і 25 квітня виконувалися у звичайному режимі, оскільки за час експозиції переміщення об'єкта в полі зору становило 1–1.5 FWHM.

Астрометрична редукція спостережень виконувалась за стандартною схемою за допомогою програмного пакету "Astrometrica" v.4.10.0.431. Для моделі зв'язку тангенціальних і інструментальних координат використовувався кубічний поліном. Опорним каталогом для обчислення екваторіальних топоцентричних координат об'єкту, згідно з рекомендаціями MPC, був обраний каталог UCAC–4 [3].



Рис. 1. Взаємний розподіл залишкових різниць (O–C) астероїда 2014 JO25 для спостережень, отриманих у 2017 р. (значення різниць узяті з бази даних NEODys-2), ліворуч – усе спостереження з остаточними різницями (O–C) <3 ", праворуч – спостереження, отримані в Миколаївській обсерваторії (089)

Аналіз позиційної точності. Унаслідок виконання астрометричних редукцій було отримано масив топоцентричних екваторіальних координат астероїда, який був відправлений до бази даних Центру малих планет (МРС) [4]. Для оцінки внутрішньої точності отриманих спостережень використовувалася середньоквадратична помилка різниць (О–С) (СКП), де О – екваторіальні координати об'єкта в системі каталогу UCAC-4 на момент спостереження, С – положення, обчислені за допомогою ефемериди HORIZONS лабораторії JPL [5]. Отримані оцінки внутрішньої точності наведені в табл. 2.

Дата	Код	(O–C), c	дуги	СКП (О–С), с дуги		
спостережень	обсер.	RA*cos(DEC)	DEC	RA cos(DEC)	DEC	
19	L18	0.06	-0.02	0.42	0.34	
24	089	-0.13	-0.00	0.07	0.11	
25	089	0.07	0.18	0.09	0.16	

Таблиия 2 Точність спостережень

Як можна бачити з табл. 2, для спостережень Миколаївської обсерваторії точність визначення одного положення астероїда не перевищує 0.2 ", а для спостережень обсерваторії L18 (коли об'єкт мав максимальну швидкість видимого переміщення) – 0.4 ". Ці результати показують перспективність використання малих телескопів для наземних спостережень астероїдів, що зближуються із Землею.

Для оцінки зовнішньої точності й порівняння з даними, отриманими іншими спостерігачами, використовувалися дані відкритого інтернет-ресурсу NEODyS-2 [6]. Усього за період із 17 квітня по 24 травня було отримано 1513 положень астероїда 2014 JO25 65 різними спостерігачами, які використовували 13 різних опорних каталогів для визначення положень. На рис. 1 (ліворуч) представлено взаємний розподіл усіх різниць (О–С), абсолютне значення яких не перевищує 3 " (1438), праворуч – різниці, отримані для спостережень Миколаївської обсерваторії (089). Середні значення СКП різниць (О-С) для всього масиву положень цього астероїда становлять 0.49 " і 0.76 " для прямого сходження і схилення, відповідно.

Табл. З містить інформацію про спостерігачів, які отримали найбільшу кількість спостережень астероїда 2014 ЈО25 у період його зближення із Землею в 2017 р. У таблиці наведено кількість положень, дані про опорний каталог, і середні значення остаточних різниць (О–С) і їх СКП, що обчислено з використанням ефемерид сервісів NEODys-2 i HORIZONS.

Таблиця 3

Статистичні характеристики масивів спостережень окремих обсерваторій

Код МРС	Кількість положень		Опорний каталог	Середнє (О (NEOI	–С) ±СКП, ″ Dys-2)	Середнє (O–C) ±СКП (HORIZONS), ″		
	N	%	Nu russor	RA	DEC	RA	DEC	
Z73	251	17	UCAC4	-0.47±0.38	-1.04±0.79	-0.49±0.38	-1.20±0.79	
H78	164	11	Інф. відсутня	0.28±0.23	0.13±0.24	0.08±0.33	0.00±0.25	
089	118	8	UCAC4	0.01±0.10	0.15±0.18	-0.03±0.11	0.10±0.18	
L18	110	7	UCAC4	0.49±0.40	-0.44±0.34	0.06±0.42	-0.02±0.34	
H45	82	5	UCAC4	-0.28±0.86	-0.28±0.81	-0.52±0.96	-0.34±0.83	
J38	57	4	CMC–15	0.14±0.49	0.27±0.80	-0.03±0.48	-0.00±0.80	
Z80	55	4	UCAC4, GAIA DR1	0.12±0.31	0.20±0.25	0.01±0.36	0.26±0.31	
510	50	3	PPMXL	-0.59±0.19	-0.54±0.96	-0.85±0.13	-0.55±1.27	
C23	46	3	UCAC4	-0.06±0.37	0.04±0.60	-0.27±0.39	0.14±0.73	
B92	41	3	UCAC4	0.09±0.22	-0.20±0.53	0.08±0.26	-0.20±0.54	

Як показують дані табл. 3, дані нашої роботи мають добру точність у випадковому та систематичному відношенні. При цьому між даними, отриманими різними спостерігачами існують значущі систематичні розбіжності. Це призводить до необхідності призначення різних ваг окремих спостереженнями. Із даних табл. З також можна помітити окремі розбіжності в середніх значеннях залишкових різниць (О-С) для ефемерид NEODys і HORIZONS. Можливим поясненням цього є різні схеми призначення ваг окремих спостереженнями при побудові ефемерид.

Список використаних джерел

1. Minor Planet Electronic Circ., No.2014-J74 (2014).

2. NASA Jet Propulsion Laboratory [Електронний ресурс] // Режим доступу до сторінки https://echo.jpl.nasa.gov/asteroids/2014JO25/2014JO25 planning.html

3. The Fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC4) / [N. Zacharias, C. Finch, T. Girard та ін.] // The Astronomical Journal. – 2013. - № 145. - C. 44-5.

4. Minor Planet & Comet Ephemeris Service [Електронний ресурс] // Режим доступу до сторінки: http://www.minorplanetcenter.net/iau/MPEph/ MPEph.html

5. NASA Jet Propulsion Laboratory [Електронний ресурс] // Режим доступу до сторінки: https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi#top

6. NEODys-2 Near Earth Objects Dynamic Site [Електронний ресурс] // Режим доступу до сторінки : http://newton.dm.unipi.it/neodys/index.php?pc=0

Надійшла до редколегії 14.08.17

Н. Майгурова, канд. физ.-мат. наук,

А. Помазан, мл. науч. сотр., НИИ "Николаевская астрономическая обсерватория"

А. Кожухов, канд, техн, наук. Центр приема и обработки специальной информации и контроля

навигационного поля Национального центра управления и испытаний космических средств ГКА Украини

ПЗС – НАБЛЮДЕНИЯ АСТЕРОИДА 2014 ЈО25 В ПЕРИОД ЕГО ТЕСНОГО СБЛИЖЕНИЯ С ЗЕМЛЕЙ В АПРЕЛЕ 2017 ГОДА

Представлены астрометрические результаты обработки наблюдений потенциально-опасного астероида 2014 ЈО25, полученные на новом 0.30 м телескопе Национального центра управления и испытаний космических средств (с. Залисцы) и телескопе КТ-50 комплекса Мобител НИИ "НАО" (Николаев). Получен массив топоцентрических положений астероида за 4 даты наблюдений в системе опорного каталога UCAC-4. Оценки позиционной точности положений астероида вычислена путем сравнения с эфемеридой HORIZON

лаборатории JPL. Средние значения СКО разностей (О–С) по обеим координатам находятся в диапазоне (0.1–0.2) ″ для наблюдений в Николаеве и (0.3–0.4) ″ для наблюдений в Залисцах. Ключевые слова: астероиды, ПЗС-наблюдения.

> N. Maigurova, Ph. D., A. Pomazan, Junior Researcher, Research Institute "Mykolaiv Astronomical Observatory" O. Kozhuhov, Ph. D. Center of Special Information Receiving and Processing and Navigating Field Control, National Center Of Space Facilities Control And Test, State Space Agency of Ukraine

RESULTS FROM OPTICAL CCD OBSERVATIONS OF ASTEROID 2014 JO25 DURING ITS CLOSE APPROACH TO THE EARTH ON APRIL 19, 2017

Astrometric observations play a key role in ensuring that moving objects first detected remain recoverable after their discovery. The asteroid 2014 JO25 qualified as Potentially Hazardous Asteroid was discovered in May 2014 by astronomers at the Catalina Sky Survey, Arizona. We present the results of the optical CCD-observations of the asteroid 2014 JO25 obtained during its close approach to the Earth April 19, 2017. The observations of the asteroid were carried out at telescope KT-50 (Mobitel complex) of Nikolaev Astronomical Observatory and short-focus 0.30-m Zonnefeld telescope equipped CMOS camera of Center of Special Information Receiving and Processing and Navigating Field Control. The observations series during three nights were obtained (April 19, 24, 25). The observations were reduced with the Astrometrica software, using the USNO CCD Astrograph Catalogue 4 (UCAC-4) as a reference. We have made the comparison of observed topocentric positions (0) with the calculated ephemeris (C) provided by online service HORIZONS and have calculated the residuals (O-C) in both coordinates. The RMS errors of the differences (O-C) were within (0.1-0.2) " and (03 - 0.4) ". for Nikolaev and Zalistsy observations respectively. To estimate external accuracy of our observations and to compare our results with other observatories from open data-base NEODyS-2 was used.

Keywords: asteroids, CCD-observations.

УДК 524.7

О. Александров, канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ДИНАМІЧНІ СИСТЕМИ, ЩО ХАРАКТЕРИЗУЮТЬ ГРАВІТАЦІЙНУ ЛІНЗУ ЧАНГ – РЕФСДАЛА

На прикладі лінзи Чанг – Рефсдала розвинено новий підхід до поглибленого дослідження моделей гравітаційних лінз. У комплексному формулюванні теорії гравітаційного лінзування визначено ряд векторних полів на площинах джерел і зображень. Розглянуто відображення векторних полів із кожної з цих площин на іншу, а також елементи якісного аналізу асоційованих із ними динамічних систем. Для лінзи Чанг – Рефсдала на обох площинах вивчені лінії постійного значення якобіана лінзового відображення, також отримано зображення сітки полярних координат площини джерел.

Ключові слова: гравітаційне лінзування.

Астрономічні застосування теорії гравітаційного лінзування спираються на використання ряду лінзових моделей, отриманих із певних астрофізичних міркувань. Разом із тим, хотілось би мати детальніше уявлення про математичні властивості цих моделей, зокрема, про розподіл різноманітних характеристик як на площині зображень так і на площині джерел. Метою цієї публікації є розробка відповідного апарата і його демонстрація на прикладі лінзи Чанг – Рефсдала (ЛЧР).

1. Вихідні співвідношення. Комплексний формалізм у теорії гравітаційного лінзування. Рівняння гравітаційного лінзування в нормованих змінних має такий вигляд [1, 2]:

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} - \nabla \Psi(\mathbf{x}) \quad . \tag{1}$$

Тут **у** – двовимірний вектор положення точкового джерела, **х** – відповідне положення зображення, $\Psi(\mathbf{x})$ –

потенціал лінзування, який задовольняє рівняння

$$\Psi_{,_{11}} + \Psi_{,_{22}} = 2\kappa$$
 ,

де к(х) – нормована густина маси гравітаційної лінзи. Кажуть також, що формула (1) задає лінзове відображення

площини зображень на площину джерел. Вважаємо, що функція Ψ визначена і гладка в деякій області *D* площини зображень, яка відображається рівнянням (1) на область *D* площини джерел. В окремих точках модельний потенціал або його перші і другі похідні можуть бути сингулярними. Вважаємо, що такі точки виключено з *D*.

Ряд фундаментальних величин і співвідношень теорії гравітаційного лінзування більш компактно формулюються на мові комплексних величин [1, 3, 5]. Для цього вводяться комплексні координати джерела $\zeta = y_1 + iy_2$ і зображення $z = x_1 + ix_2$. Операцію комплексного спряження величини позначаємо рискою над нею.

Для порівняння векторного й комплексного представлень лінзових рівнянь випишемо зв'язок між похідними за дійсними та комплексними змінними, а також відповідне перетворення якобіана лінзового відображення:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_1} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} + \frac{\partial}{\partial \overline{\mathbf{z}}}, \quad \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_2} = i \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} - \frac{\partial}{\partial \overline{\mathbf{z}}} \right), \quad \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_1} - i \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_2} \right), \quad \frac{\partial}{\partial \overline{\mathbf{z}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_1} + i \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_2} \right). \tag{2}$$

Далі, неважко перевірити, що

$$J = \left| \frac{D(y_1, y_2)}{D(x_1, x_2)} \right| = \left| \frac{D(\zeta, \overline{\zeta})}{D(z, \overline{z})} \right|.$$

Рівняння гравітаційного лінзування (1) у комплексному представленні набуває вигляду:

$$\zeta = z - 2\Psi_{,\overline{z}} \,. \tag{3}$$

З огляду на те, що в літературі зі слабкого лінзування зустрічається інша система позначень, зазначимо, що тут і далі комою ми позначаємо частинні похідні саме за вказаними комплексними змінними.

Рівняння для потенціалу має такий вигляд:

$$2\Psi_{,z\overline{z}} = \kappa(z,\overline{z}). \tag{4}$$

Треба зауважити, що потенціал Ψ і густина *k* дійсні функції.

Вводяться також такі позначення $\Psi_{,11} - \Psi_{,22} = 2\gamma_1$, $\Psi_{,12} = \gamma_2$. Комплексну функцію $\Gamma = \gamma_1 + i\gamma_1$ називають комплексним зсувом (shear), а її модуль $\gamma = |\Gamma| = +\sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}$ – просто зсувом. Далі знаходимо:

$$\gamma_{1} = \frac{1}{2} \left(\Psi_{,11} - \Psi_{,22} \right) = \Psi_{,zz} + \Psi_{,\overline{zz}} , \qquad (5)$$

$$\gamma_{2} = \Psi_{,12} = i \left(\Psi_{,77} - \Psi_{,77} \right), \tag{6}$$

$$\Gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2 = 2\Psi_{,\overline{zz}} \,. \tag{7}$$

Маємо таке співвідношення:

$$\eta_{z} = 2\Psi_{z\overline{z}\overline{z}} = \kappa_{z} \tag{8}$$

Матриця Якобі комплексного відображення (3) має такий вигляд:

$$\frac{D(\zeta,\overline{\zeta})}{D(z,\overline{z})} = \begin{bmatrix} 1-\kappa & -\overline{\Gamma} \\ -\Gamma & 1-\kappa \end{bmatrix}.$$

Γ

Для якобіана J знаходимо:

$$J = (1 - \kappa)^2 - \gamma^2 \,. \tag{9}$$

Якобіан може мати як додатне так і від'ємне значення, але, як бачимо з формули (9), він обмежений зверху $J \le (1-\kappa)^2$. Удалині від мас $\Psi = 0 \Rightarrow \kappa = \gamma = 0$ і J = 1.

Власні значення матриці Якобі дорівнюють $\lambda_1 = 1 - \kappa + \gamma$ і $\lambda_2 = 1 - \kappa - \gamma$. Нехай тепер точка **x** є критичною, $J(\mathbf{x}) = 0$. У цій точці одне з власних значень дорівнює нулю, при цьому друге власне значення дорівнює $\lambda = 2(1 - \kappa)$. Далі для спрощення формул уведемо позначення $1 - \kappa = \sigma$. У загальному випадку критичні точки утворюють критичні криві. Їх образи при лінзовому відображенні – це каустики. Множину критичних точок позначимо як K° .

2. Векторні поля й динамічні системи на площинах джерел і зображень. Нехай в області $D \subset R^2$ площини з координатами (u,v) визначені дві дійсні функції U(u,v) і V(u,v). Вони задають на D векторне поле. Те ж саме поле може бути задане комплекснозначною функцією $W(w,\overline{w}) = U + iV$ комплексної змінної w = u + iv (і її спряженої). Із кожним векторним полем тісно пов'язана автономна динамічна система

$$\frac{dw}{dt} = W\left(w, \overline{w}\right), \tag{10}$$

де t – допоміжний параметр.

Якісною поведінкою системи (10) називають якісну (зокрема, топологічну) структуру сукупності траєкторій цієї системи. Важливо, що нас цікавлять траєкторії рівняння (10) як (упорядковані й орієнтовані) точкові множини, безвідносно до вибору параметризації. Шляхом заміни параметру можна внести як множник у праву частину рівняння (10) (або прибрати з неї) довільну додатну функцію координат [4]. Тобто йдеться про сукупність інтегральних кривих рівняння U(u,v)dv - V(u,v)du = 0, а параметр t відіграє допоміжну роль. Зокрема, він задає певну орієнтацію цих кривих, яка буває важливою, наприклад, коли векторне поле моделює швидкість потоку частинок.

Важливими елементами топологічної структури є особливі точки (ті значення w, для яких $W(w, \overline{w}) = 0$) і періодичні траєкторії (для яких w(t+T) = w(t) при деякому T і всіх t).

Особливі точки також називають нерухомими точками, стаціонарними точками, точками спокою або положеннями рівноваги. Кожна стаціонарна точка є цілою траєкторією. Поведінка траєкторій в околах особливих точок, яка значною мірою обумовлює якісну поведінку траєкторій загалом, визначається похідними поля W у цих точках. Відповідну класифікацію, яку за звичай формулюють у термінах дійсних змінних, неважко перекласти на комплексну мову. Нехай $w_0 = u_0 + iv_0$ – особлива точка, і поле $W(w, \overline{w})$ у деякому її околі має таку структуру:

$$\mathbf{\mathcal{V}} = \alpha \Delta \mathbf{w} + \beta \Delta \overline{\mathbf{w}} + \mathbf{o}(|\Delta \mathbf{w}|) = (\mathbf{a} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{b} \Delta \mathbf{v}) + i(\mathbf{c} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{d} \Delta \mathbf{v}) + \mathbf{o}(|\Delta \mathbf{u}| + |\Delta \mathbf{v}|).$$

Тут , $\alpha = \partial W / \partial w \big|_{w=w_n}$, $\beta = \partial W / \partial \overline{w} \big|_{w=w_n}$, символ o(g) позначає функцію вищого порядку малості ніж g .

Уведемо такі позначення $s(w_0) = \alpha + \overline{\alpha} \equiv a + d$ і $j(w_0) = |\alpha|^2 - |\beta|^2 \equiv ad - bc$. Коли $j \neq 0$, особлива точка w_0 називається простою. Класифікація простих особливих точок лінійного наближення подана в табл. 1 [4]. Відомо, що у випадках 1) – 3) урахування нелінійних доданків у формулі для W не змінює характер особливої точки. У випадку 4)

особлива точка поля W може мати характер центру, або фокусу. Зауважимо також, що у випадку 1), коли виконується рівність $s^2 - 4j = 0$, вузли мають характерні особливості, але ми на цьому не будемо зупинятися.

Таблиця 1

Класифікація простих особливих точок лінійного наближення динамічної системи

	Умови		Характер особливої точки
1)	$i > 0$ c^2 $4i > 0$	s < 0	Стійкий вузол
1)	$j > 0, \ S - 4j \ge 0$	s > 0	Нестійкий вузол
2)	<i>j</i> < 0		Сідло
3)	$i > 0 o^2 4i < 0 o < 0$	s < 0	Стійкий фокус
3)	$j > 0$, $s' - 4j < 0$, $s \neq 0$	s > 0	Нестійкий фокус
4)	j > 0, $s = 0$		Центр

Маючи на меті дослідження деякої дійсної функції $f(w, \overline{w})$ доцільно вивчити поведінку двох векторних полів, пов'язаних із f. Перше з них – це градієнт $\nabla f = 2f_{,\overline{w}}$, інше – це поле дотичне до ліній f = const. Диференціюючи останню рівність, знаходимо умову того, що вектор dw є дотичним: $f_{,w} dw + f_{,\overline{w}} d\overline{w} = 0$. Ця рівність, звичайно, визначає лише напрямок вектора dw. Аби задовольнити цю умову достатньо покласти

$$dw/dt = if_{,\bar{w}} . \tag{11}$$

Очевидно, що цей вектор перпендикулярний до градієнта.

Нас цікавитимуть векторні поля, що визначені на площинах джерел і зображень. На площині зображень визначено всі функції, які задають модель лінзи. Із ними пов'язані векторні поля, що характеризують їх рельєф у вище вказаний спосіб. Поля, які задаються на площині джерел, характеризують форму й рух джерел.

Розглянемо як пов'язані між собою динамічні системи на площинах джерел і зображень. Якби лінзове відображення було дифеоморфним у всій області, що розглядається, то відповідні системи мали би однакову якісну поведінку. Однак наявність критичних кривих (а також сингулярних точок потенціалу) суттєво змінює картину.

Спочатку нехай заданим є векторне поле $Z(z, \overline{z}) = dz/dt$, визначене в області *D* площини зображень. Рівняння (3) задає відображення області *D* на область площини джерел \tilde{D} . Диференціюючи рівняння (3) і позначаючи

$$\dot{\zeta} = \dot{z} - 2\Psi_{,=} \dot{z} - 2\Psi_{,=} \dot{\overline{z}} = \sigma \overline{Z} - \Gamma \overline{\overline{Z}} . \tag{12}$$

Отже, разом рівняння (3) і (12) співставляють точці $z \in D$ і вектору $Z(z,\overline{z})$ точку ζ області \tilde{D} і вектор $\tilde{Z} = \sigma Z - \Gamma \overline{Z}$. Це можна розглядати як параметричне задання поля $\tilde{Z}(\zeta,\overline{\zeta})$ на \tilde{D} , де параметрами є компоненти вектора z. Необхідно підкреслити, що, оскільки в одну точку ζ можуть відображатися кілька точок $z^{(i)}$, у загальному випадку ми отримаємо стільки ж значень \tilde{Z}^i поля $\tilde{Z}(\zeta,\overline{\zeta})$. Як відомо, каустики відокремлюють ті області площини джерел, точки ζ яких мають різну кількість зображень $z^{(i)}$. Отже, саме каустики є границями областей з різною кількістю полів \tilde{Z}^i .

Із формули (12) очевидно, що при відображенні (3) диференційовані криві відображаються в диференційовані, періодичні траєкторії в періодичні, стаціонарні точки переходять у стаціонарні. Прирівняємо праву частину рівняння (12) до нуля і винесемо спільний множник |*Z*|. Доходимо до такого висновку.

Образ $\tilde{Z}(\zeta,\overline{\zeta}) = \sigma Z - \Gamma \overline{Z}$ довільного поля Z має крім тих нерухомих точок, що є образами нерухомих точок поля Z, інші нерухомі точки лише на каустиці; останні є образами критичних точок, для яких, крім умови $\sigma = \gamma$ (або $\sigma = -\gamma$), виконується рівність $2\arg(Z) = \arg(\Gamma) \pm 2n\pi$ (або відповідно $2\arg(Z) = \arg(\Gamma) \pm (2n+1)\pi$).

Тепер нехай заданим в області *D* є поле

точкою похідну за t, отримуємо:

$$\Pi\left(\zeta,\overline{\zeta}\right) = \dot{\zeta} \,. \tag{13}$$

Підставимо (13) в (12) і розв'яжемо отримане рівняння відносно Z. Знаходимо:

$$Z = J^{-1} \left(\sigma \Pi + \Gamma \overline{\Pi} \right). \tag{14}$$

Окрім як у сингулярних точках функцій $\sigma(z, \overline{z})$ і $\Gamma(z, \overline{z})$ (які ми виключили з області визначеності) поле $Z \in$ невизначеним у критичних точках відображення (3), у яких J = 0. Пересвідчимося, що попри існування кількох зображень поле $\dot{z} = Z(z, \overline{z})$ визначається в інших точках формулою (14) за полем $\Pi(\zeta, \overline{\zeta})$ однозначно. Справді, для кожного z формули (3, 4, 9) однозначно визначають ζ і J, і отже, праву частину рівності (14). Таким чином поле Π , задане в області \tilde{D} , породжує поле Z в області $D' = D \setminus K^c$. *Нерухома точка* ζ_s *поля* Π *відображається* в нерухомі точки z_s^i поля Z, якщо вони не є критичними. Періодична траєкторія $\zeta_p(t)$ поля П відображається також в періодичні $z_p^i(t)$, якщо останні не перетинаються з критичною кривою.

Якісна поведінка траєкторій системи (14) може бути проаналізована і в околі критичних точок. Для цього за загальною методою в рівнянні (14) переходимо до нового параметру т, такого, що

$$dz/d\tau = \left(\sigma\Pi + \Gamma\overline{\Pi}\right). \tag{15}$$

В області *D*' траєкторії динамічних систем (14) і (15) збігаються як точкові множини, але відрізняються напрямком руху на тих ділянках, де J < 0. Поле (15) на відміну від (14) є неперервним і диференцьованим у *D*; періодичні траєкторії поля П відображаються в періодичні траєкторії поля (15). Поле (15) може мати додаткові стаціонарні точки, які відмінні від нерухомих точок поля (14) і не є образами стаціонарних точок поля П. Це має місце за умови одночасного виконання умов $\gamma = \sigma$ і $2 \arg(\Pi) = \arg(\Gamma) \pm (2n+1)\pi$, або $\gamma = -\sigma$ і $2\arg(\Pi) = \arg(\Gamma) \pm 2\pi n$.

Приклад такої ситуації подано нижче (див. рис. 7 і відповідне обговорення).

Зазначимо ще такі очевидні властивості рівняння (3). Нехай $z_0 \in критичною точкою лінзового потенціалу, тобто в$ $цій точці <math>\nabla \Psi \equiv 2\Psi_{,z}(z_0, \overline{z}_0) = 0$. Тоді $z_0 \in$ нерухомою точкою лінзового відображення: $\zeta(z_0, \overline{z}_0) = z_0$. Далі, нехай $\{z_i\}$ – сукупність стаціонарних точок правої частини рівняння (3). Тоді $\{z_i\}$ – множина зображень початку координат $\zeta = 0$ площини джерел.

3. Лінза Чанг – Рефсдала. Застосуємо намічений вище підхід до вивчення моделі гравітаційної лінзи Чанг – Рефсдала [5]. Ця модель описує лінзу, що створена одиничною точковою масою і припливною дією зовнішніх мас, яка характеризується параметром _{γех}. Початок координат обирають у точці, де знаходиться точкова маса.

Потенціал цієї моделі дається такими виразами

$$\Psi(z,\overline{z}) = \frac{1}{2}\ln(z\overline{z}) + \frac{\gamma_{ex}}{4}(z^2 + \overline{z}^2) = \frac{1}{2}\left[\ln(x_1^2 + x_{2}^2) + \gamma_{ex}(x_1^2 - x_{2}^2)\right].$$
(16)

Очевидно, що модель симетрична відносно замін $x_1 \rightarrow -x_1$ і $x_2 \rightarrow -x_2$. Крім того, заміна $\gamma_{ex} \rightarrow -\gamma_{ex}$ еквівалентна заміні $x_1 \leftrightarrow x_2$, то ж достатньо розглянути випадок $\gamma_{ex} > 0$.

Рівняння (3) набуває вигляду

$$\zeta = z - \gamma_{ex} \overline{z} - \frac{1}{\overline{z}} \,. \tag{17}$$

Далі маємо: $\kappa = 2\Psi_{,z\bar{z}} = 0$, $\sigma = 1$,

$$\Gamma = 2\Psi_{,_{\overline{zz}}} = \left(\gamma_{ex} - \frac{1}{\overline{z}^2}\right) , \qquad (18)$$

$$J = 1 - \gamma^2 , \qquad (19)$$

$$\gamma^{2} = \left(\gamma_{ex} - \frac{1}{z^{2}}\right) \left(\gamma_{ex} - \frac{1}{\overline{z}^{2}}\right).$$
(20)

Критичні криві й лінії сталого значення Якобіана на площині зображень. З огляду на важливість критичних кривих і каустик почнемо аналіз властивостей моделі з розгляду кривих *J* = const. Із формули (19) очевидно, що це також криві γ^2 = const.

У роботі [6] Вітт запропонував застосувати як параметр уздовж критичної кривої фазу функції Г. Ця параметризація узагальнюється на всі криві *J* = *const*. [7]. Ураховуючи (19), покладемо

$$\Gamma = -\sqrt{1 - J} e^{2i\phi} . \tag{21}$$

Тепер із формули (18) знаходимо рівняння цих кривих у явному вигляді

$$Z(J,\phi) = \pm \sqrt{\frac{1}{\gamma_{ex} + \sqrt{1 - J}e^{-2i\phi}}} \quad .$$
⁽²²⁾

Ця явна формула дозволяє отримати багато важливої інформації. Зокрема, знайдемо точки перетину цих кривих з осями координат. Крива *z*(*J*, ϕ) за умови

$$J < 1 - \gamma_{ex}^2 \tag{23}$$

перетинає вісь ординат у точках $x_{2J}^{\pm} = \pm 1/\sqrt{\sqrt{1-J} - \gamma_{ex}}$ при $2\phi = \pi$. Та сама крива перетинає вісь абсцис у точках $x_{1J}^{\pm} = \pm 1/\sqrt{\sqrt{1-J} + \gamma_{ex}}$ при $\phi = 0$. Зокрема, у випадку критичної кривої при $\gamma_{ex} < 1$ маємо $x_{2c}^{\pm} = \pm 1/\sqrt{1-\gamma_{ex}}$, $x_{1c}^{\pm} = \pm 1/\sqrt{1+\gamma_{ex}}$.

Коли ж виконується протилежна умова,

$$J > 1 - \gamma_{ex}^2 \quad , \tag{24}$$

то формула (22) описує дві замкнені криві (що відповідають двом знакам перед коренем), які не перетинаються з віссю ординат (див. рис. 1). Та, що лежить у додатній півплощині, перетинає вісь абсцис у точках ${}^{\pm}x_{1J} = 1/\sqrt{\gamma_{ex} \pm \sqrt{1-J}}$. Зокрема, при $\gamma_{ex} > 1$ для правої критичної кривої маємо ${}^{\pm}x_{1c} = 1/\sqrt{\gamma_{ex} \pm 1}$.

Також із формули (22) шляхом розкладу в ряд Тейлора не важко показати, що криві *z*(*J*,φ) є періодичними. За умови (23) період дорівнює 2*π*, а при виконанні (24) він дорівнює *π* [7]. Ці дві множини відокремлюються кривими

$$\mathbf{z}_{s}(\boldsymbol{\varphi}) = \pm \frac{\mathbf{e}^{r_{\varphi}/2}}{\sqrt{2\gamma_{ex}\cos\varphi}} , \qquad (25)$$

які при $\phi \rightarrow \pm \pi/2$ прямують у нескінченність під кутами $\pm \pi/4$.

Помножуючи формулу (22) на $\sqrt{\gamma_{ex}}$, знаходимо, що в координатах $X + iY = z\sqrt{\gamma_{ex}}$ сімейство кривих (22) має універсальний вид і залежить від параметра $p = \sqrt{1-J}/\gamma_{ex}$ (рис. 1). Криві (25) відповідають значенню p = 1, а критичні криві – $p = 1/\gamma_{ex}$.

Щоби отримати додаткову інформацію доцільно дослідити векторне поле дотичне до цих кривих. Диференціюючи рівність (21), ураховуючи (18) і те, що к = 0, маємо

$$dz/d\varphi = -iz(\gamma_{ex}z^2 - 1).$$
⁽²⁶⁾

Більш безпосередній шлях отримання рівняння (26) полягає в тому, щоби з (20) знайти за формулою (11) $dz/dt = 2(z\overline{z})^{-3} dz/d\phi$ і відкинути додатний множник $2(z\overline{z})^{-3}$.



Рис. 1. Криві постійного значення якобіана лінзового відображення для лінзи Чанг – Рефсдала та лінії його градієнта

Стаціонарними є точки z = 0 і $z = \pm 1/\sqrt{\gamma_{ex}}$. Щоби визначити їхній тип треба лінеаризувати рівняння (26) в околі кожної з них. При z = 0 маємо $dz/d\phi = iz$. Покладаючи $z = (\pm 1/\sqrt{\gamma_{ex}}) + \omega$, знаходимо $d\omega/d\phi = -2i\omega$. Бачимо, що в лінійному наближенні всі три точки є центрами, і що траєкторії біля точок $z = \pm 1/\sqrt{\gamma_{ex}}$ спрямовані протилежно траєкторіям біля z = 0, а частота їхнього обертання вдвічі вища.

На рис. 1 у четвертому квадранті окрім кривих постійного якобіана показані лінії його градієнта (суцільні лінії зі стрілками). Із формул (19, 20) знаходимо, що $grad(J) = -4i(z\overline{z})^{-3} dz/d\varphi$. Нерухомі точки поля $(z\overline{z})^3 \cdot grad(J)$ ті ж самі, що і у поля $dz/d\varphi$. Ураховуючи множник -4i, доходимо висновку, що для останнього поля ці точки є вузлами: точка z = 0 – нестійкий вузол, точки $z = \pm 1/\sqrt{\gamma_{ex}}$ – стійки. Із тих самих формул бачимо, що при $z \to 0$ маємо $J \to -\infty$, при великих значеннях |z| якобіан прямує до константи $J \to 1 - \gamma_{ex}^2$. А в точках $z = \pm 1/\sqrt{\gamma_{ex}}$ якобіан досягає максимального значення J = 1.

Підсумуємо розгляд траєкторій рівняння (26). Усі вони за винятком трьох нерухомих точок і кривих (25) є гладкими простими замкненими (періодичними за параметром) кривими.

Каустики. Розглянемо тепер каустики ЛЧР. Як було показано вище, кожну з кривих

$$z(p,\phi) = \pm (1 + p e^{-2i\phi})^{-1/2}$$
(27)

(коли *p* ≠ 1) можна розглядати як критичну криву ЛЧР із γ_{ex} = 1/*p*. Застосовуючи рівняння (17) для кожної з них із своїм γ_{ex}, отримуємо відповідні каустики (рис. 2).



Рис. 2. Каустики моделей Чанг – Рефсдала з різними у_{ех}

Лінії сталого значення Якобіана на площині джерел. Перш ніж розглядати який вид мають лінії J = const. на площині джерел, зробимо кілька зауважень стосовно відображення (17). Звичайно, при застосуваннях моделі ЛЧР із розгляду видаляється малий безпосередній окіл початку координат і також він обмежується деякою скінченною областю. Однак із загального погляду важлива і асимптотична поведінка моделі як при малих так і при великих |z|. Отже, по-перше, при відображенні (17) дійсна вісь відображається на дійсну, і уявна – на уявну. По-друге, точка z = 0 відображається в нескінченно віддалену точку $|\zeta|_{|z|\to 0} \to \infty$. Однак також і $|\zeta|_{|z|\to\infty} \to \infty$. При цьому точки $z = \pm i/\sqrt{\gamma_{ex}}$ є нерухомими.

Якісна поведінка кривих *J* = *const*. відрізняється у випадках $\gamma_{ex} < 1$ і $\gamma_{ex} > 1$. Це є очевидним, оскільки каустика є однією з цих кривих, а каустики в цих випадках суттєво відрізняються.

Спершу розглянемо випадок $\gamma_{ex} < 1$ і для визначеності покладемо $\gamma_{ex} = 0.6$. При фіксованому γ_{ex} різним значенням параметра *p* відповідають різні значення *J*. Застосовуючи відображення (17) до кривих (27) і згадуючи, що $p = \sqrt{1-J}/\gamma_{ex}$, отримуємо лінії сталого *J*. Для більшої виразності вони зображені на двох рис. З і рис. 4 окремо для від'ємних і додатних значень *J*.



Рис. 3. Криві постійного значення якобіана $J \le 0$ на площині джерел для ЛЧР

Із цих рисунків неважко зрозуміти, що в кожній точці поза каустикою перетинаються дві криві, одна з *J* ≤ 0, інша з *J* ≥ 0. У кожній точці усередині каустики перетинаються по дві такі криві. Також, кидається в око різниця в поведінці кривих в околах так званих додатних і від'ємних каспів [8]. Крім того добре помітне відхилення від каустики кривих сталого значення якобіана, навіть дуже близьких до неї. Це наочно демонструє обмеженість так званого наближення прямолінійної каустики, у межах якого підсилення кожного з критичних зображень визначається лише відстанню до каустики.



Рис. 4. Криві постійного значення якобіана $J \ge 0$ на площині джерел для ЛЧР

На наступному рис. 5 показано криві сталого значення якобіана на площині джерел у випадку $\gamma_{ex} > 1$; для визначеності ми поклали $\gamma_{ex} = 1.43$.



Рис. 5. Криві постійного значення якобіана на площині джерел для ЛЧР із надкритичним значенням γ_{ex}

Зображення полярних координат площини джерел. Далі розглянемо як лінії сітки полярних координат площини джерел відображаються на площині зображень. Аби знайти це відображення безпосередньо було б потрібно мати загальні вирази для розв'язків лінзового рівняння. Хоча у випадку ЛЧР такі вирази теоретично існують, оскільки можуть бути знайдені з алгебраїчного рівняння четвертого порядку [7], однак їхнє практичне застосування надто сумнівне з огляду на їх складність. Замість цього скористаємося формулою (14) для відображення векторних полів, дотичних до координатних ліній, із подальшим чисельним інтегруванням отриманих рівнянь і аналізом інтегральних кривих.

Нехай $\zeta = \rho e^{i\phi}$. Рівняння кіл $\rho = const$ має вигляд

$$\tilde{\Phi}(\phi) \equiv \frac{d\zeta}{d\phi} = i\zeta , \qquad (28)$$

а радіальних прямих -

$$\frac{d\zeta}{d\rho} = \boldsymbol{e}^{i\phi} = \left(\frac{\zeta}{\overline{\zeta}}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

В останньому рівнянні доцільно перейти до нового параметра $\tau = \ln \rho$, тоді

$$\tilde{T}(\tau) \equiv \frac{d\zeta}{d\tau} = \zeta .$$
⁽²⁹⁾

Зауважимо, що зображеннями точки $\zeta = 0 \ \varepsilon$ точки

$$z_1^{\pm} = \pm \frac{1}{\sqrt{1-\gamma_{ex}}} \;, \qquad z_2^{\pm} = \pm \frac{i}{\sqrt{1+\gamma_{ex}}} \;,$$

які є стаціонарними точками полів, що розглядаються. Отже, насамперед нас цікавить їхня поведінка в околах цих точок. Зображення T(τ) поля T̃(τ) за формулою (14) подається таким виразом:

$$T(\tau) = J^{-1} \left[\zeta + \Gamma(z) \overline{\zeta} \right] = J^{-1} \frac{\left(1 - z\overline{z}\right)^2 + \left(1 - \gamma_{ex}\overline{z}^2\right) \left(1 + \gamma_{ex}z^2\right) - 1}{z\overline{z}^2}.$$
(30)

Аналогічно знаходимо зображення $\Phi(\phi)$ поля :

$$\Phi(\phi) = J^{-1}i\left[z - 2\gamma_{ex}\overline{z} - \frac{(1 - \gamma_{ex}\overline{z}^{2})(1 + \gamma_{ex}z^{2})}{z\overline{z}^{2}}\right]$$

При розгляді інтегральних кривих цих полів множник *J*⁻¹ можна відкинути, лише пам'ятаючи про те, що в точках перетину інтегральних кривих із критичною кривою їхні дотичні вектори стають невизначеними, а всередині критичної кривої, де *J* < 0, напрямок отриманих інтегральних кривих треба змінити на зворотний.

На рис. 6 показано зображення сітки полярних координат площини джерел, створене ЛЧР із $\gamma_{ex} < 1$ (для визначеності ми поклали $\gamma_{ex} = 0.4$). Суцільні лінії – це зображення координатних кіл; суцільна більш груба лінія – критична крива; зображення радіальних прямих для спрощення рисунка показані лише у правій половині рис. 6 штриховими лініями; два хрестики на осі $x_1 = 0$ позначають точки $z = \pm i/\sqrt{\gamma_{ex}}$, що є нерухомими точками лінзового відображення (17).



Рис. 6. Зображення сітки полярних координат площини джерел, що створене ЛЧР ($\gamma_{ex}=0.4$)

Цей рисунок досить наглядно показує, як саме відбувається лінзове відображення (17), при якому окіл точки *z* = 0 вивертається й розтягується до околу нескінченності, чотири центри, що лежать на координатних осях суміщаються, координатні осі не змінюються, критична крива перетворюється на каустику.

Варто звернути увагу, що інтегральні лінії поля, які йдуть уздовж координатних осей (x_1 , x_2) не зазнають, на відміну від інших, зміни напрямку в точках перетину з критичною кривою. Зазначимо, що згадані точки відповідають зборкам на каустиці. На осі $y_2 = 0$ це точки $\zeta = \pm 2\gamma_{ex}/\sqrt{1+\gamma_{ex}}$, при цьому $\Gamma = -1$; а на осі $y_1 = 0 - \zeta = \pm 2i\gamma_{ex}/\sqrt{1-\gamma_{ex}}$ і $\Gamma = 1$. Із формули (30) бачимо, що в цих точках поле $JT(\tau)$ дорівнює нулю, тобто, для нього ці точки є стаціонарними.

У випадку ЛЧР з γ_{ex} > 1 множина критичних точок складається з двох замкнених кривих (див. рис. 1), початок координат на площині джерел лежить поза каустикою й має лише два зображення. Рис. 7 ілюструє, як у цьому випадку виглядає зображення сітки полярних координат, тобто інтегральні криві полів T(τ) і Φ(φ). При цьому позначення такі самі, як і на рис. 6. На осі абсцис хрестиками у кружальцях позначені додаткові стаціонарні точки поля $J\Phi(\phi)$, які не є образами стаціонарних точок поля $\tilde{\Phi}(\phi)$ (28).



Рис. 7. Зображення сітки полярних координат площини джерел, що створене ЛЧР ($\gamma_{ex} = 1.5$)

4. Висновки. Розроблений підхід до поглибленого вивчення властивостей моделей гравітаційних лінз застосовує аналіз векторних полів і відповідних динамічних систем, які визначаються на площинах джерел і зображень гравітаційно-лінзової системи. Співвідношення (12, 14) встановлюють зв'язки між полями на цих двох площинах. Цікаво, що, на протилежність відображенню точок, поле, визначене на площині джерел, однозначно відображається на площину зображень, і, навпаки, поле на площині зображень індукує стільки полів у точках площини джерел, скільки зображень мають ці точки. Також проаналізований зв'язок елементів якісної поведінки динамічних систем на обох площинах. Показано, що, на протилежність відображенню точок, поле, визначене на площині джерел, однозначно відображається на обох площинах. Показано, що, на протилежність відображенню точок, поле, визначене на площині джерел, однозначно відображається на обох площинах. Цей підхід дозволяє детально вивчати розподіли різноманітних характеристик як самої гравітаційної лінзи так і зображень протяжних джерел. Деякі його застосування продемонстровані на прикладі лінзи Чанг – Рефсдала, для якої знайдено вид кривих постійного значення якобіана лінзового відображення й інтегральних координат площини джерел.

Список використаних джерел

1. Schneider P., Ehlers J., Falco E. E. Gravitational Lenses / P. Schneider, J. Ehlers, E. E. Falco, – Berlin: Springer, 1992.

2. Александров О., Жданов В. Часова затримка критичних зображень точкового джерела поблизу каустики-складки гравітаційно-лінзової системи / О. Александров, В. Жданов // Вісн. Київ. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2016. – Т. 53. – С. 6–11.

3. Александров О. Аналітична теорія гравітаційного лінзування: асимптотичні формули в околі каустики і квадратичне наближення / О. Александров // Вісн. Київ. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2007. – Т. 44. – С. 21–29.

4. Баутин Н. Н., Леонтович Е. А. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости / Н. Н. Баутин, Е. А. Леонтович. – М.: Наука, 1978.

5. Chang K., Refsdal S. Star disturbances in gravitational lens galaxies / K. Chang, S. Refsdal // Astron Astrophys. - 1984. - Vol. 132. - P. 168-178.

Witt H. J. Investigation of high amplification events in light curves of gravitationally lensed quasars / H. J. Witt // Astron Astrophys. – 1990. – Vol. 236.
 – P. 311–322.

7. An J. H., Evans N. W. The Chang-Refsdal lens revisited / J. H. An , N. W. Evans // MNRAS – 2006. – Vol. 369(1). – P. 317–334.

8. Petters A. O., Levine H., Wambsganss J. Singularity theory and gravitational lensing / A. O. Petters , H. Levine, J. Wambsganss. - Boston: Birkhäuser, 2001.

Надійшла до редколегії 18.09.17

Alexandrov A. N., PhD, researcher, Astronomical observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv

DYNAMIC SYSTEMS THAT DESCRIBE CHANG-REFSDAL GRAVITATIONAL LENS

On the example of Chang-Refsdal lens, a new approach to in-depth study of gravitational lens models is developed. In the complex formulation of the theory of gravitational lensing, a number of vector fields are defined on the source and image planes. The mapping of vector fields from each of these planes to another is considered, as well as elements of qualitative analysis of dynamical systems associated with them. For the Chang-Refsdal lens the lines of the constant value of the lens mapping Jacobian are studied on both planes, and an image view of the polar coordinates grid of the source plane is obtained.

Key words: gravitational lensing.

Александров А., канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ГРАВИТАЦИОННУЮ ЛИНЗУ ЧАНГ – РЕФСДАЛА

На примере линзы Чанг – Рефсдала развит новый подход к углубленному исследованию моделей гравитационных линз. В комплексной формулировке теории гравитационного линзирования определен ряд векторных полей на плоскостях источников и изображений. Рассмотрены отображения векторных полей с каждой из этих плоскостей на другую, а также элементы качественного анализа ассоциированных с ними динамических систем. Для линзы Чанг – Рефсдала на обеих плоскостях изучены линии постоянного значения якобиана линзового отображения, а также получено изображение сетки полярных координат плоскости источников.

Ключевые слова: гравитационное линзирование

UDC 524.7

L. Belyaeva, stud. phys. fac., Taras Shevchenko National University of Kyiv S. Parnovsky, Dr. Sci., Astronomical observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv

CORRECTION OF THE ORBITAL MASS OF DOUBLE GALAXIES ESTIMATION

We obtain a more accurate statistical estimation of the mass of double galaxies moving in circular orbits, including confidence intervals for different confidence levels.

Key words: extragalactic astronomy, mass of galaxies, double galaxies.

Introduction. Determination of the mass of galaxies is one of the most difficult problems in extragalactic astronomy. One of the methods of estimating the mass of double galaxies is associated with the assumption of the motion of galaxies in a closed Keplerian orbit. The method of determining the mass of double galaxies was developed by Page [8–11]. Later this approach was improved in the works of Holmberg [2], Karachentsev and Shcherbanovsky [6], Noreldlinger [7], Karachentsev [3–5].

Determination of the orbital mass. Karachentsev I. D. [3] considers the physical pair of galaxies that carry orbital motion around a common center of mass. In the simplest case, we are dealing with a circular orbit for which according to Kepler's third law the total mass of galaxies is determined by the formula:

$$M = \frac{R_{p} (\Delta V_{r})^{2}}{Gn}$$
(1)

$$M = K \frac{R_{\rho} (\Delta V_{r})^{2}}{G}, K = \eta^{-1}$$
⁽²⁾

where R_p – projection of the distance between galaxies on the picture plane, ΔV_r – relative radial velocity, η – a geometrical projection factor that has the form:

$$\eta = \sin^2 i \, \cos^2 \Omega \left(1 - \sin^2 i \, \sin^2 \Omega \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

 $R_p \text{ Ta } \Delta V_r$ are determined from observation but for an individual galaxy the geometric factor η cannot be determined, therefore, statistical method of evaluation is used. An assumption is made about the random position of galaxies in relation to the line of sight. Then, the simultaneous distribution of the random quantities *i* and Ω in this case has the form:

$$p_{k}(i,\Omega) = \frac{2}{\pi} \sin i \qquad [0 < i < \frac{\pi}{2}; 0 < \Omega < \frac{\pi}{2}]$$
(4)

Further in the work [3] Karachentsev proposed to use the expected value of a geometrical projection factor $\langle \eta \rangle = \frac{3\pi}{32}$.

Therefore, we get an estimate of the coefficient that is being used at the moment:

$$K_0 = \frac{32}{3\pi} \tag{5}$$

$$M = \frac{32}{3\pi G} R_{\rho} \left(\Delta V_{r} \right)^{2}$$
(6)

Changing the existing estimation of the orbital mass. Generally speaking, $\left\langle \frac{1}{\eta} \right\rangle \neq \frac{1}{\langle \eta \rangle}$, so it is interesting to

investigate the distribution of K. If we try to calculate the expected value of K, we can see that the integral diverges and therefore no expected value exists. In such cases, the median is used as an estimate of the central distribution tendency [1]. The median is considered a robust estimate [1] and can be quantified numerically.

Using computer simulation, a median of the distribution was calculated, which is proposed to be used to estimate the total mass of galaxies. Then the new estimation is 1.54 times more than (4) and looks like (2) with

$$K = 1.54K_0 \tag{7}$$

Of course, estimation is still quite rough. For some orbits, we can get a mass much less than the real one. In view of this, other quantiles of distribution were also calculated (results are shown in Table 1). Table 1 contains confidence intervals for different confidence probabilities and clearly illustrates in what limits the mass of double galaxies can vary.

Table 1

Probability q,%	50	84.13	15.87	97.72	2.28	95	5	97.5	2.5
Quantile α_q	1.54	20.26	0.45	1227	0.31	238	0.33	1015	0.31

Values of quantiles of the ratio K/K₀ distribution

So, the lower and upper limits of the 1 σ confidence interval are 0.45 and 20.26 respectively and we propose to use the factor $K = 1.5^{+18.7}_{-1.1}K_0$ in the equation (2). This confidence interval is very asymmetrical, so an estimation of its boundary based on the statistical distribution of K is very useful. Estimation of the confidence intervals limits for some popular confidence levels one can find in Tab. 1.

Conclusion. The method of measuring the mass of double galaxies was considered. The use of the mass distribution median is proposed instead of the inversed expected value of a geometrical projection factor. As a result, we propose some corrections to the formula that was used for years. In addition, the confidence intervals for different confidence probabilities were calculated to estimate its accuracy.

References

1. Demidenko E. Linear and nonlinear regressions (in rus.: Демиденко Е. З. Линейная и нелинейная регрессии) // Finance and Statistics, 1981.

2. Holmberg E. On the masses of double galaxies // Lund Medd. Astron. - 1954. - Vol. 186. - P. 1.

3. Karachentsev I. Double galaxies (in rus.: Караченцев И. Д. Двойные галактики)// Science, 1987.

Кагасhentsev I. Homogeneous sampling of double galaxies. II. Orbital masses (in rus.: Караченцев И. Д. Однородная выборка двойных галактик. II.
 Орбитальные массы) // Astrophysics. – 1981. – Vol. 17. – Р. 429–444.

5. Karachentsev /. The nature of the motion of binary galactic systems (in rus.: Караченцев И. Д. Характер движения двойных галактических систем) // Astronomical Journal. - 1970. - Vol. 47. - P. 509.

6. Karachentsev I. The Distribution of Masses and Types of Motion of Double Galaxies / I. Karachentsev, A. Shcherbanovsky // Acta Astronomica. - 1970. - Vol. 20. - P. 373.

7. Noerdlinger P. D. Binary galaxy orbit statistics. I - Fixed mass and major axis / P. D. Noerdlinger // Astrophysical Journal. - 1975. - Vol. 197. - P. 545-550.

Page T. Average Masses and Mass-Luminosity Ratios of the Double Galaxies / T. Page // Astrophysical Journal. – 1960. – Vol. 132. – P. 910–912.
 Page T. M/L for Double Galaxies, a Correction / T. Page // Astrophysical Journal. – 1962. – Vol. 136. – P. 685–686.

Page T. Radial Velocities and Masses of Double Galaxies / T. Page // Astrophysical Journal. – 1952. – Vol. 116. – P. 63.
 Page T. Statistics of the double galaxies, and their formation / T. Page // Astrophysical Journal. – 1961. – Vol. 66. – P. 614.

Надійшла до редколегії 20.09.17

Е. Беляева, студ. физ. ф-та Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко С. Парновский, д-р физ.-мат. наук, Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ИЗМЕНЕНИЕ ОЦЕНКИ ОРБИТАЛЬНОЙ МАССЫ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

Получено более точную с точки зрения статистики оценку массы двойных галактик, которые движутся по круговым орбитам, расчитано границы доверительных интервалов.

Ключевые слова: внегалактическая астрономия, масса галактик. двойные галактики.

О. Біляєва, студ. фіз. ф-ту Київський національний університет імені Тараса Шевченка С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ЗМІНА ОЦІНКИ ОРБІТАЛЬНОЇ МАСИ ПОДВІЙНИХ ГАЛАКТИК

Отримано більш точну з погляду статистики оцінку маси подвійних галактик, що рухаються коловими орбітами, обчислено межі довірчих інтервалів.

. Ключові слова: позагалактична астрономія, маса галактик, подвійні галактики.

УДК 524.8

О. Сташко, студ., В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

КОЛОВІ ОРБІТИ НАВКОЛО СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНОЇ РЕЛЯТИВІСТСЬКОЇ КОНФІГУРАЦІЇ У ПРИСУТНОСТІ ФАНТОМНОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Розглянуто часткові точні розв'язки спільної системи рівнянь Ейнштейна й рівнянь фантомного скалярного поля з ненульовим потенціалом самодії. Проаналізовано розподіл кругових орбіт пробних тіл, що взаємодіють лише гравітаційно. Знайдено умови, за яких існують незв'язні області стійких колових орбіт, існування яких може проявити себе через форму релятивістських рентгенів.ських ліній в активних ядрах галактик. Ключові слова: скалярне поле, орбіти пробних тіл

1. Вступ і базові співвідношення. Скалярно-польові моделі посідають важливе місце у гравітаційній фізиці, зокрема, у моделях інфляції раннього Всесвіту та в моделях динамічної темної енергії (див., напр., [1–3]). Серед них розглядають моделі динамічної темної енергії на основі фантомних скалярних полів. Для останніх, як відомо, порушуються слабка енергетична вимога, завдяки чому фантомне скалярне поле має іншу поведінку під час еволюції Всесвіту і т. п. [4]. Якщо такі поля справді існують, вони можуть проявити себе в розподілі колових орбіт пробних тіл, що, у першому наближенні, моделюють рух речовини в акреційних дисках навколо компактних астрофізичних об'єктів. Зазначимо, що наявність як завгодно малого класичного чи фантомного скалярного поля може призводити до суттєвої зміни топологічної структури простору-часу гравітуючої конфігурації [3, 5–9], що, у свою чергу, може призводити до змін у русі речовини. Наприклад у випадку розв'язків [5,6,9] із безмасовим скалярним полем виникають області стійких колових орбіт, що не перетинаються [9-11].

Функціонал дії за наявності фантомного скалярного поля 🖕 із самодією

$$S = \int d^4 x \sqrt{|g|} \left[R - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \phi_{,\mu} \phi_{,\nu} - V(\phi) \right], \qquad (1)$$

де S_{GR} – стандартна гравітаційна дія загальної теорії відносності (див., напр., [2,3]), V(ф) – потенціал самодії скалярного поля, який буде уточнено нижче. Метрика статичного сферично-симетричного простору-часу в "квазіглобальних" координатах має вигляд

$$ds^{2} = A(x)dt^{2} - \frac{1}{A(x)}dx^{2} - r^{2}(x)(d\theta^{2} + \sin^{2}(\theta)d\phi^{2}).$$
(2)

Нетривіальні рівняння Ейнштейна, що випливають з (1) для метрики (2), мають такий вигляд:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{dA}{dx}r^2\right) = -2r^2 V(\phi), \quad \frac{d^2r}{dx^2} + \frac{1}{2}r\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = 0, \quad A\frac{d^2r^2}{dx^2} - r^2\frac{d^2A}{dx^2} = 2.$$
(3)

Iз рівнянь (3) за умов асимптотично-плоского простору часу [9] випливають співвідношення

$$A(x) = r^{2}(x) \int_{x}^{\infty} \frac{2x' - C}{r^{4}(x')} dx' \quad ,$$
(4)

де С – стала інтегрування, яку можна пов'язати з масою всієї системи

$$\phi(x) = \pm \int_{x}^{\infty} \sqrt{\frac{2}{r} \frac{d^{2}r}{dx^{2}}}, \qquad V(x) = \frac{1}{r^{2}} - \frac{A}{r^{2}} \left(3 \left(\frac{dr}{dx} \right)^{2} + r \frac{d^{2}r}{dx^{2}} \right) - \frac{C - 2x}{r^{3}} \frac{dr}{dx}.$$
(5)

Звідси випливає один із методів побудови часткових розв'язків системи (3), відомий як "обернений метод" [7]. 2. Частковий розв'язок. Візьмемо *r*(*x*) у вигляді

$$r(x) = x e^{\frac{x_0}{x}}, \ x_0 \in \Re$$
(6)

Очевидно, за $\forall x_0$ маємо r > 0, $d^2r / dx^2 > 0$, тобто виконано умови застосовності оберненого методу [7]. Із формул (4,5) отримаємо

$$A(x) = \frac{x^2(-c+4x_0)}{16x_0^3} \operatorname{sh}\left(\frac{2x_0}{x}\right) + \frac{x(c-4x_0)+2cx_0}{8x_0^2} e^{-\frac{2x_0}{x}},$$
(7)

З асимптотичного розкладу в околі нескінченності отримуємо, що $c = -2(x_0 - 3m)$, де m – маса всієї системи;

$$\phi(x) = \pm \frac{\sqrt{2x_0}}{x} \tag{8}$$

$$V(x) = \frac{3(4x_0 - c)}{8x_0^2 x} ch\left(\frac{2x_0}{x}\right) - \frac{(4x_0 - c)(4x_0^2 + 3x^2)}{16x_0^3 x^2} sh\left(\frac{2x_0}{x}\right) m$$
(9)

З асимптотики V(ф) в околі нуля бачимо,

$$V(\phi) = \mp \frac{(4x_0 - c)}{30\sqrt{2}x_0^3} \phi^5 + o(\phi^7)$$
(10)

що при такому виборі скалярне поле безмасове.

Відповідне сімейство розв'язок був знайдений раніше у [8]. Отримана конфігурація є чорною дірою при *x*₀ < 1 і голою сингулярністю при *x*₀ ≥ 1.

3. Траєкторії руху пробних тіл. У випадку метрики (2) стандартний розгляд інтегралів руху пробних тіл для геодезичних у сферично-симетричному просторі-часі

$$A(x)\left(\frac{dt}{d\tau}\right) = p_t, \quad r^2(x)\left(\frac{d\phi}{d\tau}\right) = L, \quad \theta = \pi/2$$

(т – канонічний параметр на часоподібних геодезичних) та інтегралу нормування приводить до рівняння першого порядку

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = p_t^2 - U_{eff}(x), \tag{10}$$

яке формально має вигляд рівняння руху нерелятивістської частинки в полі з ефективним потенціалом $U_{eff} = L^2 U_1 + U_2$

$$U_1(x) = \frac{A(x)}{r^2(x)} = \int_x^\infty \frac{2x' - c}{r^4(x')} dx', \qquad U_2(x) = A(x).$$
(11)

Області стійкості орбіт визначаються з умов екстремуму ефективного потенціалу

$$\frac{dU_{eff}}{dx}(x,x_0,L) = 0, \tag{12}$$

й умови

$$\frac{d^2 U_{eff}}{dx^2}(x, x_0, L) = 0,$$
(13)

що визначає положення останньої стійкої орбіти.

$$F(x) = L^{2} = -U_{2}'(X_{r})/U_{1}'(X_{r}), \qquad (14)$$

де X, є нулем функції

$$H(x) = U_2''(x) - U_1''(x)U_2'(x) / U_1'(x),$$
(15)

або, з урахуванням (4)

$$H(x) = 2\left[\frac{r''(x)}{r(x)} + \frac{r'^{2}(x)}{r^{2}(x)}\right]A(x) - \frac{2}{r^{2}(x)} + \left[\frac{2r(x)r'(x)}{2x-c}A(x) - 1\right] \cdot \left[\frac{4r'(x)}{r^{3}(x)}(2x-c) - \frac{2}{r^{2}(x)}\right].$$
(16)

Параметр *m* виконує роль маштабуючого множника, тому, без обмежень загальності, можна покласти *m* = 1. Колові орбіти можуть існуювати лише в області, де $F(x) = \frac{r^4(x)A'(x)}{2x-c} \ge 0$. Проаналізуємо цю умову.

Випадок ЧД: F(x) < 0 для всіх $x \in (0, X_s)$. Із розвинення F(x) у ряд,

$$F(x) = \frac{c^4 (c - 2x_0)}{256 (c - 2x) x_0^3} \left(c \operatorname{sh} \left[\frac{4x_0}{c} \right] - 4x_0 \operatorname{ch} \left[\frac{4x_0}{c} \right] \right) e^{\frac{8x_0}{c}} + o(1)$$
(17)

бачимо, що $X_s = rac{c}{2} = -a+3$, $F(x) \to \pm \infty$ при $x \to rac{c}{2} \pm 0$.

У випадку ГС: F(x) < 0 на інтервалі (X_m, X_s) , якщо $X_m < X_s$ і (X_s, X_m) якщо $X_s < X_m$. Де X_m – точка. для якої $F(X_m) = 0 \land A(X_m) \rightarrow \min$. $F(x) \rightarrow \pm \infty$ при $x \rightarrow \frac{c}{2} \mp 0$.



Рис. 1. Розподіл кругових орбіт залежно від значення параметру X₀.

Білі області відповідають стійким круговим орбітам, тоді як світло-сірі – нестійким круговим орбітам. У темних областях кругові орбіти не існують. Точки на суцільній кривій відповідають кореням рівняння *H*(*X*,) = 0,

тоді як точкова крива відповідає значенням X_s , а точки на штрихованій кривій відповідають X_m . Бачимо, що існує невелика область, де можливі три області стійких колових орбіт.

Таблиця 1

N⁰	<i>x</i> ₀	Кількість коренів <i>H</i> (x)	Області стійких колових орбіт	Області нестійких колових орбіт
1	(-∞,0]	1	$(X_{3}^{},+\infty)$	$(X_s, X_3]$
2	(0,1]	2	$(X_{3}^{},+\infty)$	(X _s , X ₃]
3	(1, x _{0,1} = 1.5]	1	$(0, X_m], (X_3, +\infty)$	$(X_s, X_3]$
4	(1.5,1,77)	3	$(0, X_1), [X_m, X_2), (X_3, +\infty)$	$[X_1, X_s), [X_2, X_3]$
5	$[x_{0,2} = 1.77, 3)$	1	$(0, X_1), [X_m, +\infty)$	$[X_1, X_s)$
6	[3, +∞)	0	$[X_m, +\infty)$	_

Розподіл колових орбіт залежно від значення параметра X₀



Рис. 2. Вигляд F(x) для різних значень x_0 у випадку ЧД і ГС

4. Обговорення. Розглянуто сімейство розв'язків рівнянь Ейнштейна та фантомного скалярного поля із самодією, що описують компактні астрофізичні конфігурації типу чорної діри й голої сингулярності. Проаналізовано структуру колових навколо вище згаданих об'єктів. Показано, що у випадку ЧД, розподіл колових орбіт не відрізняється від аналогічного для розв'язку Шварцшильда. Випадок голої сингулярності включає в себе три можливі розподіли колових орбіт залежно від значень параметру х_о:

1. Існують дві або три області стійких колових орбіт розділених, областю нестійких колових орбіт та областю, де колові орбіти не існують.

2. Існують три незв'язні області стійких колових орбіт.

3. Маємо одну область де існують стійкі кругові орбіти.

Наявність подібної структури колових орбіт в акреційних дисках навколо компактних релятивістських об'єктів може слугувати для експериментального підтвердження або заперечення відповідних скалярно-польових моделей динамічної темної енергії, що базуються на подібних або аналогічних розв'язках. Це може бути зроблено на основі форми лінії Fe Ka, яка спостерігається в рентгенівському діапазоні акреційних дисків навколо компактних астрофізичних об'єктів[16–20].

Список використаних джерел

1. Novosyadlyi B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark energy and dark matter of the universe: in three volumes / Ed. V. Shulga. - K.: Akademperiodyka, 2013. - Vol. 1.

2. Яцків Я. С., Александров О. М., Вавилова І. Б. Загальна теорія відносності: горизонти випробувань / Я. С. Яцків, О. М. Александров, І. Б. Вавилова. – К. : ВАІТЕ, 2013.

3. Александров А. Н., Вавилова И. Б., Жданов В. И. Общая теория относительности: признание временем / А. Н. Александров, И. Б. Вавилова, В. И. Жданов. – К. : Наук. думка, 2015.

4. Faraoni V. Phantom cosmology with general potentials / V. Faraoni // Classical and Quantum Gravity. - 2005. - V. 22. - Is. 16. - P. 3235-3246.

5. Фишер И. 3. Поле скалярного мезона с учетом гравитационных эффектов / И. 3. Фишер // ЖЭТФ. – 1948. – Т. 18. – С. 636–640.

6. Bergmann O., Leipnik R. Space-Time Structure of a Static Spherically Symmetric Scalar Field / O. Bergmann, R. Leipnik // Phys. Rev. – 1957. – V. 107. – Is.4. – P. 1157–1161.

7. Bronnikov K. A., Fabris J. C. Regular Phantom Black Holes / K. A. Bronnikov, J. C. Fabris // Phys. Rev. Lett. - 2006. - V. 96. - Is. 25-id.251101.

8. Dennhardt H., Lechtenfeld O. Scalar Deformations of Schwarzschild Holes and Their Stability / H. Dennhardt, O. Lechtenfeld // Int.J.Mod.Phys. A. – 1998. – V. 13. – P. 741–764.

9. Stashko O. S., Zhdanov V. I. Spherically symmetric configurations of General Relativity in presence of scalar field: separation of test body circular orbits//arXiv – 2017 [arXiv:1702.02800 [gr-qc]].

10. Oliveira-Neto G., Sousa G. F. Qualitative and quantitative features of orbits of massive particles and photons moving in wyman geometry / G. Oliveira-Neto, G. F. Sousa // Braz. J. Phys. – 2008. – V. 38. – P. 573–580.

11. Chowdhury A. N., Patil M., Malafarina D., Joshi P. S. Circular geodesics and accretion disks in the Janis-Newman-Winicour and gamma metric spacetimes / A. N. Chowdhury, M. Patil, D. Malafarina, P. S. Joshi // Phys. Rev. D. – 2012. – V. 85, id. 104031.

12. Бронников К. А., Рубин С. Г. Лекции по гравитации и космологии / К. А. Бронников, С. Г. Рубин. – М. : МИФИ, 2008.

13. Shikin G. N., Bronnikov K. A. Spherically Symmetric Scalar Vacuum: No-Go Theorems, Black Holes and Solitons / G. N. Shikin, K. A. Bronnikov // Gravitation and Cosmology. - 2002. - V. 8. - P. 107-116.

14. Nikonov V. V., Tchemarina Ju. V., Tsirulev A. N. A two-parameter family of exact asymptotically flat solutions to the Einstein-scalar field equations / V. V. Nikonov, Ju. V. Tchemarina, A. N. Tsirulev // Class. Quant. Grav. – 2008. – V. 25, id.138001.

15. Solovyev D., Tsirulev A. General properties and exact models of static self-gravitating scalar field configurations / D. Solovyev, A. Tsirulev // Class. Quant. Grav. - 2012. - V. 29, id.055013.

16. Guilbert P.W., Rees M.J. "Cold" material in non-thermal sources / P. W. Guilbert, M. J. Rees // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. - 1988. - Vol. 233. - P. 475-484.

17. Lightman A. P., White T. R. Effects of cold matter in active galactic nuclei – A broad hump in the X-ray spectra / A. P. Lightman , T. R. White // Astrophys. J. - 1988. - Vol. 335. - P. 57-66.

18. Fabian A. C., Rees M. J., Stella L. et al. X-ray fluorescence from the inner disc in Cygnus X-1 / A. C. Fabian, M. J. Rees, L. Stella // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. - 1989. - V. 238. - P. 729-736.

19. Vasylenko A. A., Fedorova E. V., Hnatyk B. I., Zhdanov V. I. Evidence for a binary black hole in active nucleus of NGC 1194 galaxy? / A. A. Vasylenko , E. V. Fedorova, B. I. Hnatyk , V. I. Zhdanov // Kinemat. Phys. Celest. Bodies. – 2015. – Vol. 31, Is. 1. – P. 13–18.

20. Fedorova E. V., Vasylenko A. A., Hnatyk B. I., Zhdanov V. I. The peculiar megamaser AGN NGC 1194: Comparison with the warped disk candidates NGC 1068 and NGC 4258 / E. V. Fedorova, A. A. Vasylenko, B. I. Hnatyk, V. I. Zhdanov // Astronom. Nachr. – 2016. – V. 337, Is. 1–2. – P. 96–100.

Надійшла до редколегії 20.09.17

~ 39 ~

(1)

Stashko O., stud., Zhdanov V., prof. Astronomical Observatry of Taras Shevchenko National University of Kiev

CIRCULAR ORBITS AROUND A SPHERICALLY SYMMETRIC RELATIVISTIC CONFIGURATION IN THE PRESENCE OF A PHANTOM SCALAR FIELD

We consider exact solutions of the joint system of Einstein equations and phantom scalar field equations with a special massless selfinteraction potential. We studied orbits of the test bodies, which interact only gravitationally, in the space-time corresponding to these solutions. The main attention is paid to the stable circular orbits. We found conditions for existence of disjoint regions of stable circular orbits, which can be separated by regions of unstable orbits or regions of non-existence of circular orbits. Ключові слова: скалярне поле, орбіти пробних тіл.

> Сташко О., студ., Жданов В., д-р физ.-мат. наук, проф. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

КРУГОВЫЕ ОРБИТЫ ВОКРУГ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧЕСКОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КОНФИГУРАЦИИ В ПРИСУТСТВИИ ФАНТОМНОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Рассмотрены частные точные решения совместной системы уравнений Эйнштейна и уравнений фантомного скалярного поля с ненулевым потенциалом самодействия. Для этих решений проанализировано распределение круговых орбит пробных тел, которые взаимодействуют только гравитационно. Найдены условия, когда существуют несвязные области устойчивых круговых орбит, существование которых может проявить себя через форму релятивистских рентгеновских линий в активных ядрах галактик. Ключевые слова: скаляорное поле, орбиты пробных тел.

УДК 521.182; 523.44

А. Казанцев. канд. фіз.-мат. наук. Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук, Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

РОЗПОДІЛ ЗА РОЗМІРАМИ АСТЕРОЇДІВ ГОЛОВНОГО ПОЯСУ Й ОКРЕМИХ СІМЕЙСТВ

Побудовано розподіл за розмірами астероїдів сімейства Еос. При цьому використано базу WISE, що містить альбедо р і розміри D понад 80 тисяч астероїдів. Показник степеня b степеневої залежності розподілу має мінімум при деяких середніх значенням розмірів астероїдів сімейства. Подібна залежність b(D) має місце і для всього поясу астероїдів. Зроблене припущення про можливу схожість механізмів формування всього поясу астероїдів та окремих сімейств.

Ключові слова: астероїди, сімейства астроїдів.

Вступ. Розподіл астероїдів за розмірами визначає приблизну кількість існуючих тіл у різних діапазонах розмірів. Знання такого розподілу вкрай важливе не лише для визначення кількості тіл, але й для з'ясування механізму походження поясу астероїдів і його динамічної еволюції.

Зазвичай, розподіл астероїдів за розмірами описується степеневою залежністю

$$dN(D) = kD^{-b}dD$$

де dN(D) – кількість тіл у вузькому діапазоні розмірів d(D), k і b – певні постійні величини. Однак, нині вже встановлено, що в розподілі за розмірами всього поясу астероїдів величини не є постійними у всьому інтервалі значень D [2, 3, 6]. Для тіл максимальних розмірів (80 – 150 км) показник степені b майже постійний і становить близько 2.3. При зменшених розмірах параметр b спочатку досягає мінімуму (менше 1.0) при D = 60-70 км, а потім починає різко зростати. Уже при D = 10 км значення b = 3.7 (рис. 1).

Такий хід величини b наведено в [2]. Сам хід залежності b(D) і, особливо, наявність мінімуму певною мірою може свідчити про механізм утворення поясу астероїдів.

Зважаючи на наведену залежність, можна припустити, що механізм утворення тіл із розмірами більше 80 км відрізняється від механізму утворення тіл менших розмірів. Відмінність механізмів утворення тіл, напевне, може полягати лише в тому, що більш крупні тіла утворилися внаслідок злипання пилинок (планетозималей), а більш дрібні – унаслідок руйнування більш крупних. Однак, тіла розмірами 80–100 км занадто малі для самогравітаційного механізму утворення. Тому пояснення залежності b(D), очевидно, має бути іншим.

Наведений у [2] розподіл було отримано з використанням бази IRAS [5], що мітить альбедо й розміри 2228 астероїдів. У 2011 р. опубліковано каталог WISE [4], де наведено розміри понад 90000 астероїдів. Ці дані можна використати не лише для побудови розподілу за розмірами астероїдів усього поясу, але й для окремих сімейств астероїдів. Нині загальновизнано, що сімейств астероїдів утворюються внаслідок руйнування одного крупного тіла. Отже механізм формування сімейств приблизно відомий. Тому має сенс побудувати залежність b(D) для окремих сімейств.

Розподіл за розмірами окремих груп астероїдів. У базі WISE можна знайти дані про розміри тіл кількох десятків сімейств. Найчисленніше серед них – сімейство Еос. Орбіти астероїдів сімейств зазвичай описуються так званими власними елементами: власні великі півосі а', власні ексцентриситети е' і власні нахили і'. Власні елементи орбіт – це звичайні орбітальні елементи, які певним чином усереднені за періоди вікових коливань. Діапазони власних елементів орбіт сімейства Еос: a' = 2.94 – 3.16 а.о.; e' = 0.022 – 0.144; i' = 8.5° – 12.8°. Найбільш відомий масив даних власних елементів орбіт всього поясу астероїдів підготовлений за авторства Мілані (А. Milani) і Кнезевича (Z. Knežević), який доступний на сайті NASA (http://pds.nasa.gov).



Рис. 1. Залежність параметра b від розмірів астероїдів для ГПА

У базі WISE міститься понад 5500 астероїдів, які можна віднести до сімейства Еос. Така кількість тіл дозволяє побудувати приблизну зміну параметра *b* за розмірами (рис. 2). Механізм побудови залежності b(D) описано в [2]. Хоча залежність b(D) не дуже чітка, однак, мінімум *b* при $D \approx 17$ км, очевидно, існує.



Отже в розподілі за розмірами уламків руйнування одного крупного тіла, тобто астероїдів утвореного сімейства, є певна ділянка, де параметр *b* має мінімальне значення. Ця ділянка розташована не при максимальних значеннях розмірів і не при мінімальних.

Хоча залежності *b*(*D*) для всього поясу і для сімейства Еос помітно відрізняються, однак якісно, а саме, існуванням мінімуму величини *b* вони схожі. Наявність мінімуму посередині розподілу *b*(*D*) як для всього поясу, так і для окремого сімейства може вказувати на схожість механізмів утворення окремого сімейства та всього поясу астероїдів.

Може виникнути логічне запитанні: а чи не має місце подібна залежність *b*(*D*) для будь якої окремої зони поясу астероїдів? Якщо існує, то ця залежність не може вказувати на механізм утворення ні окремого сімейства, ні всього поясу. У такому разі хід залежності *b*(D) має інше пояснення, яке не пов'язане з походженням тієї чим іншої групи тіл.

Для відповіді на таке запитання за даними бази WISE було побудовано залежність b(D) для астероїдів фону, тобто для тіл, що не належать до жодного сімейства. Така зона в координатах власних елементів була вибрана в середині головного поясу (a' = 2.60 - 2.80 а.о., e' = 0.04 - 0.13, $i' = 2.0^{\circ} - 12.0^{\circ}$). Отримана вибірка оминає сусідні сімейства і налічує понад 5000 тіл. Залежність b(D) для даної вибірки представлено на рис. 3.

Видно, що на відміну від двох попередніх залежностей, на цій залежності мінімум відсутній. Якщо порівняти рис. 1 і рис. 3, то можна побачити, що залежність *b*(*D*) для астероїдів фону близька до залежності для всього поясу при розмірах *D* < 40 км. Саме так і має бути, оскільки відібрані астероїди фону є частиною вибірки всього поясу астероїдів. Важливо зазначити, що діапазон розмірів астероїдів фону близький до діапазону розмірів тіл сімейства Еос. Однак, мінімум розподілу має місце лише для сімейства.

Певне пояснення можна зробити відносно спостережної селекції. У поясі астероїдів тіла з розмірами більше 10 км відкриті вже всі. Останній астероїд з *H* < 13^m, що приблизно відповідає розміру *D* > 10 км, відкрито понад 10 років тому. Отже, на залежності на рис. 1 і на рис. 3 відкриття нових тіл не вплинуть. Що стосується рис. 2, то тут залежність представлена до розмірів 5 км. По-перше, у цей час вже відкрито й переважну більшість тіл із розмірами

від 5 км. По-друге, головна характерна ділянка залежності (з мінімумом) припадає на розміри 15–20 км. Отже, усі три наведені залежності можна вважати вільними від спостережної селекції.

Таким чином, можна припустити, що характер розподілу за розмірами всього поясу астероїдів може бути близьким до характеру розподілу окремого сімейства. Це, у свою чергу, може вказувати на схожість механізмів походження поясу астероїдів та окремих сімейств.

Зрозуміло, що цей висновок є лише попереднім припущенням, яке потребує детальної перевірки на більших масивах розмірів тіл і для більшої кількості сімейств. Якщо залежність *b*(*D*) для всього поясу визначена більш-менш точно, що видно з вказаному на рис. 1 розкидом значень *b*, то відповідні залежності для сімейства Еос і для тіл фону отримані зі значним розкидом цього параметра. Бажано також мати теоретичні результати щодо розподілу за розмірами уламків руйнування одного крупного тіла.

Висновки. Наявність мінімуму залежно *b*(*D*) як для всього поясу астероїдів, так і для окремого сімейства може вказувати на схожість механізмів походження поясу астероїдів та окремих сімейств. Для подальшого обґрунтування зробленого припущення потрібне детальніше вивчення цього питання як із використанням ширших масивів даних про розміри астероїдів, так і з теоретичного боку.

Список використаних джерел

1. *Казанцев А. М.* Некоторые особенности распределения числа астероидов по размерам / А. М. Казанцев // Кинематика и физика небесных тел. 2002. – Т. 18. – № 6. – С. 517–524.

2. Казанцев А. М. Уточнення розподілу астероїдів за розмірами та оцінка числа біляземних астероїдів / А. М. Казанцев // Вісн. Київ. нац. у-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2008. – № 45. – С. 52–55.

3. Hughes D. W. Asteroidal size distribution / D. W. Hughes // Mon. Not. R. Astron. Soc., 1982. – V. 199. – P. 1149–1157.

4. Masiero Joseph R., Mainzer A. K., Grav T. et. al. Main Belt Asteroids with WISE/NEOWISE. I. Preliminary albedos and diameters / Masiero R. Joseph, A. K. Mainzer, T. Grav // Astrophys Journal. – 2011. – 741. – 2. – P. 20.

Tedesco Edward F., Noah Paul V., Noah Meg, Price Stephan D. The supplemental IRAS minor planet survey / F. Tedesco Edward, V. Noah Paul, Noah Meg, D. Price Stephan // The Astronomical Journal. – 2002. – 123. – P. 1056–1085.
 Rabinowitz D. L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids / D. L. Rabinowitz, E. Bowell, E. Shoemaker,

Rabinowitz D. L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids / D. L. Rabinowitz, E. Bowell, E. Shoemaker, K. Muinonen // In: Gehrels T. (ed.) HAZARDS DUE TO COMETS & ASTEROIDS. Univ. of Arizona Press., 1994. – P. 285–312.

Надійшла до редколегії 25.09.17

А. Казанцев, канд. физ.-мат. наук, Л. Казанцева, канд. физ.-мат. наук, Астрономическая лаборатория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РАЗМЕРАМ АСТЕРОИДОВ ГЛАВНОГО ПОЯСА И ОТДЕЛЬНЫХ СЕМЕЙСТВ

Построено распределение по размерам астероидов семейства Еос. При этом использовано базу WISE, которая содержит альбедо р и размеры D более 80 тысяч астероидов. Показатель степени b степенной завесимости распределения имеет минимум при некотрых средних значениях размеров астероидов семейства. Подобная зависимость b(D) имеет место и для всего пояса астероидов. Сделано предположение про возможное сходство механизмов формирования всего пояса астероидов и отдельных семейства. Ключевые слова: астероиды, семейства астероидов.

> Kazantzev A., Ph.D., Kazantzeva L., Ph.D. Taras Shevchenko National University of Kiev

ASTEROID SIZE DISTRIBUTIONS FOR THE MAIN BELT AND FOR ASTEROID FAMILIES

The asteroid-size distribution for he Eos family was constructed. The WISE database containing the albedo p and the size D of over 80,000 asteroids was used. The b parameter of the power-law dependence has a minimum at some average values of the asteroid size of the family. A similar dependence b(D) exists for the whole asteroid belt. An assumption on the possible similarity of the formation mechanisms of the asteroid belt as a whole and separate families is made.

Keywords: asteroids, asteroid families.

УДК 520.86

В. Карбовський, інженер, Головна астрономічна обсерваторія НАН України, В. Клещонок, канд. фіз.-мат. наук, М. Буромський, інженер, Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ПРОГРАМНИЙ ТА АПАРАТНИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОКРИТТЯ ЗІР АСТЕРОЇДАМИ

2016 р. розпочато підготовку до програми спостереження покриття зір астероїдами на телескопі АЗТ-2. Запропоновано і розроблено новий метод реєстрації покриття за допомогою ПЗЗ-камери в режимі синхронного переносу. Написано спеціальна програма для керування ПЗЗ камерою й запису зображень під час таких спостережень. Швидкість перенесення зображення може змінюватися в широких межах, що дає можливість проводити спостереження в широкому діапазоні зоряних величин. Використовується телескоп АЗТ-2, який має найбільший діаметр дзеркала в Києві (D = 0.7 м. F = 10.5 м.). Розроблено та виготовлено трикратний оптичний редуктор, що забезпечує поле зору з ПЗЗкамерою Ародее Alta U47 10 кутових мінут і еквівалентну фокусну відстань телескопа 3.2 м. Наведено результати тестових спостережень. Програма виконується спільно з Головною астрономічною обсерваторією НАН України та Астрономічною обсерваторією Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Ключові слова: астероїди, покриття зір, швидка фотометрія.

Вступ. Покриття зорі астероїдом дуже рідкісна подія. Однак завдяки тому, що зір і астероїдів багато, і ми все краще знаємо положення зір і орбіти астероїдів, то за рік ми можемо отримати достатню кількість таких подій. Тривають такі покриття зір від секунд до десятків секунд залежно від розмірів астероїдів і їхньої швидкості руху орбітою. Ширина смуги видимості цього явища становить десятки, іноді сотні кілометрів.

Уперше покриття зорі астероїдом спостерігали П. Бьорклунд і С. Мюллер у Швеції 19 лютого 1958 р. Зараз у Європі та в Америці працює велика мережа спостерігачів. Координацією їхніх зусиль займається Міжнародна асоціація тайминга покриттів (IOTA) [1], президент якої – Девід Данхем. Існує і Європейська секція ІОТА. Одним із найактивніших діячів – чех Ян Манек із Стефаниковой обсерваторії в Празі.

Покриття зір астероїдами використаються для:

- уточнення параметрів орбіти астероїдів;
- уточнення розмірів і форми астероїдів;
- виявлення кратності астероїдів (супутники астероїдів);
- виявлення кратності зір;
- дослідження розподілу яскравості по диску зорі;
- визначення кутових розмірів зірок, що покриваються та виявлення її подвійності.

Реєстрацію покриттів зір астероїдами можна проводити різними методами. Найбільш точні – це спостереження з використанням відеокамер і ПЗЗ-камер. Дуже корисним при подібних спостереженнях використання швидкісних систем, які дозволяють записувати детальну фотометричну криву з реєстрацією дифракційної картинки. Дифракційна картина дозволяє отримувати додаткову інформацію (розмір і розподіл яскравості) про зорю, що покривається. Для спостереження покриття зорі астероїдом потрібна абсолютна реєстрація двох моментів часу:

- зникнення (покриття зорі)
- появи (відкриття зорі).

Спостереження необхідно прив'язати до надійного джерела часу. Для цієї прив'язки, зазвичай, потрібна проміжна ланка – засіб реєстрації точного часу.

Створення апаратного та програмного комплексу. У 2016 р. спільно Головною астрономічною обсерваторією НАН України та астрономічною обсерваторією Київського національного університету імені Тараса Шевченка розпочато створення нового програмно-апаратного комплексу для спостереження покрить зір астероїдами. Ці роботи є продовженням багаторічних спостережень покрить зір Місяцем [2–3]. Був запропонований і розроблений новий метод реєстрації покриття за допомогою ПЗЗ-камери, яка працює в режимі синхронного переносу заряду. Він полягає в записі, при часовому ведені телескопа, зображень треків зір, які отримані при зміщенні зображень зір у напрямку кола схилень. При такому способі реєстрації є можливість робити скільки завгодно великі експозиції при збереженні хорошої часової роздільної здатності та завдяки гнучкому регулюванню швидкості переносу розширюється діапазон зоряних величин для спостережень покрить. Є також переваги з методом реєстрації покриттів за допомогою хорекційними двигунами (або самої ПЗЗ-камери). У режимі перенесення заряду досягається висока стабільність швидкості руху зорі в кадрі, а також накопичення фону в зображенні обмежене часом зсуву зображення на розмір кадра.

Як приймач використано ПЗЗ-камеру Apogee Alta U47, яка має можливість працювати в режимі перенесення заряду. Для спостережень використовується телескоп A3T-2. За відсутності оптико-механічного блоку телескопу A3T-2, що надавав можливість проведення спостережень у його первинному фокусі, був розроблений і виготовлений трикратний оптичний редуктор. Зовнішній вигляд редуктора з ПЗЗ-камерою показаний на рис. 1. Для юстування та кріплення ПЗЗ-камери до оптичного редуктора також був виготовлений двокоординатний столик.



Рис. 1. Оптичний редуктор із ПЗЗ-камерою Apogee Alta U47

Оптичну схему редуктора наведено на рис. 2.



Рис. 2. Оптична схема редуктора

У касегренівському фокусі телескопа АЗТ-2 поміщається двокомпонентна колективна лінза CL із фокальною відстанню f_{CL}, яка визначає невін'єтоване поле зору. У фокальній площині колективної лінзи встановлено систему лінз оптичного редуктора R. В еквівалентному фокусі всієї оптичної системи розміщується ПЗЗ-камера.

Тестові спостереження на телескопі A3T-2 із даним оптичним редуктором і П33-камерою Apogee Alta U47 показали, що зображення зір із V-фільтром мають симетричну форму й апроксимуються Гаусовим круговим розподілом із параметром σ = 1.6 пкл, що відповідає FWHM близько 4.0 пкл або 2.2". Невін'єтоване поле зору з П33-камерою становить 9.95 кутових мінут з еквівалентною фокусною відстанню телескопа 3.42 м.

Розроблена й написана спеціальна програма для керування ПЗЗ камерою та запису зображень під час таких спостережень. Вона дозволяє сканувати довгі (в часі) полоси та керувати швидкістю перенесення заряду в широких межах, що дає можливість збільшити проникну здатність для запропонованого методу спостережень. На рис. З показано скріни bat-файлу (а) і допоміжного файлу з даними часу реєстрації (б) програми запису.



a)

б)

Рис. 3. Скріни bat-файла та кінцевого допоміжного файлу з часовою прив'язкою до системного часу

Програма передбачає встановлення у стартовому bat-файлі (рис. 3а) довжини скану (в пікселях), швидкості сканування та назви отримуваного файлу. Вихідний файл містить інформацію про довжину скану (в пікселях), швидкість сканування (в секундах на піксель) і час початку й кінця сканування.

Особливості запропонованого методу спостереження покрить Цей метод передбачає застосування звичайної ПЗЗ-камери, а не зі швидкісним зчитуванням і присутністю в неї режиму синхронного переносу заряду (TDI). Швидкість сканування є досить стабільною, тому що здійснюється електронним чином (шляхом перенесення заряду) без використання механічних рухів. Її можна змінювати в широких межах програмним шляхом. На практиці вона визначатиметься з балансу умов досягнення потрібної фотометричної точності й необхідної часової роздільної здатності. Розтягування зображення зорі із встановленою швидкістю сканування (перенесення заряду) здійснюється вздовж кола схилень (рис. 4), щоб виключити помилки часового ведення телескопа, які не впливатимуть на отримані результати, а також мати можливість застосувати автоматичне гідування телескопа. Порівняно велике поле цієї системи дозволить мати треки зір порівняння, що покращить точність і надійність результатів. Також серед переваг цієї системи можна вказати на обмеження рівня фону при довгих експозиціях. Це пояснюється тим, що максимальний час експонування одного пікселя у вихідному файлі дорівнює часу сканування розміру поля зору.



Рис. 4. Фрагмент зображення із треком зорі, що покривається астероїдом

У момент повного покриття (затемнення) зорі астероїдом (рис. 4) положення його на небесній сфері точно відповідатиме координатному положенню зорі. Із використанням високоточного каталогу положень GAIA, для суттєвого уточнення параметрів орбіти астероїда необхідна точна реєстрація моментів початку й закінчення покриття зорі астероїдом. У нашому методі передбачена точна реєстрація моментів початку й закінчення сканування через GPS-прив'язку. У такому методі використовується двоступенева прив'язка до всесвітнього часу. При такому способі, коли відбувається запис зображень, час фіксується за допомогою системного часу комп'ютера. Інша програма GPSwatch [3] на весь період спостережень веде протокол поправок системного часу комп'ютера до всесвітнього за допомогою сигналів GPS-приймача. Ця програма працює у фоновому режимі й не заважає основній роботі програмі запису зображень. Результуючі моменти покрить отримуються під час обробки спостережень із залученням протоколів обох програм.

Список використаних джерел

1. https://occultations.org.

 Kleshchonok V. V. Buromsky M. I. Observations of stars occultations by the Moon with the "Spalakh" television system / V. V. Kleshchonok, M. I. Buromsky // Кинематика и физика небесных тел. – 2005. – Т. 21, № 5-додаток. – С. 405–408.
 Kleshchonok V. V., Buromskii N. I., Khat'ko I. V. The Kyiv electronic database of television observations of star occultations by the moon

3. Kleshchonok V. V., Buromskii N. I., Khat'ko I. V. The Kyiv electronic database of television observations of star occultations by the moon / V. V. Kleshchonok, N. I. Buromskii, I. V. Khat'ko // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2008. – Vol. 24, Iss. 2. – P. 114–118.

Надійшла до редколегії 25.09.17

В. Карбовский, инженер, Главная астрономическая обсерватория НАН Украини В. Клещонок, канд. физ.-мат. наук, М. Буромский, інженер, Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

ПРОГРАММНЫЙ И АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ЗВЕЗД АСТЕРОИДАМИ

В 2016 г. начата подготовка к программе наблюдения покрытия звезд астероидами на телескопе АЗТ-2. Был предложен и разработан новый метод регистрации покрытия с помощью ПЗС-камеры в режиме синхронного переноса. Написанная специальная программа для управления ПЗС камерой и записи изображений во время таких наблюдений. Скорость переноса изображения может меняться в широких пределах, что дает возможность проводить наблюдения в широком диапазоне звездных величин. Используется телескоп АЗТ-2, который имеет наибольший диаметр зеркала в Киеве (D = 0.7 м. F = 10.5 м.). Был изготовлен 3-х кратный оптический редуктор, обеспечивающий поле зрения с ПЗС-камерой Ародее Alta U47 10 угловых минут и эквивалентное фокусное расстояние телескопа 3.2 метра. Приведены результаты тестовых наблюдений. Программа выполняется совместно Главной астрономической обсерваторией НАН Украины и Астрономической обсерваторией Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. С помощью данного комплекса планируются регулярные наблюдения покрытий звезд астероидами.

Ключевые слова: астероиды, покрытие звезд, быстрая фотометрия.

V. Karbovsky, engineer, Main astronomical observatory NAS of Ukraine, Kyiv V. Kleshchonok, Ph. D., M. Buromsky, engineer, Taras Shevchenko National University of Kyiv

SOFTWARE AND HARDWARE COMPLEX FOR OBSERVATION OF STAR OCCULTATIONS BY ASTEROIDS

The preparation to the program for observation of star occultations by asteroids on the AZT-2 telescope was started in 2016. A new method for registration of occultation with a CCD camera in the synchronous transfer mode was proposed and developed. The special program was written to control the CCD camera and record images during such observations. The speed of image transfer can vary within wide limits, which makes it possible to carry out observations in a wide range of stellar magnitudes. The telescope AZT-2 is used, which has the largest mirror diameter in Kiev (D = 0.7 m. F = 10.5 m). A 3-fold optical reducer was produced, which providing a field of view with a CCD camera Apogee Alta U47 10 arcminutes and the equivalent focal length of the telescope 3.2 meters. The results of test observations are presented. The program is implemented jointly by the Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine and the Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv. Regular observations of star occultation by asteroids are planned with the help of this complex. Key words: asteroids, star occultation, speed photometry.

УДК 523.682.2-355

А. Мозгова, інж. І кат. В. Клещонок, канд. фіз.-мат. наук Київський національний університет імені Тараса Шевченка, А. Голубаєв, канд. фіз.-мат. наук НДІ астрономії Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Ї. Боровічка, д-р наук, Астрономічний інститут Академії наук Чеської Республіки

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ЗБУДЖЕННЯ АТОМІВ Fel У МЕТЕОРНІЙ КОМІ ЗА СПЕКТРОМ СПОРАДИЧНОГО МЕТЕОРА, ОТРИМАНОГО 2 СЕРПНЯ 2011 РОКУ В ЧЕХІЇ

Представлено результати визначення температури збудження атомів Fel за даними досліджень метеорного спектра, отриманого 2 серпня 2011 р. у місті Ондржейов на спостережувальній станції Астрономічної обсерваторії Астрономічного інституту Академії наук Чеської Республіки.

Ключові слова: температура збудження атомів, метеор, спектр, спектральні лінії, інтенсивності спектральних ліній.

Вступ. Дослідження метеорних явищ тривалий час є окремим напрямом в астрономії. Спочатку метеори спостерігали візуально. Із появою фотографії розвитку набули фотографічні спостереження метеорних явищ. Останнім часом переважають відео спостереження. Головними особливостями метеорів є їхня короткотривалість і непередбачуваність місця прольоту на небі.

Спостерігаючи метеори фотографічно в інтегральному світлі, радіолокаційними, фотоелектричними або телевізійними методами ми можемо отримати інформацію про кінематичні характеристики метеорного тіла: його орбіту, тривалість і швидкість польоту, висоту початку й кінця явища, а також інтенсивність випромінення та її зміну з висотою, спостерігати наявність або відсутність спалахів тощо. Проте безпосереднє дослідження саме метеорних спектрів може відповісти на питання про природу випромінення метеорного явища. Цей напрям у метеорній астрономії бере свій початок із 1864 р., коли вперше візуально спостерігався спектр метеора. Дослідження метеорних спектрів дає нам інформацію про якісний і кількісний хімічний склад метеорного тіла, температуру, процеси абляції, фізико-хімічні процеси, що відбуваються під час метеорних явищ в атмосфері Землі та маси метеороїдів, механізм випромінювання метеорів, причини і протікання спалахів. Досліджуючи метеорні спектри, ми вивчаємо фізичне явище, яке у фізичних експериментальних лабораторіях відтворити повністю поки неможливо. Подібний дослід провести дуже складно. Відомі спроби проведення експериментів із відтворення метеорних явищ [1-4], однак результатів таких експериментів не вистачає для побудови теорії випромінювання метеора, яка цілком не завершена.

Метеорна спектроскопія традиційний, але все ще перспективний метод вивчення хімічного складу й інших властивостей метеороїдів та їхніх батьківських тіл (астероїдів, комет). Багато теоретичних робіт і результатів спостережень потребують використання всіх переваг цього методу досліджень. Тому дослідження метеорних спектрів є актуальним науковим завданням.

Спектр метеора 2 серпня 2011 р. Представлений у роботі метеорний спектр (Рис. 1) отримано 2 серпня 2011 р. о 21:56:11 UT у місті Ондржейов на спостережувальній станції Астрономічної обсерваторії Астрономічного інституту Академії наук Чеської Республіки. Координати проекції початку й кінця метеора на земну поверхню на рівні моря: λ_п=15°,76993E, φ_n=49°,38140N та λ_к=15°,61661E, φ_κ=49°,13797N відповідно.



Рис. 1. Спектр метеора 2 серпня 2011 року. Напрям польоту – згори донизу. Спектр поділено на фрагменти через перекриття сліду метеора обтюратором. Ліворуч – перший спектральний порядок, посередині – частина другого спектрального порядку. Горизонтальні смуги – зображення нульових спектральних порядків зір. У центрі знімка зоря α Oph (Ophiuchus – Змієносець)

Висота появи та затухання метеора 115,712 км і 80,628 км відповідно. Середня швидкість руху метеорного тіла в атмосфері Землі становила 48 км/с. Це був спорадичний метеор, що мав дуже ексцентричну орбіту з перигелійною відстанню 0,969 а.о. і кутом нахилу 79,7° [5].

Спектр отримано за допомогою фіксованої ширококутної камери Tessar (1:4,5; f=360 мм), оснащеної дифракційною граткою 600 штр./мм. Початок і кінець експозиції – 20:10:06 UT 2011-08-02 і 2:00:26 UT 2011-08-03 відповідно. Метеорний спектр зафіксовано на скляній пластинці розміром 24×18 см із використанням емульсії FOMAPAN 200. Зображення метеора поділено на 5 фрагментів за допомогою обтюратора з частотою обертання 15 с⁻¹, що розташовувався перед об'єктивом фотокамери (Рис. 1). На знімку спостерігаються місця підвищеної інтенсивності спектральних ліній. Чітко видно лінії першого та другого спектральних порядків. Спостерігаються ледь помітні лінії Call третього спектрального порядку. Дисперсія у першому спектральному порядку становить 45 Å/мм. Охоплено спектральний діапазон 3500–7000 Å.

Детально методику та результати спектрофотометричної обробки спектра метеора й аналіз якісного складу метеорного тіла наведено у [5]. У цій роботі представлено результати визначення температури збудження атомів заліза в метеорній комі. Спектри метеорів – це переважно спектри випромінення атомів, із яких складається метеорне тіло. У метеорних спектрах спостерігається велика кількість спектральних ліній атомів різних хімічних елементів, проте не всіх. У представленому спектрі метеора було виявлено 125 емісійних спектральних ліній, що належать атомам Crl, Fel, Mgl, Sil, All, Mnl, Cal, Til, Nal i Fell, Call, Mgll, Till, Sill.

Результати визначення температури збудження атомів Fel методом емісійних кривих росту. Одним із завдань кількісного аналізу метеорних спектрів є визначення температури збудження атомів у метеорній комі. Головною проблемою цього завдання є те, що метеорна плазма не перебуває у стані термодинамічної рівноваги [6, 7]. Більш того, кожна лінія певного елемента має різну оптичну товщину. У кількісному дослідженні цих ліній необхідно враховувати ефект самопоглинання у спектральних лініях. Дослідники розвивали й застосовували різні методи кількісного аналізу. Найбільш відомим і розвиненим є метод емісійних кривих росту (ЕКР), який ґрунтується на припущенні локальної термодинамічної рівноваги в об'ємі випромінювання і враховує ефект самопоглинання у спектральних лініях.

термодинамічна рівновага й больцманівський розподіл по рівнях. Визначаються інтенсивності окремих спектральних ліній. Отримується рівняння прямої, що виражає больцманівський розподіл. Будується графік, із якого за кутом нахилу прямої до осі абсцис визначаємо значення температури збудження елемента.

Використовуючи метод емісійних кривих росту, було визначено температуру збудження атомів Fel, ліній якого спостерігається найбільше в дослідженому спектрі метеора. Для покращення точності та достовірності результатів взято 57 окремих спектральних ліній Fel. Визначалася також зміна температури збудження атомів Fel із висотою. Зміна температури збудження атомів Fel у метеорній комі з висотою представлена в табл. 1 і на рис. 2. На рис. 2 відображено також крива блиску спектральної лінії Fel (2) (λ=4427 Å).

Увагу привертає те, що під час різких спалахів яскравості метеора на висотах 89.5 і 83.9 км у точці максимуму інтенсивності температура збудження атомів заліза має найменше значення. До того ж, температура збудження змінюється відносно повільніше, ніж інтенсивність. На таку закономірність неодноразово вказували й інші дослідники, наприклад у публікаціях [10, 11]. Зокрема в роботі [10] відзначається, що для метеорів без спалахів блиску залежність температури збудження від висоти має регулярний характер і повторює криву блиску, а для метеорів зі спалахом ця залежність змінюється стрибкоподібно. Причому, температура збудження атомів Fel, Mgll, Call падає при збільшенні блиску метеора, тобто при посиленні випаровування. Це ж показує й розрахована концентрація іонів Call уздовж шляху метеора: вона має мінімальне значення на ділянці кривої блиску, де випаровування і блиск досягає максимуму. Із посиланням на [6] автор [10] пояснює це явище тим, що з посиленням випаровування відносно холодні пари не встигають прогріватися за рахунок взаємодії з молекулами повітря, що набігає. За аналогією можна думати, що при цьому слабшає і процес іонізації, або ж розширення пару призводить до зменшення концентрації іонів в одиниці об'єму. Подібний ефект спостерігається на рис. 2, де помітно, що більшому спалахом. Фізичний механізм, що приводить до різких спалахів яскравості метеорів, дотепер погано вивчений і вимагає накопичення спостережних даних. Деякі основні з імовірних механізмів розглянуті в монографії [6].

Таблиця 1





Рис. 2. Зміна температури збудження атомів Fel у метеорній комі з висотою та крива блиску спектральної лінії Fel (2) (λ=4427Å)

~ 47 ~

Висновки. Виявлено нерівномірну зміну температури збудження атомів Fel із висотою за даними досліджень метеорного спектра 2 серпня 2011 р. Спостерігається підвищення температури збудження атомів Fel перед і одразу після спалахів і її зниження безпосередньо під час спалахів. Можливо, під час спалахів відбувалося суттєве руйнування метеорного тіла з подальшими викидами метеорної речовини й розсіюванням її у просторі навколо метеороїда. Унаслідок активного руйнування відкривалися менш нагріті ділянки метеорного тіла, що призводило до зниження температури. Температура збудження розраховувалася в наближенні термодинамічної рівноваги, яка не встигає встановитися під час прольоту метеорного тіла. Необхідно подальше дослідження для кращого вивчення процесів збудження та світіння ліній у спектрі метеорного явища.

Список використаних джерел

1. Смирнов В. А. Спектры кратковременных световых явлений: Метеоры / В. А. Смирнов. – М. : Физматлит, 1994. – 208 с.

2. Jones W. Theoretical and observational determinations of the ionization coefficient of meteors / W. Jones // Monthly Notices of the Roval Astronomical Society. - 1997. - V. 288. - № 4. - P. 995-1003.

3. Saidov K. H. Luminous efficiency coefficient from simultaneous meteor observations / K. H. Saidov, M. Simek // Astronomical Institutes of Czechoslovakia, Bulletin (ISSN 0004-6248). - 1989. - V. 40. - № 5. - P. 330-332.

4. Smirnov V. A. Coefficient of Meteor Plasma Radiation / V. A. Smirnov // Proceedings of the International Meteor Conference, Frasso Sabino, Italy, 23–26 September 1999, Editor: Arlt, R., International Meteor Organization. - 2000. - P. 47-58.

5. Mozgova A.M. Identification of emission lines in a meteor spectrum obtained on August 2, 2011 / A.M. Mozgova, J. Borovicka, P. Spurny, К. I. Сhuryumov // Odessa Astronomical Publications. – 2015. – 28/2. – С. 289–291.
 6. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений / В. А. Бронштэн. – М. : Наука, Главная редакция физ.-мат. литературы, 1981. – 416 с.

Ceplecha Z. Study of a bright meteor flare by means of emission curve of growth / Z. Ceplecha // BAC. – 1964. – Vol. 15. – № 3. – P. 102–112.
 Millman P. M. Analysis of meteor spectra / P. M. Millman // Ann. Harvard Coll. Obs. – 1937. – V. 82. – № 7. – P. 149–177.

9. Ceplecha Z. Study of a bright meteor flare by means of emission curve of growth / Z. Ceplecha // BAC. - 1964. - V. 15. - № 3. - P. 102-112.

10. Кохирова Г. И. Количественный анализ спектров метеоров / Г. И. Кохирова // Астрономический Вестник. – 1993. – Т. 27. – №. 3. – С. 100–112.

11. Borovicka J. A fireball spectrum analysis / J. Borovicka // Astron. Astrophys. - 1993. - V. 279. - P. 627-645.

Надійшла до редколегії 15.09.17

А. Мозговая. инж. І кат.

В. Клещонок, канд. физ.-мат. наук, Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,

А. Голубаев, канд. физ.-мат. наук, НДИ астрономии Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,

И. Боровичка, д-р наук, Астрономический институт Академии наук Чешской Республики

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ Fel В МЕТЕОРНОЙ КОМЕ ПО СПЕКТРУ СПОРАДИЧЕСКОГО МЕТЕОРА, ПОЛУЧЕННОГО 2 АВГУСТА 2011 ГОДА В ЧЕХИИ

Представлены результаты определения температуры возбуждения атомов Fel по данным исследований метеорного спектра, полученного 2 августа 2011 г. в городе Ондржейов на наблюдательной станции Астрономической обсерватории Астрономического института Академии наук Чешской Республики.

Ключевые слова: температура возбуждения атомов, метеор, спектр, спектральные линии, интенсивности спектральных линий.

A. Mozgova, eng. I cat. V. Kleshchonok, Ph. D., Taras Shevchenko National University of Kviv A. Golubaev, Ph. D. Institute of Astronomy, V. N. Karazin KhNU J. Borovička, Dr. Sc., Astronomical Institute, Ondrejov Observatory

THE EXCITATION TEMPERATURE DETERMINATION OF THE FeI ATOMS ACCORDING TO THE SPORADIC METEOR SPECTRA DATA OBTAINED ON AUGUST 2, 2011 IN CZECH

This paper presents the results of the determination of the excitation temperature of the Fel atoms according to the data of the meteor spectra obtained on August 2, 2011 in Ondrejov, at the observation station of the Astronomical Institute Observatory of the Academy of Sciences of the Czech Republic.

Keywords: atomic excitation temperature, meteor, spectrum, spectral lines, intensity of spectral lines.

УДК 523.985

В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук, Н. Лозицька, канд. фіз.-мат. наук Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ПОРІВНЯННЯ ХРОМОСФЕРНИХ І ФОТОСФЕРНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У ДВОХ СОНЯЧНИХ СПАЛАХАХ БАЛІВ X1.1/4N I X17.2/4B

Iз порівняння спектрально-поляризаційних вимірювань магнітного поля у двох потужних сонячних спалахах (28 жовтня 2003 р. балу X17.2/4B і 17 липня 2004 р. балу X1.1/2N), виконаних у лініях Fel і D1 Nal, випливає, що ефективне магнітне поле В_{еff} було сильнішим у хромосфері, ніж в фотосфері. Найсильніше магнітне поле (4600 Гс) зафіксовано на хромосферному рівні більш слабкого спалаху, причому це поле виявилось у 1.6 рази сильнішим, ніж магнітне поле в найближчій до спалаху сонячній плямі. Порівнюючи отримані результати з подібними даними роботи Лозицької та ін. [8] для спалахів 1981 і 1989 рр. (тобто циклів активності №№ 21 і 22), бачимо суттєву відмінність. В обох досліджених у цій роботі спалахах, які стосуються 23-го циклу, маємо для розщеплення емісійних піків Веff (Fel) < Веff (D1), тоді як у спалахах циклів №№ 21 і 22 виявлено обернену нерівність В_{еff} (Fel) > В_{еff} (D1). Цей результат поки що не має пояснення та вимагає додаткової перевіки на новому спостережному матеріалі.

Ключові слова: Сонце, сонячні магнітні поля, сонячні спалахи балу X, ешельні зеєман-спектрограми, розщеплення емісійних піків, напруженості у фотосфері та хромосфері.

Вступ. Сонячні спалахи – винятково потужні й швидкі процеси у активних областях на Сонці, пов'язані з вибухоподібним перетворенням магнітної енергії в інші форми енергії [19]. Вони супроводжуються розігріванням плазми, електромагнітною емісією, прискоренням часток до високих енергій, ударними хвилями та викидами корональної матерії у міжпланетний простір. Типові параметри сонячних спалахів є такими: енергії в межах 10²⁷ – 10³² ерг, час існування від 5 хв до ≈ 5 год, розміри 10⁹ – 10¹⁰ см, основне енерговиділення – у хромосфері й короні, локальні магнітні поля від 10² до 10³ – 10⁴ Гс.

Сонячні спалахи є дуже цікавими й важливими об'єктами для досліджень тому, що: вони представляють надзвичайно швидкі перетворення магнітної енергії в інші форми енергії, причому натепер немає повної ясності у фізичних механізмах цього перетворення, • спалахи викликають найпотужніші спорадичні процеси у міжпланетному й навколоземному просторі (потоки корпускулярного й жорсткого електромагнітного випромінювання, раптові погіршення радіозв'язку на коротких хвилях), а іноді – і на поверхні Землі.

Сонячні спалахи охоплюють широкий діапазон висот в атмосфері, від фотосфери до сонячної корони. Саме тому вимірювання магнітного поля на багатьох рівнях атмосфери (тобто за багатьма спектральними лініями) дуже важливі для розуміння фізичної суті процесів, що відбуваються у спалахах. Такі дані отримати непросто, оскільки сонячні спалахи (особливо потужні) трапляються нечасто, виникають раптово, тривають відносно короткий час і не завжди дають достатньо інтенсивне випромінювання у спектральних лініях для впевнених вимірювань магнітного поля в широких межах від верхньої фотосфери до хромосфери. У сонячній короні магнітні поля можна вимірювати лише у лімбових спалахах [4, 15], які спостерігаються ще менш часто.

Для вимірювання хромосферних магнітних полів у спалахах найчастіше використовується воднева лінія Нα. Ця лінія дуже чутлива до температури у хромосфері, і в ній виникає помітна емісія навіть у малопотужних спалахах. Однак ця лінія спектрально широка (близько 1 Å у спокійній атмосфері) і у спалахах часто буває повністю "замитою" спалаховою емісією, що дуже занижує чутливість і точність магнітних вимірювань. Доцільніше в такому випадку використовувати вужчі спектральні лінії, із більш крутим ходом інтенсивності у спектрі. Такими є, зокрема, хромосферні лінії D1 і D2 Nal із довжинами хвиль λ = 5895.923 і 5889.973 Å.

Перші вимірювання магнітного поля у спалахах по цих лініях зробила А. Н. Коваль (Koval' A. N.) [5]. З'явилося, що магнітне поле на хромосферному рівні спалаху може досягати майже 1000 Гс. Згодом Н. Лозицька та ін. [8] виміряли магнітні поля у п'яти спалахах 1981 і 1989 рр., використовуючи 10 спектральних ліній Fel, Fell, Nal, D3 Hel і НІ. Величина поздовжнього магнітного поля В∥ була знайдена в межах 100–3500 Гс, причому з'ясувалось, що розщеплення емісійних піків у ядрах ліній систематично дає вищі поля, ніж розщеплення фраунгоферових ділянок тих самих ліній. Крім того, розщеплення емісійних піків у Fel завжди відповідає сильнішому магнітному полю, ніж розщеплення емісійних піків у лініях Nal, D3 Hel і HI. На основі цього було зроблено висновок про локальне підсилення магнітного поля на певній висоті спалахів, - можливо, у формі скручування силових трубок. Відносно недавні вимірювання Харві [3], виконані у слабкому спалаху балу С1.8 по лінії Саll 8542.089, показали, що В∥ = 800 Гс у ядрі емісійного піку, але В∥ ≈ 300 Гс у крилах цього піку. Ці дані також можна розглядати як свідчення локального (по висоті) підсилення магнітного поля у спалаху. Хоча досить давно в роботі [11] було виявлено, що навіть за межами спалахів, у фотосфері активної області, виміряна величина В_{ІІ} у лінії D1 досить суттєво змінюється з віддаллю від центра лінії. У роботі [11] подібні зміни у фотосферних лініях показали залежність від фактора Δλ/qλ². що може вказувати на існування субтелескопічних структур із дуже високими напруженостями, близько 3-4, 7-8 і ≈13 кГс. Таким чином, тут можлива як висотна, так і поверхнева неоднорідність магнітного поля. Саме тому це питання вимагає додаткового вивчення.

Метою цієї роботи є порівняння усередненого (ефективного) магнітного поля *B*_{eff} у двох потужних сонячних спалахах балу X із використанням даних вимірювань у хромосферних і фотосферних лініях.





~ 49 ~







Рис. 3. Те ж, що й на рис. 2, але для спалаху 17 липня 2004 р. балу. Звертає на себе увагу значно більша величина розщеплення, хоча бал цього спалаху X1.1, тоді як першого, більш потужного – X17.2

Матеріал спостережень отриманий на ешельному спектрографі горизонтального сонячного телескопа АО КНУ [9]. Перший із досліджених спалахів виник 28 жовтня 2003 р. в активній області NOAA 0486 і мав бал X17.2/4В. Цей спалах уже детально описаний у попередніх роботах [1, 10, 14]. Другий спалах спалах балу X1.1/4N виник 17 липня 2004 р. в активній області NOAA 10649, у її хвостовій частині, поблизу плями N полярності з магнітним полем 2800 Гс за даними вимірювань візуальним методом по фотосферній лінії Fel 5250.2. Із 8:01 до 8:16 UT було отримано 6 зеєман-спектрограм цього спалаху, однак у цій роботі аналізується лише перша спектрограма, яка стосується максимальної фази цього спалаху. У цій фазі спостерігалось багато яскравих емісій, які дозволяли виміряти магнітне поле як на фотосферному, так і хромосферному рівнях. Перша експозиція (8:01 UT), яка аналізується нижче, була близькою до максимуму рентгенівського випромінювання в діапазоні 1–8 Å згідно з даними датчиків GOES (7:56 UT). Усі спектри були сфотографовані на фотоплатівки ORWO WP3, експозиції були 15–20 с.

Із рис. 1 видно існування досить сильних емісій у лініях Hα, D1, D2 і D3 у другому спалаху. Усі вказані лінії дуже зручні для вимірювань магнітних полів фотографічним методом, тому що вони блендовані вузькими телуричними лініями молекулярної води, які можна використовувати як спектральні репери для взаємної прив'язки по довжинах хвиль *I* + *V* і *I* – *V* профілів. Із рис. 1 візуально видно ще один цікавий ефект – помітне зеєманівське розщеплення емісій у лініях D1, D2 і D3, якщо порівнювати їх положення у спектрах *I* + *V* і *I* – *V* відносно до сусідніх телуричних ліній. Це вказує на досить сильне, "кілогауссового" рівня, магнітне поле у хромосфері.



Рис. 4. Залежність виміряного зеєманівського розщеплення ∆λ_н від віддалі ∆λ від центрів ліній Fel 5250.2, Fel 5233 і D1 Nal для фотосфери за межами плям активної області згідно з [11]

Профілі спектральних ліній. Згідно з даними фотометрії на мікрофотометрі МФ-4, в обох спалахах хромосферна лінія D1 мала значне розщеплення емісійних піків, яке досягало ≈ 30 мÅ для першого спалаху і ≈100 мÅ – для другого (Рис. 2 і 3). Є очевидна відмінність і в розщепленні бісекторів: у першому спалаху бісектори профілів *I* + *V* і *I* – *V* майже паралельні один одному, тоді як у другому спалаху розщеплення бісекторів загалом збільшується при переході від крил піків емісії до точок із їхньою максимальною інтенсивністю. Перший випадок відповідає наближенню слабкого однокомпонентного й однорідного магнітного поля, тоді як другий можливий лише при неоднорідному полі, притому двох типів: при висотній неоднорідності (коли висотний градієнт ∂B/∂h не дорівнює нулю), так і при поверхневій неоднорідності – наприклад, у формі двокомпонентного магнітного поля, що містить просторово нероздільні силові трубки з високою напруженістю і більш слабкі фонові магнітні поля. Раніше за межами сонячних спалахів і плям був відмічений ще один тип розщеплення бісекторів у лінії D1 [11], коли виникає локальний екстремум розщеплення Δλ_H на певній віддалі Δλ від центру лінії (Рис. 4). Із рисунка видно, що в цієї лінії локальний екстремум виникає на віддалі Δλ = 0.17 Å. У цьому ж місці на Сонці, у фотосферних лініях Fel 5250.2 і Fel 5233 хід розщеплення Δλ_H із віддаллю від центра Δλ є протилежним. Якщо його трактувати як наслідок висотної неоднорідності магнітного поля, то тоді в першій лінії має бути ∂B/∂h <0, тоді як у другій лінії ∂B/∂h >0. Поскільки діапазони висот формування цих фотосферних ліній перекриваються, вказана відмінність висотних градієнтів є фізично неможливою. У такому разі має бути альтернативна ситуація – поверхнева неоднорідність магнітного поля. У роботі [11] показано, що якщо розглянути залежність Δλ_H від відношення Δλ/gλ², то дані по всіх фотосферних лініях добре узгоджуються, що свідчить саме про поверхневу неоднорідність магнітного поля. Імовірно, ця неоднорідність включала субтелескопічні (просторово нероздільні) магнітні структури з дуже високими локальними напруженостями, а саме 3–4, 7–8 і ≈13 кГс [11, 12].

У цій роботі використовуватиметься інший метод – пряме співставлення ефективного (усередненого) магнітного поля *B*_{eff} по лініях фотосфери та хромосфери. Така характеристика більше відповідає магнітному потоку, а не локальним напруженостям магнітного поля на відповідному рівні атмосфери. Вона також важлива для розуміння фізичних процесів в області спалахів.

Таблиця 1

Порівняння магнітних полів у спалаху 28 жовтня 2003 р., виміряних по різних спектральних лініях, але в одному й тому самому місці в картинній площині

Лінія	<i>B</i> _{eff} , Γc	По чому вимірювалось магнітне поле	Діапазон висот
Fel 6301.508	85	Фраунгоферові профілі	Середня фотосфера
Fel 6302.499	110	Фраунгоферові профілі	Середня фотосфера
Fel 5269.541	545	Емісійні піки	Верхня фотосфера
Fel 5429.699	665	Емісійні піки	Верхня фотосфера
Fel 5446.924	680	Емісійні піки	Верхня фотосфера
D1 Nal	700	Емісійні піки	Хромосфера

Результати вимірювань подані у табл. 1 і 2. Ці результати грунтуються як на нових даних у лінії D1 Nal, так і на вже опублікованих даних робіт [14, 18], які стосуються фотосферних ліній Fel. Точність вимірювань близько ± 30 Гс по лінії Fel 6302.499, ± 50 с по лінії Fel 6301.508 і ± (60–80) Гс по всіх інших лініях. Варто також зауважити, що магнітне поле вимірювалось скрізь однаковим способом – по розщепленню бісекторів профілів *I* ± *V* (чи то фраунгоферових, чи профілів емісії). У другому спалаху в лінії Fel 5397.131 магнітне поле вимірювалось окремо у двох частинах її емісійно-абсорбційного профіля: у фраунгоферових крилах (Δλ = 200–300 mÅ) і в області емісійного піка (Δλ = 0–200 mÅ). Крім того, у спалаху 17 липня 2004 р. виконано вимірювання у трьох точках найбільш яскравої емісії (фотометричні розрізи №№ –19, –21 і –23), які віддалені один від одного в картинній площині на 1 Мм.

Із розгляду даних обох таблиць є очевидними такі основні ефекти:

1. В обох спалахах при переході від фотосфери до хромосфери магнітне поле загалом зростає.

2. Особливо сильним є хромосферне поле (4600 Гс) у спалаху 17 липня 2004 р., хоча його потужність у рентгені й оптиці нижча (бал X1.1/4N), ніж у спалаху 28 жовтня 2003 р. (бал X17.2/4B).

Таблиця 2

Порівняння магнітних полів у спалаху 17 липня 2004 р., виміряних по різних спектральних лініях, а також у трьох різних місцях у картинній площині

Лінія	B(–19), Гс	В(–21), Гс	В(–23), Гс	Діапазон висот
Fel 5397.131 Δλ = 200–300 mÅ	520	340	170	Середня фотосфера
Fel 6301.508	600	420	150	Середня фотосфера
Fel 6302.499	720	550	80	Середня фотосфера
Fel 5397.131 Δλ = 0–200 mÅ	2070	2630	2860	Верхня фотосфера
D1 Nal	3300	3500	4600	Хромосфера

Крім вказаних двох основних ефектів, можна відмітити також інші, що стосуються лише фотосферних ліній Fel, зокрема пари Fel 6301.508 – Fel 6302.499, яка використовується у методі "відношення ліній" для оцінки локальних напруженостей просторово нероздільних магнітних полів. З обох таблиць видно, що здебільшого *B*_{eff} (6302.5) > *B*_{eff} (6301.5). Водночас, у спокійних областях відмічається якраз протилежне співвідношення *B*_{eff} (6302.5) < *B*_{eff} (6301.5), яке можна пояснити присутністю субтелескопічних силових трубок із високою напруженістю [2]. Щодо ж співвідношення *B*_{eff} (6302.5) > *B*_{eff} (6302.5) > *B*_{eff} (6301.5) у спалахах, то в роботах [16, 17] це пояснюється присутністю також сильних полів, але протилежної полярності або ж силових трубок із гарячою плазмою, яка дає емісійне обертання картини Зеємана.

Висновки. Із порівняння спектрально-поляризаційних вимірювань магнітного поля у двох потужних сонячних спалахах (28 жовтня 2003 р. балу X17.2/4В і 17 липня 2004 р. балу X1.1/2N), виконаних у лініях Fel і D1 Nal, випливає, що ефективне магнітне поле *B*_{eff} підсилювалось від фотосфери до хромосфери. Найсильніше магнітне поле (4600 Гс) зафіксовано на хромосферному рівні більш слабкого спалаху, причому це поле виявилось у 1.6 рази сильнішим, ніж магнітне поле у найближчій до спалаху сонячній плямі. Порівнюючи отримані результати з подібними

даними роботи [8] для спалахів 1981 і 1989 рр. (тобто циклів активності №№ 21 і 22), бачимо суттєву відмінність. В обох досліджених у даній роботі спалахах, які стосуються 23-го циклу, маємо для розщеплення емісійних піків Вен (FeI) < B_{eff} (D1), тоді як у спалахах циклів №№ 21 і 22 виявлено обернену нерівність B_{eff} (FeI) > B_{eff} (D1). Цей результат поки що не має пояснення й вимагає додаткової перевіки на новому спостережному матеріалі. Отримані результати підтверджують справедливість тих напівемпіричних моделей [6, 7, 13], у яких магнітне поле має локальний максимум поблизу (або вище) рівня верхньої фотосфери.

Список використаних джерел

1. Baranovsky E. A., Lozitsky V. G., Tarashchuk V. P. Modelling of photosphere and chromosphere of two powerful flares (28 October 2003 and 1 September 1990) (in Rus.: Моделирование фотосферы и хромосферы двух мощных вспышек (28 октября 2003 г. и 1 сентября 1990 г.)) / E. A. Baranovsky, V. G. Lozitsky, V. P. Tarashchuk // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2009. – V. 25. – N 5. – P. 373–384.

2. Botygina O., Gordovskyy M., Lozitsky V. Investigation of Spatially Unresolved Magnetic Field Outside Sunspots Using Hinode/SOT Observations / O. Botygina, M. Gordovskyy, V. Lozitsky // Proc. of the Intern. Astron. Union. - 2017. - Vol. 325. - P. 59-62.

3. Harvey J. W. Chromospheric magnetic fields measurements in a flare and active region filament / J. W. Harvey // Solar Physics. - 2012.- V. 280. - P. 69-81.

4. Kirichek E. A., Solov'ev A. A., Lozitskaya N. I., Lozitskii V. G. Magnetic Fields in a Limb Flare on July 19, 2012 / E. A. Kirichek, A. A. Solov'ev, N. I. Lozitskaya, V. G. Lozitskii // Geomagnetism and Aeronomy. – 2013. – V. 53. – N 7. – P. 831–834. 5. Koval' A. N. On magnetic field measuremants in prominences and flares using photographical method / A. N. Koval' // Bull. Crimea Astrophys. Obs. – 1977. – V. 57. – P. 133–143.

6. Kurochka E. N., Lozitsky V. G., Osyka O. B. Temporary changes of physical conditions in photospheric layers of solar flare (in Rus.: Временные изменения физических условий в фотосферных слоях солнечной вспышки) / Е. N. Kurochka, V. G. Lozitsky, O. B. Osyka // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. - 2008. - V. 24, N 4. - P. 308-320.

7. Kurochka E. V., Lozitsky V. G. Magnetic fields and thermodynamical conditions in the M6.4/3N solar flare on July 19, 2000 / E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, Suppl. – 2005, № 5. – P. 143–145.

8. Lozitska N. I., Lozitsky V. G., Soloviev A. A. Strong magnetic fields in solar flares: data of observations and a theoretical model / N. I. Lozitska, V. G. Lozitsky, A. A. Stoloviev // Kinem. Fiz. Neb. Tel. – 1991. – T. 7, № 6. – C. 40–47.

9. 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.

10. Lozitsky V. G. Magnetic fields and Fel line profiles in the major solar flare on October 28, 2003 / V. G. Lozitsky // Astronomy Letter. - 2009. - V.35, No.2. – P.136–142.

11. Lozitsky V. G. On calibration of magnetographical measurements taking into account the spatially unresolved inhomogeneities / V. G. Lozitsky // Physica Solariter., Potsdam. – 1980. – N 14. – P. 88–94.

12. Lozitsky V. G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of I ± V profiles / V. G. Lozitsky // Advances in Space Research. - 2015. - Vol. 55. Iss. 3. - P. 958-967.

13. Lozitsky V. G., Baranovsky E. A., Lozitska N. I., Leiko U. M. 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, N 1. - P. 171-183.

Lozitsky V. G., Lozitska N. I. Magnetic fields in X17.2/4B proton solar flare by data of simultaneous measurements in several spectral lines / V. G. Lozitsky, N. I. Lozitska // Bull. Astron. Obs. of Taras Shevchenko Nat. Univ. – 2017. – V.55. – P. 51–56.

15. Lozitsky V. G., Lozitska N. I., Botygina O. A. Magnetic fields in limb solar flares (in Rus.: Магнитные поля в лимбовых солнечных вспышках) / V. G. Lozitsky, N. I. Lozitska, O. A. Botygina // Astron. Tsirkular. - 2013. - № 1594. - P. 1-6.

16. Lozitsky V. G., Lozitsky V. V., Chesnok Yu. A. Structure and evolution of magnetic fields in solar flare of 29 March 2001 / V. G. Lozitsky, V. V. Lozitsky, Yu. A. Chesnok // Kinem. Fiz. Neb. Tel. – 2002. – V.18, № 2. – P. 149–160.

17. Lozitsky V. G., Staude J. Observational evidences for multi-component magnetic field structure in solar flares / V. G. Lozitsky, J. Staude // Journ. of Astrophy. and Astron. - 2008. - V. 29. - P. 387-404.

18. Lozitsky V. G. Observational evidences for extremely strong magnetic fields in solar flares / V. G. Lozitsky // Intern. Journ. of Astron. And Astrophys. – 2011. – V. 1, No. – P. 147–154.

19. Priest E. R., Forbes T. G. The magnetic nature of solar flares / E. R. Priest, T. G. Forbes // The Astronomy and Astrophysics Review. - 2002. - Vol., Iss. 4. – P. 313–377.

Надійшла до редколегії 21.09.17

В. Лозицкий, д-р физ.-мат. наук, Н. Лозицкая, канд. физ.-мат. наук Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

СОПОСТАВЛЕНИЕ ХРОМОСФЕРНЫХ И ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ДВУХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ БАЛЛОВ X1.1 / 4N И X17.2/4B

Из сравнения спектрально-поляризационных измерений магнитного поля в двух мощных солнечных вспышках (28 октября 2003 балла X17.2 / 4B и 17 июля 2004 г.балла X1.1 / 2N), выполненных в линиях Fel и D1 Nal, следует, что эффективное магнитное поле Вен было сильнее в хромосфере, чем в фотосфере. Наиболее сильнее магнитное поле (4600 Гс) зафиксировано на хромосферные уровне более слабой вспышки, причем это поле оказалось в 1.6 раза сильнее, чем магнитное поле в ближайшей ко вспышке солнечном пятне. Сравнивая полученные результаты с подобными данными работы Лозицкой и др. [8] для вспышек 1981 и 1989 гг. (то есть циклов активности №№ 21 и 22), видим существенное отличие. В обеих вспышках данной работы, которые возникли в 23-м цикле, имеем для расщепления эмиссионных пиков следующее соотношение: B_{eff} (Fel) < B_{eff} (D1), тогда как во вспышках циклов №№ 21 и 22 выявлено обратную неравенство Bert (Fel) > Bert (D1). Этот результат пока не имеет объяснения и требует дополнительной проверки на новом наблюдательном материале.

Ключевые слова: Солнце, солнечные магнитные поля, солнечные вспышки балла Х, Эшельные зееман-спектрограммы, расщепление эмиссионных пиков, напряженности в фотосфере и хромосфере.

> V. Lozitsky, DrSci, N. Lozitska, PhD. Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

COMPARISON OF CHROMOSPHERIC AND PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS IN TWO SOLAR FLARES OF X1.1 / 4N AND X17.2 / 4B IMPORTANCE

We compare the specral-polarized obsevations of magnetic fields in two powerful solar flares of October 28, 2003 (of X17.2 / 4B class) and July 17, 2004 (of X1.1 / 2N class) using FeI and D1 NaI lines. We found that in both flares the effective magnetic field B_{eff} was stronger in the chromosphere than in the photosphere. The strongest magnetic field (4600 Gs) was measured at the chromospheric level of a weaker flare, and this field was 1.6 times stronger than the magnetic field in the nearest sunspot. Comparing the obtained results with similar data by Lozitska et al [8] for flares of 1981 and 1989 (i.e., for cycles Nos. 21 and 22), we can see a significant difference. In both flares of 2003 and 2004, which relate to 23rd cycle of solar activity, we have Beff (Fel) <Beff (D1) for splitting of emission peaks, whereas for flares of cycles Nos. 21 and 22, the inverse inequality Beff (FeI)> $B_{eff}(D1)$ is true. This result is still unclear and requires additional scrutiny on a base of new observational data.

Keywords: Sun, solar magnetic fields, solar flares of X class, the Echelle Zeeman-spectrograms, splitting of emission peaks, magnetic field strength in photosphere and chromosphere.

УДК 523.64

В. Пономаренко, канд. фіз.-мат. наук, <u>К. Чурюмов</u>, д-р фіз.-мат. наук, проф., А. Жданов, студ. Київський національний університет імені Тараса Шевченка, О. Сергєєв, канд. техн. наук, Міжнародний центр астрономічних і медико-екологічних досліджень

ОСОБЛИВОСТІ КОМЕТИ 8Р/TUTTLE ЗА СПЕКТРАЛЬНИМИ СПОСТЕРЕЖЕННЯМИ ЇЇ КОМИ

Представлено результати спостережень і досліджень короткоперіодичної комети 8Р/Tuttle на основі оптичних спектрів із середньою роздільною здатністю (λ/Δλ ≈ 1500). Спектри були отримані у січні 2008 р. на високогірній обсерваторії "Пік Терскол" за допомогою телескопа Zeiss-2000 (D = 2.0 м; F₂ = 16 м). На основі отриманого спектрального матеріалу було проведено ідентифікацію спектральних емісійних смуг. Знайдено деякі фізичні параметри нейтральної газової та пилової кометних атмосфер. Побудовано розподіл загального та відбитого потоку енергії вздовж щілини спектрографа. Обчислено потоки, кількість молекул і газопродуктивність для основих молекулярних емісій. Також оцінено відносну пилопродуктивність.

Ключові слова: комети, фізичні параметри комет.

Особливості спостережень комети 8Р/Tuttle й обробки її спектрів. Комета 8Р/Tuttle – короткоперіодична комета, яку вперше спостерігав 9 січня 1790 р. П'єр Мешен. До 1 лютого 1790 р. комету можна було спостерігати й це також вдалося Шарлю Мессьє та Вільяму Гершелю. Максимальний блиск комети склав *T* ≈ 5-6^m. П'єр Мешен обчислив орбіту комети, але комета спостерігалася лише 3 тижні й тому розрахунки показали, що вона неперіодична. Перевідкрив комету Хорас Туттль 5 січня 1858 р. на Гарвардській обсерваторії за допомогою 10 см рефрактора [1]. Карл Брунс (Берлін, Німеччина) незалежно відкрив дану комету 11 січня 1895 р. Проте, декілька обсерваторій уже підтвердили відкриття Туттля, тому ім'я Брунса не було додано до назви комети. Уперше правильна еліптична орбіта була обчислена Джеймсом Ватсоном у лютому 1895 р. Перше передбачене повернення комети відбулося в 1871 р. 13 жовтня Бореллі (Марсель, Франція) перевідкрив комету Туттля. Далі комета спостерігалася в усіх появах (окрім 1953 р.). У появі 2008 р. комета пройшла перигей 2 січня (наблизившись до Землі на відстань ∆ ≈ 0,25 а.о.) і перигелій 27 січня. Це зближення із Землею було найтіснішим за всю історію спостережень комети, яка досягла величини *T* ≈ 5.7^m [2]. Умови для спостережень були хорошими, оскільки кут елонгації (S-O-T) ≈ 100°. Саме в цей унікальний час і були виконані спостереження комети 8Р/Tuttle, які є основою цієї статті. Також варто відзначити, що комета 8Р є родоначальницею метеорного потоку Урсид (від лат. Ursa Minor) максимум якого приходиться на 22 грудня.

Спектри комети 8Р/Tuttle були отримані з 01.01.2008 р. по 08.01.2008 р. за допомогою телескопа Zeiss-2000 (D = 2.0 м; $F_2 = 16 \text{ м}$) у високогірній обсерваторії "Пік Терскол" Міжнародного центру астрономічних і медикоекологічних досліджень НАН України. На момент спостережень комета знаходилася на геліоцентричній відстані r = 1.07-1.1 а.о. та геоцентричній – $\Delta = 0.25$ -0.28 а.о., мала блиск $T \approx 6^{\text{m}}$, фазовий кут складав S-T-O = 56°-65°, кут елонгації S-O-T = 100°-111°, позиційний кут знаходився в межах $\alpha = 324^\circ$ -337° [3]. Загалом було отримано 29 щільових спектрів комети 8Р/Tuttle у спектральному діапазоні $\lambda \lambda = 4800$ –7500 ÅÅ та з роздільною здатністю $R \approx 1500$.



На рис. 1 зображено ділянки щілинного спектра комети 8Р/Tuttle, з ототожненими емісійними смугами. Над спектром були виконані всі базові редукції, які включали врахування bias (кадру з нульовою експозицією), вкладу космічних частинок, розсіяного світла у спектрографі і калібровку за довжинами хвиль. Потоки енергії у спектрах подано в абсолютних одиницях.

Потоки енергії та газопродуктивність молекул С₂, NH₂ у кометі Tuttle. Обробка спектрів комет проводилась у декілька етапів. Спочатку над спектрами комети були виконані всі базові редукції. Потім для спектрів комети 8P/Tuttle, шляхом виокремлення і складання інтенсивностей емісійних ліній, було підраховано потоки енергії (*I*), кількість молекул на промені зору (*M*(*ρ*)), газопродуктивність (Q) для смуг С₂ (5060–5200 ÅÅ), NH₂ (6550–6700 ÅÅ). Діапазони довжин хвиль вибрано відповідно до смуг пропускання кометних фільтрів HB (виготовлених для програми дослідження комет у зв'язку з проходженням перигелію кометою C/1995 O1 (Hale–Bopp) у 1997 р.) [5]. Для інших смуг оцінка не проводилася, оскільки вони були за межами отриманого спектрального діапазону. Для отримання результату використовувалися приведені нижче параметри та формули:

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

де *M*(*ρ*) – кількість молекул у зоні видимості діафрагми або щілини спектрографа, *I* – потік енергії від смуги на одиницю площі (см²) дзеркала телескопа, *g* – фактор флуоресценції (*g*/4*π* – енергія, що перевипромінюється однією молекулою за секунду в межах тілесного кута 1 стерадіан), *Ω* – тілесний кут, який визначається проекцією одиниці площі приймача випромінювання на небесну сферу.

Оскільки спостережний матеріал був отриманий зі щілиною спектрографа, а не діафрагмою, *М(р)* зазнало перетворень:

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

де *а* та *b* – висота й ширина щілини спектрографа, *ρ* – відстань від центра до краю діафрагми. Нам потрібно знайти співвідношення між величинами *a*, *b* та *ρ*. Спад інтенсивності нейтральної тимчасової 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 (≈ 11″) і шириною (≈ 3″). Тож зв'язок можна знайти з рівності площ щілини спектрографа й діафрагми:

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

звідки випливає:

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

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

К₀ і К₁ – циліндричні функції Макдональда 0 і 1 порядків; L₁ і L₂ – характерні масштаби (пробіги) для батьківських і дочірніх молекул відповідно; *F(μ,x)* – функція Хазера; v – швидкість молекул [4].

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

Таблиця 1

Характерні масштаби та фактори флуоресценції для основних емісійних смуг

	С ₂ (5060–5200 нм)	NH₂(6550-6700 ÅÅ)
L ₁ , км	2.2×10 ⁴	7.00E+03
L ₂ , км	6.6×10 ⁴	6.10E+04
L(r)	$L_1 \times r^{1.4}; L_2 \times r^{2.0}$	$L_1 * r^{2.0}; L_2 * r^{2.0}$
<i>g</i> , ерг×с ⁻¹ ×мол ⁻¹	4.5×10 ⁻¹³	3.0×10 ⁻¹⁴
G(r)	g×r ⁻²	

Результати за газопродуктивністю комети 8Р/Tuttle подано в табл. 2. Також у таблиці наведено дані для декількох комет на схожих геліоцентричних відстанях. Із табл. 2 бачимо, що газопродуктивність комети 8Р значно вища продуктивності іншої короткоперіодичної комети (103Р) і близька до продуктивностей наведених ДПК. Спираючись на цей факт, можна припустити, що комета Tuttle порівняно нещодавно стала короткоперіодичною й тому не встигла зазнати значної вікової дезінтеграції. Висока газопродуктивність у поєднання зі значним ексцентриситетом (*e* = 0.82) і нахилом орбіти до площини екліптики (≈ 55°) дозволяють зробити припущення, що ця комета прийшла з Хмари Оорта. Проте, це твердження потребує додаткових досліджень і доказів.

Таблиця 2

Газопродуктивність емісійних смуг комети 8Р/Tuttle й інших об'єктів порівняння

Комета	<i>r</i> , a.o.	Q _{C2} , мол/с	<i>Q</i> _{NH2} , мол/с
8P (01.01.08)	1.10	1.12×10 ²⁶	9.45×10 ²⁵
8P (02.01.08)	1.09	1.21×10 ²⁶	1.06×10 ²⁶
8P (05.01.08)	1.08	9.64×10 ²⁵	8.41×10 ²⁵
8P (07.01.08)	1.07	6.16×10 ²⁵	6.21×10 ²⁵
103P	1.06	2.12×10 ²⁵	1.75×10 ²⁵
C/2009 K5	1.50	3.65×10 ²⁶	4.64×10 ²⁶
C/2014 Q2	1.32	2.40×10 ²⁶	_
C/2013 US10	1.08	8.89×10 ²⁵	_

Властивості пилового континууму комети 8P/Tuttle. Важливим параметром пилової коми комети є *Afp* (відносна пилопродуктивність). Пилопродуктивність також розраховувалася для діапазонів довжин хвиль вузькосмугових кометних фільтрів HB. Оскільки цей метод був розроблений Фархамом та ін. [5] для вузькосмугових кометних фільтрів (UC, λλ = 340–350 нм; BC, λλ = 442–450 нм; GC, λλ = 522–530 нм; RC, λλ = 708–718 нм), його використання зі щілиною спектрографа вимагало адаптації. Для обчислення *Afp* у фільтрах використувалися такі параметри і формули:

$$Af\rho = \frac{q_f r^2 \Delta \cdot F_f}{\theta}, \qquad (5)$$

де *r* i Δ – відповідно геліо- та геоцентрична відстань до комети (в а.о.); θ – 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/(Å×см²×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 вписаною в діафрагму. Адаптоване для щілини спектрографа рівняння матиме вигляд:

$$\theta = \sqrt{n^2 + m^2}; \ F_r = \frac{F_r' \pi \theta^2}{4mn} = \frac{F_r' \cdot \pi \left(n^2 + m^2\right)}{4mn};$$
(6)

звідки

$$\rho_{r} = \frac{q_{r}r^{2}\Delta \cdot F_{r}'\pi(n^{2} + m^{2})}{4mn \cdot \sqrt{n^{2} + m^{2}}} = \frac{q_{r}r^{2}\Delta \cdot F_{r}'\pi\sqrt{(n^{2} + m^{2})}}{4mn};$$
(7)

де *F_r* – спектральна густина, яка відповідає конкретному фільтру (з діаметром, рівним діагоналі щілини); *F'_r* – спектральна густина для щілини спектрографа в діапазоні довжин хвиль кометного фільтра; *m* – ширина щілини у кутових секундах ("), *n* – протяжність області знімка вздовж щілини, із якої зчитується спектр кометної коми ("); θ – діаметр діафрагми (").

Af

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

Параметри, що використовувалися для обчислення Аfp

 Фільтр
 Λλ, ÅÅ
 θ, (") для 8P/Tuttle
 q_f

 GC
 5220-5300
 11.4
 1.341×10¹⁷

 RC
 7100-7170
 11.4
 1.975×10¹⁷

Нажаль, нам не вдалося знайти дані інших авторів для порівняння отриманих результатів із відносної пилопродуктивності для комети Tuttle. Тому в табл. 4 представлені відносні пилопродуктивності для досліджуваної комети (8P/Tuttle), а також для вибраних комет сімейства Юпітера (КСЮ) і ДПК, для порівняння [8]. Отримані значення пилопродуктивності є більш характерними для ДПК. Це також може означати, що комета 8P/Tuttle не так давно була ДПК, яка зазнала змін елементів орбіти (ексцентриситету, перигелію). Для виявлення причини цих змін потрібні подальші дослідження у площині компетенції небесної механіки. 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 континуума).

Таблиця 4

Таблиця 3

Комета	<i>r</i> , a.o.	Δ , a.o.	lg <i>Afρ</i> _{GC}	lg Afρ _{RC}
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

Порівняння Afp у кометі 8Р/Tuttle з іншими КСЮ та ДПК

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 C₂, NH₂ і відносну пилопродуктивність у кометних фільтрах GC, RC. Отримані значення газо- та пилопродуктивності є більш характерними для ДПК. Це може означати, що комета 8P/Tuttle не так давно була ДПК, яка зазнала змін елементів орбіти (ексцентриситету, перигелію).

Список використаних джерел

1. [Електронний ресурс] // Режим доступу до ресурсу: https://ru.wikipedia.org/wiki/8P/%D0%A2%D1%83%D1%82%D0%BB%D1%8F.

2. [Електронний ресурс] // Режим доступу до ресурсу: http://www.minorplanetcenter.net/iau/MPEph.html.

3. [Електронний ресурс] // Режим доступу до ресурсу: https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi#results.

4. Краснопольский В.А. Физика свечения атмосфер планет и комет / В.А. Краснопольский. – М. : Наука, 1987. – 304 с.

5. Farnham T. L. The HB Narrowband Comet Filters: Standard Stars and Calibrations / T. L. Farnham, D. G. Schleicher, M. F. A'Hearn // Icarus. - 2000. - Vol. 147. - P. 180-204.

~ 55 ~

6. 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.

7. *Tatum J. B.* Cynogen radiance/column-density ratio for comets calculated from the Swings effect / J. B. Tatum // Astron. Astrophys. – 1984. – Vol. 135. – Р. 183–187. 8. *Пономаренко В. О.* Спектральні особливості вибраних комет сімейства Юпітера та довгоперіодичних комет зі зворотним рухом : дис. канд. фіз.-мат. наук: 01.03.03 / В. О. Пономаренко. – К., 2015. – 128 с.

Надійшла до редколегії 10.09.17

<u>Пономарен</u>ко В., канд. физ.-мат. наук, <u>Чурюмов К.</u>, д-р физ.-мат. наук, проф., Жданов А., студ., Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Сергеев О., канд. техн. наук, Международный центр астрономических и медико-экологических исследований

ОСОБЕННОСТИ КОМЕТЫ 8Р/ТИТТLЕ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ ЕЕ КОМЫ

Представлены результаты наблюдений и исследований короткопериодической кометы 8P/Tuttle на основе оптических спектров со средней разделительной способностью (λ/Δλ ≈ 1500). Спектры были получены в январе 2008 г. на високогорной обсерватории "Пик Терскол" с помощью телескопа Zeiss-2000 (D = 2.0 м; F₂ = 16 м). На основе полученного спектрального материала была проведена идентификация спектральных емиссионных полос. Найдены некоторые физические параметры нейтральной газовой и пилевой кометных атмосфер. Построено распределение общего и отраженного потока энергии вдоль щели спектрографа. Вычислены потоки, количество молекул и газопродуктивность для основных молекулярных емиссий. Также оценена относительная пылепродуктивность. Ключевые слова: кометы, физические параметры комет.

> Ponomarenko V., Ph.D, Churiumov K., Dr.Sci., Prof., Zhdanov A., student, Taras Shevchenko National University of Kyiv Sergeev O., Tech. Dr., International Centre of Astronimical and Medico-ecological researches

FEATURES OF THR 8P/TUTTLE COMET FROM THE SPECTRAL STUDIES OF ITS COMMA

The observations and research of the short-period comet 8P/Tuttle by optical spectra with an average resolution ($\lambda/\Delta\lambda \approx 1500$) are presented. The spectra were obtained in January 2008 on the mountain observatory "Peak Terskol" (Russia, the North Caucasus) with the help of reflecting telescope Zeiss-2000 (D = 2.0 m; F₂ = 16 m). On the basis of obtained spectral material was carried the identification of spectral emission bands. Calculated some physical parameters of neutral gas cometary atmosphere and dusty cometary atmosphere. Built distribution of general and reflected energy along the slit of the spectrograph. Calculated fluxes, the number of molecules and gas productivity for basic molecular emissions, relative dust productivity. Keywords: comets, physical parameters of comets.

УДК 52(092)

О. Александров, канд. фіз.-мат. наук, І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ПОКЛИКАННЯ ТА ДОЛЯ: ДО 75-РІЧЧЯ ВІД ДНЯ НАРОДЖЕННЯ АНДРІЯ ВОЛОДИМИРОВИЧА МАНДЖОСА



У листопаді 2017 р. виповнилося б 75 років від дня народження доктора фізико-математичних наук А. В. Манджоса (1942–1997), лідера Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка із застосувань загальної теорії відносності в астрономії, досліджень гравітаційного лінзування, поширення електромагнітного випромінювання у гравітаційних полях, анізотропії орієнтацій галактик. А. В. Манджос зробив вагомий внесок у становлення й розвиток досліджень із загальної теорії відносності та релятивістської астрофізики в Україні. Стисло наведено відомості про життєвий шлях і наукові дослідження знаного вченого А. В. Манджоса.

24 листопада 2017 р. виповнилось 75 років від дня народження доктора фізикоматематичних наук Манджоса Андрія Володимировича (1942–1997), одного з лідерів Астрономічної обсерваторії із застосувань загальної теорії відносності в астрономії, досліджень гравітаційного лінзування, поширення електромагнітного випромінювання у гравітаційних полях, анізотропії орієнтацій галактик.

А. Манджос, учень професора О.Ф. Богородського, 110-річний ювілей якого теж припадає на 2017 р., видатний астрофізик і чудова людина, за своє

коротке життя зумів залишити яскравий слід у житті Астрономічної обсерваторії університету та зробити вагомий внесок у становлення й розвиток досліджень із загальної теорії відносності та релятивістської астрофізики в Україні.

За словами Гейне "Кожна людина – це всесвіт, який з нею народжується і з нею помирає". Неможливо "осягти" Всесвіт А. Манджоса без правдивих і зворушливих спогадів його колег і друзів [1], спогадів, які виокремлюють і всебічно розкривають яскраві грані його особистості. На їхній основі й архівних матеріалах, доступних із мережі Інтернет, автори хотіли б ще раз "відчинити віконце" до цього всесвіту – нагадати основні відомості про походження та життєвий шлях, творчі пошуки й наукові здобутки непересічного вченого.

Науковий шлях. А. Манджос народився 24 листопада 1942 р. у м. Житомир в освіченій родині, у якій були вчителі та науковці – із геології, історії та археології.

Наведено стисла розповідь про походження, батьків і близьких А. Манджоса, які мали визначальний вплив на формування його як особистості, від яких він успадкував ті найкращі риси, що в подальшому проявились у його житті, – принциповість, чесність, людська порядність, працьовитість і відданість справі. На їхній долі та долі їх родин позначились трагічні події ХХ ст.

У повоєнні роки родина А. Манджоса проживала у м. Києві. Після закінчення середньої школи у 1959 р. А. Манджос вступив на фізичний факультет до Київського державного університету ім. Т. Г. Шевченка. У нього було широке коло інтересів – література й поезія, кінематограф, музика й театр, історія, археологія та подорожі країною, – але наука у його житті посідала центральне місце. Усі, хто його знав, відзначали, що до науки в нього було особливе, надзвичайно серйозне ставлення. Це стосувалось як організаційних питань, так і глибини опрацювання наукових проблем і власних наукових досліджень.

Ці його якості проявились ще у студентські роки й повністю розкрилися під час наукової роботи. У 1963 р. А. Манджос, будучи студентом і прийнявши рішення змінити спеціальність із фізики на астрономію, брав академічну відпустку, щоб належно підготуватись до такого переходу та скласти іспити з академічної різниці, а також поглибити свої знання з основ квантової механіки. А зацікавившись проблемами взаємної когерентності зображень у гравітаційно-лінзових системах, він найретельніше опрацював відповідний розділ теоретичної оптики. Про це свідчить детальний огляд із питань інтерферометрії: опрацьовано 88 статей, переважно зарубіжних; огляд надруковано на друкарській машинці, переплетено, акуратно вписано всі формули, виконано рисунки і фотографії. І це в той час, коли відбитки статей із зарубіжних видань треба було поштою замовляти у BIHITI, коли не було Інтернету з таким звичним у наш час багатим сервісом! Збереглось чимало його конспектів, чернеток, робочих зошитів і рукописів – усі вони дуже ретельно й акуратно оформлені, написані чітким почерком, кожна ключова формула обведена кольоровою рамочкою. Коли дивишся на ці конспекти, то важко повірити, що все це – результат роботи А. Манджоса, який у побуті часто бував не дуже уважним, не зосередженим, забудькуватим... Із цього приводу колеги у спогадах пригадують чимало кумедних прикладів із його життя.

Дуже серйозне й ретельне ставлення до роботи нерозривно пов'язане з визначальною рисою характеру А. Манджоса – він був природженим лідером, який завжди був готовим взяти на себе відповідальність за прийняте рішення. При цьому його не можна було запідозрити в легковажному ставленні до проблем, які потребували втручання. Він ґрунтовно вникав у обставини та подробиці, усебічно та глибоко аналізував їх, а потім пропонував вирішення проблеми. Не випадково, за спогадами колег, А. Манджос у юності був інструктором в альпіністському таборі у Приельбруссі. Узагалі, А. Манджос дуже любив природу, і спілкування з нею він розглядав як насолоду й невичерпне джерело натхнення для наукової роботи, і завжди намагався долучити до нього друзів. Він був незмінним організатором і керівником мандрів околицями Києва та Кримом, Кавказом і Карпатами, до яких долучав друзів і колег із родинами.

У 1964 р. А. Манджос під керівництвом члена-кореспондента АН Вірменської РСР Г. С. Саакяна проходив практику у Бюраканській астрофізичній обсерваторії АН Вірменської РСР, що мало великий вплив на його становлення як науковця-початківця. Із того часу він назавжди полюбив цей край, його історію, поезію.

1965 р., після закінчення університету, А. Манджос обійняв посаду старшого наукового співробітника і пов'язав, як виявилось на все життя, свою долю з Астрономічною обсерваторією Київського університету ім. Тараса Шевченка.

У 1968 – 1971 рр. він навчався у аспірантурі на кафедрі астрономії університету. Його науковим керівником був професор О. Ф. Богородський. У цей період, певно за рекомендацією О. Ф. Богородського, він познайомився з О. З. Петровим, академіком АН України, який із 1970 р. очолював відділ теорії відносності і гравітації Інституту теоретичної фізики АН України (ІТФ АНУ). А. Манджос мріяв працювати в цьому потужному науковому колективі. О. З. Петров у цей час був одним із визнаних лідерів радянських гравітаціоністів та очолював Секцію гравітації Науково-технічної ради Міністерства вищої та середньої спеціальної освіти СРСР (НТР МВССО СРСР). До складу секції входили провідні вчені в галузі гравітації, серед яких академіки СРСР В. А. Амбарцумян, В. Л. Гінзбург, Я. Б. Зельдович, Л. І. Седов, В. А. Фок, Г. С. Саакян – член-кореспондент АН Вірменської РСР, та інші славетні вчені. Рівень підготовки А. Манджоса, його працьовитість і цілеспрямованість, певно, справили хороше враження на О. З. Петрова. І з початку 1971 р. він фактично залучив А. Манджоса до виконання обов'язків ученого секретаря секції гравітації, а з часом включив його до нового складу секції. У проекті наказу, який було підготовлено для затвердження наказом союзного міністра, була позиція: учений секретар – А. Манджос, молодший науковий співробітник ІТФ АН України. Відповідальне ставлення до справи, хороший науковий рівень, безумовно, дозволив би А. Манджосу достойно проявити себе в такому колективі. Однак, ані перехід А. Манджоса до ІТФ, ані його участь у роботі секції гравітації не відбулися. Дуже ймовірно, що причиною цього були його біографічні дані. У травні 1972 р. О. З. Петрова передчасно не стало.

У науковій творчості А. Манджоса умовно можна виділити три основні напрями.

Перший, ранній період, пов'язано з навчанням у аспірантурі та підготовкою кандидатської дисертації. У дисертаційній роботі А. Манджос виділяв дві частини. У першій – ним було розглянуто космологічний вплив на обмежені (островні) системи в межах загальної теорії відносності (ЗТВ). Поряд із моделлю Фридмана, у якій, як А. Манджос показав, такого впливу немає, він проаналізував модель Геделя й космологічний вплив на зазначимо, що дві останні моделі – анізотропні. Потім він чисельно оцінив вірогідний космологічний вплив на галактики та їхнє скупчення, базуючись на припустимих значеннях космологічної анізотропії та швидкості обертання. При цьому він дійшов висновку, що така анізотропія не дає вагомого внеску в динаміку галактик і їх скупчень. Що стосується космологічного обертання, то воно не впливає на динаміку галактик, але може суттєво позначатись на динаміці скупчень і надскупчень галактик. У другій частині кандидатської роботи А. Манджос досліджував ізотропну космологічну модель у межах скалярно-тензорної теорії Йордана – Дикке – Бранса. Дисертаційну роботу "Космологическое влияние на островные системы" А. Манджос успішно захистив в 1972 р. в Інституті математики А УРСР (м. Київ), провідною організацією був Єреванський державний університет Вірменської РСР, опонентами – професор Білоруського державного університету А. Є. Левашов і доцент Української сільськогосподарської академії П. К. Кобушкін.

Уже в ранньому циклі робіт А. Манджоса прослідковуються характерні особливості його наукової роботи: неприйняття на віру та неупереджена перевірка загальноприйнятих уявлень; бажання самому глибоко і вичерпно розібратися у фундаментальних проблемах; намагання перекласти теоретичні передбачення мовою астрономічних спостережних програм.

Другий напрям, якому А. Манджос приділив значну увагу, був пошук великомасштабної анізотропії в розподілі різних космологічних структур. У цьому напрямі А. Манджосом у співавторстві впродовж переважно 70–80-х рр. було опубліковано понад десяток праць. Анізотропію в орієнтаціях галактик і компактних груп галактик досліджували, базуючись на різних вибірках: Uppsala General Catalog – Uppsala (північна напівсфера) та ESO/Uppsala (південна напівсфера), Jagiellonian field й ін. Розглядались вибірки галактик різних видимих величин, кутових розмірів і морфологічних типів. Було отримано, що дані різних вибірок проявляють схожу статистично значущу анізотропію орієнтацій великих діаметрів

галактик. Аналізувалася реальність цього ефекту. Дослідження потребували великого об'єму обчислювальних робіт, які виконувались у Обчислювальному центрі університету та в Інституті кібернетики АН УРСР. Під час виконання цих досліджень яскраво проявилась ще одна риса А. Манджоса: він так азартно, так захоплююче працював над науковим завданням, що зацікавив ним колег з інших відділів обсерваторії. Із часом він відійшов від цієї тематики, але його роботи дали поштовх для подальших плідних досліджень із цього напряму в обсерваторії.

Пошуки космологічної анізотропії як і можливості існування космологічного обертання продовжуються рядом авторів і в наш час, при цьому часто цитуються роботи А. Манджоса.

А. Манджоса приваблювали проблеми поширення випромінювання у викривленому просторі-часі. Із 1977 р. спільними з С. Хмілем науковими працями ним було розпочато третій цикл досліджень, присвячених проблемам гравітаційної оптики. У виконаних роботах основну увагу приділялось проблемі існування когерентності зображень у гравітаційно-лінзових системах. Було отримано пріоритетні результати та вперше показано, що в цих системах за певних умов когерентність може досягати помітних значень, які принципово можна спостерігати. Такою реальною астрофізичною ситуацією є випадок, коли джерело випромінювання перетинається каустикою гравітаційної лінзи, при цьому ефект суттєво підсилюється в околі каспа каустики. Праці А. Манджоса з проблем гравітаційної оптики, зокрема, із взаємної когерентності зображень квазара, мікролінзованого подвійною зорею, а також про взаємокогерентні і структурні властивості зображень віддаленого об'єкту поблизу каспової точки гравітаційної лінзи отримали високу оцінку провідних фахівців в Україні та світі.

На початку 90- pp. А. Манджоса було запрошено вченим-візитером у Спеціальну астрофізичну обсерваторію АН СРСР (с. Н. Архиз, Зеленчукський район, Карачаєво-Черкеська республіка Росії, далі САО РАН). Він зумів зацікавити гравітаційно-лінзовою тематикою колег САО РАН, що сприяло багаторічній спільній програмі наукових досліджень, які виконувались на 6-му телескопі. Учасниками цієї програми з боку САО РАН були В. Афанасьєв, В. Власюк, С. Додонов, О. Спиридонова та В. Жданов і С. Хміль з Астрономічної обсерваторії університету.

Принагідно до теми досліджень гравітаційно-лінзових систем хочеться відзначити ще одну рису, притаманну А. Манджосу, – це принциповість і надзвичайно розвинене почуття справедливості. Саме вони, і ще глибоке та серйозне ставлення до науки, змушували А. Манджоса відстоювати, у тому числі й перед зарубіжними колегами, пріоритет Хвольсона щодо теоретичного передбачення існування кільцеподібних зображень, які отримали назву кілець Ейнштейна.

Варто також відзначити й ту твердість і принциповість, із якою А. Манджос обстоював збереження астрофізичної тематики обсерваторії в той час, коли в середині 80-х рр. перевага стала надаватися прикладній тематиці прогнозування сонячної активності. Із питань, що стосувалися науки, він не йшов на жодні компроміси, домігся збереження групи релятивістської астрофізики, створеної О. Ф. Богородським у 1972 р. у складі А. Манджос і Ф. Хлистун, і по смерті засновника групи очолив її. Із часом група поступово розросталась, до її складу ввійшов С. Хміль, а згодом, завдяки зусиллям А. Манджоса, з Українського центру стандартизації та метрології Держстандарту СРСР прийшли фахівці з релятивістської теорії гравітації – О. Александров, В. Жданов, Ю. Кудря, С. Парновський, а також із САО знаний спеціаліст із позагалактичної астрономії В. Караченцева. Найбільш повно організаційний талант А. Манджоса розкрився з 1987 р., коли він очолив відділ астрофізики та фізики Сонця. Творча атмосфера, коли всебічно підтримують і щиро радіють успіхам колег, і доброзичливі стосунки, провідником яких був А. Манджос, сприяли тому, що за час його керівництва у відділі було завершено й успішно захищено 3 докторські (В. Жданов, В. Караченцева, С. Парновський) і 3 кандидатські дисертації (Ю. Кудря, О. Александров, І. Вавилова).

Дослідження проблем гравітаційної оптики – це предмет докторської дисертації А. Манджоса. Результати досліджень було викладено у 23 публікаціях у фахових журналах: "Астрономический журнал", "Письма в Астрономический журнал", "Астрофизика", "Український фізичний журнал", "Кинематика и физика небесных тел.", "Астрометрия. Астрофизика", "Сообщения САО РАН", "Вісник Київського університету. Астрономія" й ін. У березні 1997 р. дисертація "Взаимокогерентные свойства излучения в гравитационно-линзовой оптике" була

У березні 1997 р. дисертація "Взаимокогерентные свойства излучения в гравитационно-линзовой оптике" була блискуче захищена у Спецраді при Головній астрономічній обсерваторії НАН України. Опоненти – член-кореспондент НАН України д-р фіз.-мат. наук П. Фомін (ІТФ НАНУ, м. Київ); д-р фіз.-мат. наук А. Мінаков (Радіоастрономічний інститут НАНУ, м. Харків), один з авторів першої на теренах СРСР монографії з гравітаційної оптики, і д-р фіз.-мат. наук М. Сажин, професор Московського державного університету ім. М. Ломоносова, – дали високу оцінку виконаній роботі.

А. Манджос був щасливо одружений. У особі О. Іпатової, дружини, він знайшов однодумця, розумну красиву вірну подругу та помічника, на чию підтримку й розуміння міг завжди розраховувати. У нього було багато наукових задумів і планів. Однак їх не вдалося реалізувати – 9 травня 1997 р. А. Манджоса передчасно не стало внаслідок раптового серцево-судинного нападу. Це була непоправна втрата для його родини, колективу Астрономічної обсерваторії, колег і друзів із САО РАН, ГАО НАН України, кафедри астрономії університету.

Поховано А. Манджоса на Байковому кладовищі, поряд із матір'ю та ріднею.

У пам'яті всіх, хто його знав, зберігається світлий образ талановитої й різнобічно обдарованої людини, якій були притаманні душевна тонкість і щедрість, жага та смак до життя у всіх його проявах, порядність, любов до природи, вірність друзям і науці.

Походження А. Манджоса, короткий родовід та історія.

Батьки А. Манджоса – Манжос Марія Семенівна (1904–1964) та Амбургер Володимир Павлович (1901–1979). Андрій Володимирович мав прізвище матері. Тут треба зробити невеличку ремарку. Стосовно рідних А. Манджоса з боку матері в різних джерелах навіть для окремої особи можна зустріти два варіанти написання прізвища – Манджос, або Манжос. Ми користуємося офіційними варіантами, відомими з документів.

Родина Манджосів веде родовід від небагатих дворян Зіньківського повіту Полтавської губернії. Згідно з "Малоросійським родословником" [2, с. 382], прадід А. Манджоса Іван Федорович Манджос, онук полкового осавула, у 1831–1832 рр. був юнкером 5-го Малоросійського козачого полку і брав участь у поході проти поляків. Після того як у 1832 р. полк було розформовано, Іван Федорович обіймав різноманітні дрібні цивільні посади, мав чин колезького реєстратора. Його дружина Анна Жаке, дочка підпоручика, мала маєток у Зіньківському повіті.

Марія Семенівна, мама А. Манджоса, походила з інтелігентної сім'ї та відзначалась твердістю поглядів, принциповістю та всебічною освіченістю [1]. Її батько, Семен Іванович, дід А. Манджоса, був дрібним службовцем у Земельному банку, також мав чин колезького реєстратора. Бабуся, Юлія Петрівна (1865–1916), виховувала чотирьох дітей – двох синів і двох дочок, серед яких Марія Семенівна була наймолодшою. Після війни Марія Семенівна працювала інженером водно-очисних споруд. Вона померла 1964 р. У подальшому багато років поспіль А. Манджос проживав разом із тіткою, Наталею Семенівною Манжос, учителем російської мови й літератури у середній школі. Це від них, мами й тітки, у А. Манджоса любов до російської літератури, особливо поезії часу, який умовно називають "серебряный век русской поэзии", – М. Гумільова, А. Ахматової, М. Цвєтаєвої, О. Мандельштама. Це від них він уперше познайомився та назавжди полюбив творчість М. Зерова та раннього М. Рильського, а згодом, після практики у Бюраканській обсерваторії, – поезії вірменського поета Ваан Тер'яна. За свідченнями колег, А. Манджос принагідно міг в оригіналі цитувати Г. Гейне, а друзям, які назавжди покидали рідну домівку, начитував на диск поезію Б. Пастернака [1]. Останні роки свого життя тітка важко хворіла і А. Манджос самотужки доглядав прикуту до ліжка літню людину. Н. С. Манжос не стало у 1979 р.

По материнській лінії був у А. Манджоса дядько, Борис Семенович Манжос (1891–1931), про якого розповідали, що він у молодості написав листа й отримав відповідь від Льва Толстого. Із часом ця родинна оповідь знайшла своє підтвердження. Так, із біографії Льва Толстого процитуємо таке свідчення: *"В это же время, в феврале, Лев Николаевич получил интересное и искреннее письмо, сильно взволновавшее его, от одного студента киевского университета, Бориса Манжоса. В этом письме Манжос умоляет Льва Николаевича завершить свой апостольский подвиг, оставить дом и пойти нищим странствовать и благовествовать. Лев Николаевич ему ответил. "Ваше письмо глубоко тронуло меня. То, что вы мне советуете сделать, составляет заветную мечту мою, но до сих пор сделать этого не мог... одно, что я живу с женою с дочерью в постыдных условиях роскоши среди окружающей меня нищеты, не переставая, все больше и больше мучает меня, и нет дня, чтобы я не думал об исполнении вашего совета. Очень, очень благодарен вам за ваше письмо"* [3]. Літературознавці вважають, що цей лист, імовірно, був однією з останніх краплин, яка переповнила чашу терпіння і Лев Толстой залишив домівку. Зазначимо, що лист повністю можна прочитати в Інтернеті за посиланням http://tolstoy-lit.ru/tolstoy/pisma/1910-yanvar-aprel/letter-122.htm. Лист Льва Толстого тривалий час зберігався в родині, а потім щез у вирі буремних подій історії.

Свого часу Б. Манжос був учнем IV-ої київської гімназії, у якій навчалися такі видатні особистості, як актор і виконавець власних пісень Олександр Вертинський, письменник Ярослав Івашкевич, художник Петро Холодний (старший), мистецтвознавець і видатний діяч УНР Дмитро Антонович, учасник бою під Крутами Павло Кольченко, адвокат, судовий і громадський діяч, один із захисників у справі Бейліса Дмитро Григорович-Барський та ін. (див. https://www.proza.ru/2015/03/14/1835). У 1913 р. Б. Манжос на педагогічних курсах у Мюнхені прослухав курс лекцій із методів виховання, а в 1914 р. він закінчив історико-філологічний факультет Московського університету. У 20-х рр. XX ст. Б. Манжос став видатним радянським педагогом, визнаним авторитетом у царині трудового виховання, професором Київського інституту народної освіти (КІНО, у наш час – Київський національний університет імені Тараса Шевченка), автором монографії "Основы советской дидактики" [4], яка вже в наш час визнана "*emanною працею, значним явищем у розвитку педагогічної науки в Радянському Союзі*" [5]. У каталогах Центральної наукової бібліотеки ім. В. Вернадського й бібліотеки університету є чимало його праць. Біографічний нарис про нього залишив добрий слід і в історії міста Києва. У 1923/24 н. р. він – завідувач педагогічною частиною Київського дитячої трудової, інтернаціональної 1923 р. по вул. Дегтярівській, 9, як експериментальна база для створення дитячої трудової, інтернаціональної комуни, де застосовувалися всі найновіші форми виховання і навчання. У 1923 р. загальна кількість дітей там сягала до 1300.

Життя Б. Манжоса закінчилось трагічно. У лютому 1931 р. його було заарештовано та звинувачено в контрреволюційній діяльності [5]. Атмосферу переслідувань і виказування, що існувала на той час у суспільстві, ілюструють уривчасті факти, що стали відомими після відкриття архівів КДБ. Ще в жовтні 1930 р. на Б. Манжоса написав донос аспірант Київського біохімічного інституту при ВУАН С. Е. Підгайний, який таким чином хотів прислужитися ГПУ [6, с. 116]. Згодом його самого за сфабрикованими звинуваченнями було засуджено і страчено як одного з організаторів "Української революційно-демократичної спілки" [6]. Мабуть більш "цікавими" для ГПУ стали свідчення професора КІНО О. П. Оглоблина, який на допитах у ГПУ у справі, яка не мала до Б. Манжоса жодного стосунку, у березні 1931 р. серед іншого вказав, що за чутками той "був денікінським офіцером" [7, с. 34]). У серпні 1931 р. Б. Манжоса звільнили з-під арешту, але в тому ж місяці, як свідчать його рідні, він вкоротив собі віку.

Інший дядько по материнській лінії, Віктор Семенович Манжос (1892–1980), усе життя провчителював у сільській школі в с. Загальці, Київської області. Це була людина чесна, безкомпромісна, порядна та глибоко віддана своїй справі. Щира непідробна любов до дітей і самовідданий скромний труд учителя був високо оцінений його односельцями, які по смерті В. Манжоса своїм коштом поставили йому пам'ятник.

Звернення юного Бориса Манжоса до Толстого, його наполегливе прагнення до вершин педагогічної науки, а також те, що три з чотирьох братів і сестер пов'язали життя з учителюванням, багато говорять про атмосферу родини, у якій виховувався Андрій Манджос.

Батько А. Манджоса, Амбургер Володимир Павлович (1901–1979), – нащадок німців, які осіли в Росії в XVIII ст., рід яких прослідковується принаймні до початку XVIII ст. (див. Amburger на сайті https://www.geni.com). Відомо, що у 1770 р. два купці – брати Карл і Федір Івановичі Амбургери – перебрались із Німеччини в Росію. Рід також залишив свій слід в історії. Один із синів Карла Амбургера – Федір Карлович – був комендантом Єревана в чині генералмайора, інший – Андрій Карлович – служив по відомству міністерства закордонних справ, де познайомився з письменником і дипломатом О. С. Грибоєдовим. У 1829 р. після розгрому російської місії в Тегерані він супроводжував тіло загиблого О. С. Грибоєдова від Нахічевані до Тифліса.

Густав Амбургер, прадід А. Манджоса, дійсний статський радник, отримав медичну освіту у Дерпті та Вюрцбургу, доктор медицини (1872), працював ординатором (з 1865) у шпиталі у Санкт-Петербурзі, головним лікарем Головного інженерного управління Воєнного міністерства й ін. Він мав широку клінічну та приватну практику і свій досвід узагальнював у доповідях у Німецькому лікарському товаристві та Товаристві Санкт-Петербурзьких лікарів. Густав Амбургер отримав право передавати дворянство нащадкам.

Дід А. Манджоса, Павло Густавович Амбургер (1874–1952), – військовий інженер, працював на будівництві Транссибірської магістралі. В Іркутську він одружився з дворянкою Марією Севастьяновою, і став родоначальником православної гілки роду Амбургерів. У роки громадянської війни він у чині полковника воював у лавах армії Врангеля, разом із залишками якої відплив до Константинополя, потім перебрався до Німеччини, а згодом і в Росію. Він вільно володів сімома мовами, і став укладачем російсько-англійських і російсько-німецьких технічних словників, про що свідчить результат пошуку в Інтернеті.

~ 59 ~

Володимир Павлович Амбургер (1901–1979), батько А. Манджоса, навчався в Морському корпусі (1913); із 1923 р. був студентом природознавчого факультету Волинського інституту народної освіти; геолог за фахом; навчався в аспірантурі й захистив кандидатську дисертацію, із 1934 р. – науковий співробітник Інституту геології ВУАН. У 1931 р. він очолював геологічну експедицію з вивчення родовища самоцвітів на Поліссі. У Володарсько-Волинському (Житомирська обл.) музеї історії району в експозиції про етапи розвитку геологічної галузі та гірничих підприємств, серед матеріалів, присвячених внеску академіка О. Є. Ферсмана у розвиток "Уралу в мініатюрі", є такі спогади: "...у район села Писарівки 1931 р. приїхала з Києва перша геолого-розвідувальна партія з відповідними офіційними повноваженнями. Її очолював молодий начальник В. П. Амбургер. І саме з цього року розпочинається нова історія поліського краю: на відкритому родовищі самоцвітів поступово розвивається виробничо-розвідувальне підприємство. ...Під час поїздки (1939) О. Ферсман оглянув колекцію мінералів, яку зібрали геологи В. П. Амбургер та Б. О. Гаврусевич". Зазначимо, що в роки війни цю колекцію самоцвітів було втрачено. У 1934 р. В. П. Амбургер провів розвідку та попереднє вивчення родовища цирконію в районі Маріуполя [8].

В. П. Амбургер був одружений, мав дочку Наталю Володимирівну, 1929 р. н. У подальшому вона продовжила справу батька, стала геологом. 1940 р. перша дружина В. П. Амбургера померла від відкритої форми туберкульозу, який згодом виявили й у батька А. Манджоса. Маленьку дочку забрала на виховання Амбургер Наталія Павлівна (1905–1982), тітка А. Манджоса з батьківського боку. Наталя Павлівна – яскрава особистість, учений, археолог, досліджувала, зокрема, Трипільську культуру, у молодості спортсменка, рекордсмен СРСР із бігу на короткі дистанції [1]. У своєму житті А. Манджос багато спілкувався з Наталією Павлівною. Це від неї в нього любов до історії та археології, але не лише на рівні "почитати" книги, а й взяти безпосередню участь у розкопках: студентом він декілька сезонів працював робітником у археологічних експедиціях. А з Наталею Володимирівною, зведеною сестрою, у А. Манджоса впродовж всього життя були найтісніші теплі стосунки. Від неї стали відомими деякі подробиці з життя їх батька [8].

Початок війни Володимир Павлович зустрів у Криму, де лікувався. Хворим він повернувся до Києва, його доглядала друг сім'ї, сусідка Манжос Марія Семенівна. Із часом вони побралися. Володимир Павлович працював начальником гранітного кар'єру у м. Житомирі, де у 1942 р. народився син Андрій. Через рік почав наближатися фронт. Щоб уникнути неминучих репресій, із цілком зрозумілих причин – німецьке походження, перебування в окупації, робота на німців – В. П. Амбургер вивозить сім'ю (сина, дружину та її сестру) до родичів у Німеччину.

Ще до війни Володимир Павлович підготував докторську дисертацію по п'єзокварцам, перед від'їздом до Німеччини він її знищив [8].

У Німеччині обставини склались так, що закінчення війни В. П. Амбургер та Марія Семенівна з сином Андрієм зустріли в різних окупаційних зонах. Марію Семенівну з сестрою та сином пішки депортували в СРСР [8]. А. Манджос більше ніколи не бачив батька, а за умов проживання в СРСР не мав можливості ні листуватись, ні спілкуватися з ним. Лише згодом, у 90-х рр., коли батька вже не стало, перебуваючи в закордонному науковому відрядженні у Гамбургу А. Манджос відвідав його німецьку родину.

Повоєнні роки були важкими. У Києві Марія Семенівна, як людина, яка повернулась із Німеччини, із великими труднощами та за підтримки друзів влаштувалася працювати на скромну посаду до комунального господарства, Наталія Семенівна – учителем, мешкали втрьох, із часом отримали житло у двоповерховому будиночку на вул. І. Кудрі. Будинок зберігся, хоча і стоїть, оточений зараз 20-ти поверховими хмарочосами.

Розпочався київський період життя А. Манджоса...

Список використаних джерел

1. Андрій Володимирович Манджос / О. Я. Грегуль, І. Ю. Ізотова, О. П. Кобушкін, Я. В. Павленко // Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка. 160 років. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2005. – 260 с.

2. Модзалевский В. Л. Малороссийский родословник / В. Л. Модзалевский. – Киев, 1910. – Т. 3.

 Бирюков Л. И. Биография Л. Н. Толстого. / П. И. Бирюков. – 1922. – Т. 4, ч. 2-я, гл. 16.
 Манжос Б. Основы советской дидактики / Б. Манжос. – М. : Работник просвещения, 1930, ч. 1. – 332 с.
 Українська педагогіка в персоналіях : у 2-х кн. / О. В. Сухомлинська, Н. Б. Антонець, Л. Д. Березівська та ін. ; за ред. О. В. Сухомлинської. – К. : Либідь, 2005. – 624/552 с.

6. За сценарієм ДПУ (Кримінальна справа "Українська революційно-демократична спілка"). Збірник документів і матеріалів / Упоряд. Т. Ф. Григор'єва. – К., 2004. – 452 с.

7. Невідомі сторінки з життя О. П. Оглоблина в архівних документах / Кол. упоряд.: О. Пшенніков, Д. Вєдєнєєв, І. Верба, Г. Смирнов [Електронний pecypc] // Режим доступу: http://shron.chtyvo.org.ua/Pshennikov_Oleksandr/Nevidomi_storinky_zhyttia_OP_Ohloblyna_v_arkhivnykh_dokumentakh.pdf; 8. Шпильовий Л. Першопроходець // Геолог України. – 2003. – № 3–4. – С. 120–121.

Надійшла до редколегії 18.09.17

Александров А. канд. физ.-мат. наук, Изотова И., канд. физ.-мат. наук Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ПРИЗВАНИЕ И СУДЬБА: К 75-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АНДРЕЯ ВЛАДИМИРОВИЧА МАНДЖОСА

В ноябре 2017 г. исполнилось бы 75 лет со дня рождения доктора физико-математических наук А. В. Манджоса (1942–1997), лидера Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко в области применений общей теории относительности в астрономии, исследований гравитационного линзирования, распространения электромагнитного излучения в гравитационных полях, анизотропии ориентаций галактик. А. В. Манджос внес значительный вклад в становление и развитие исследований по общей теории относительности и релятивистской астрофизике в Украине. Коротко изложены данные о жизненном пути и научных исследованиях известного ученого А. В. Манджоса.

> Alexandrov A., Ph.D., Izotova I., Ph.D. Taras Shevchenko national University of Kyiv

VOCATION AND FATE: TO THE 75TH ANNIVERSARY OF ANDREY V. MANDZHOS'S BIRTH

In November, 2017 we commemorate the 75th anniversary of the birthday of A.V. Mandzhos (1942 – 1997). Doctor of Science A.V. Mandzhos was a leader of the Astronomical observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv on the application of the effects of the General Relativity in astronomy and studies of the gravitational lensing, propagation of the electromagnetic radiation in the gravitational fields, the anisotrophy of the orientation of galaxies. A.V. Mandzhos has impacted significant to the initiation and the development of the investigations on the General Relativity and astrophysics in Ukraine. The brief overview of the life and scientific activities of famous scientist A.V. Mandzhos is given in the present paper.

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 2(56)

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 не повертаються.

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"



Формат 60×84^{1/8}. Ум. друк. арк. 7,0. Наклад 300. Зам. № 217-8492. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А2*. Підписано до друку 1.03.18

Видавець і виготовлювач ВПЦ "Київський університет" б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43 Київ, 01601 Та (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; (38044) 239 31 78; факс (38044) 239 31 28 Е-mail: мэс@univ.kiev.ua WWW: http://vpc.univ.kiev.ua Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02