# ВІСНИК

## КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ISSN 1728-273x

# – АСТРОНОМІЯ

\_\_\_\_\_ 1(57)/2018 Засновано 1958 року

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

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

Изложены результаты оригинальных исследований учёных Киевского университета по вопросам физики Солнца, внегалактической астрономии, астрофизики высоких энергий, астрометрии, метеорной и кометной астрономии и озона над Антарктидой.

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

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

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

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В. М. Івченко, д-р фізмат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В. М. Єфіменко, канд. фізмат. наук (заст. відп. ред.); О. В. Федорова, канд. фізмат. наук (відп. секр.); Б. І. Гнатик, д-р фізмат. наук; 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; 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 26.06.18 (протокол № 4)
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, 🖀 (38 044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка, ВПЦ "Київський університет", 2018

# BULLETIN

### **OF NATIONAL TARAS SHEVCHENKO UNIVERSITY OF KYIV**

ISSN 1728-273x

## — ASTRONOMY —

# —— 1(57)/2018 Founded in 1958

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

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

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

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

Изложены результаты оригинальных исследований учёных Киевского университета по вопросам физики Солнца, внегалактической астрономии, астрофизики высоких энергий, астрометрии, метеорной и кометной астрономии и озона над Антарктидой.

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

<b>RESPONSIBLE EDITOR</b>	V. M. Ivchenko, Dr. Sci., Prof.
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.; 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., Kyiv, 04053, Ukraine, ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua
Confirmed	Scientific Comettee of Astronomical Observatory 26.06.18 (protocol № 4)
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 " Kyiv 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 Shevchenko blv., Kyiv, 01601, Ukraine, ☎ (38 044) 239 31 72, 239 32 22; fax 239 31 28

Кудря Ю. Оцінка мас подвійних галактик методом "аргументу синхронізації"	6
Александров О., Жданов В., Куйбаров А. Гравітаційне мікролінзування еліптичного джерела поблизу каустики-складки	10
<b>Данилевський В.</b> Космічні промені й аерозолі в земній атмосфері	15
Жданов В., Федорова О., Хелашвілі М. Форма мікролінзованої лінії від акреційного диску в моделі лінійної каустики	27
Криводубський В. Роль конвективної зони у збудженні магнітної активності Сонця	31
Парновський С., Ізотова I. Компактні галактики з активним зореутворенням: теплове випромінювання у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГЦ	41
<b>Лозицький В.</b> Вимірювання локальних магнітних полів у сонячному спалаху за розщепленням емісійних піків у ядрах спектральних ліній	47
Єфіменко В. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2017 році	52
Єфіменко В. До 100-річчя Прокопа Миколайовича Полупана	55

Kıı	dr	va	Yıı	
rιu	iui j	ya	I U	•

Determination of the double galaxies masses by the "timing argument" method	6
Alexandrov A., Zhdanov V., Kuybarov A. Gravitational microlensing of an elliptical source near a fold caustic	10
Danylevsky V. Cosmic rays and aerosols in the terrestrial atmosphere	15
Zhdanov V., Fedorova E., Khelashvili M. Form of a microlensed line from accretion disk in the linear caustic approximation	27
Krivodubskij V. The role of the convective zone in the excitation of the magnetic activity of the Sun	31
Parnovsky S., Izotova I. Compact star-forming galaxies: the fraction of thermal emission in the radio continuum at 1.4 GHz	41
Lozitsky V. Measurements of local magnetic fields in a solar flare by splitting of emissive peaks in cores of spectral lines	47
Efimenko V.	
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv in 2017	52
Efimenko V. To the 100th anniversary of Prokop Mykolayovych Polupan	55

Кудря Ю. Определение масс двойных галактик методом "аргумента синхронизации"	6
Александров А., Жданов В., Куйбаров А. Гравитационное микролинзирование эллиптического источника вблизи каустики-складки	10
Данилевский В. Космические лучи и аэрозоли в земной атмосфере	15
Жданов В., Федорова Е., Хелашвили М. Форма микролинзированной линии от аккреционного диска в модели линейной каустики	27
Криводубский В. Роль конвективной зоны в возбуждении магнитной активности Солнца	31
Парновский С., Изотова И. Компактные галактики с активным звездообразованием: тепловое излучение в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц	41
Лозицкий В. Измерение локальных магнитных полей в солнечной вспышке по расщеплению эмиссионных пиков в ядрах спектральных линий	47
Ефименко В. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко в 2017 году	52
Ефименко В. К 100-летию Прокопа Николаевича Полупана	55

УДК 524.7

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

### ОЦІНКА МАС ПОДВІЙНИХ ГАЛАКТИК МЕТОДОМ "АРГУМЕНТУ СИНХРОНІЗАЦІЇ"

Розглянуто можливості застосування методу "аргументу синхронізації" до фізичних пар галактик, відмінних від пари M31 – Молочний Шлях. Ми обмежуємося парами в Місцевому об'ємі, накладаючи на кандидатів внесення до вибірки додаткові умови ізольованості. Для чотирнадцяти фізичних пар галактик Місцевого об'єму оцінені їхні маси, серед яких маса темної матерії.

Ключові слова: галактики, пари галактик, маси галактик, темна матерія.

Вступ. Ф. Кан та Л. Вольтьєр [1] розглядали динаміку Місцевої групи (МГ) – подвійної системи М31 – Молочний Шлях (МШ). З того, що М31 має блакитне зміщення, яке відповідає швидкості зближення приблизно у 120 км/с, і що галактики не піддавалися припливному зруйнуванню, вони дійшли висновку: М31 та МШ утворюють фізичну систему, яка пройшла етап найбільшого віддалення. Із цього дослідники визначили: система повинна мати масу, більшу за 1.8·10<sup>12</sup> *М*<sub>Sun</sub> (мас Сонця), що на порядок більше сумарної видимої маси галактик МГ, яка тоді оцінювалася у

2·10<sup>11</sup> М<sub>Ѕил</sub>. Учені висловили думку, що існують маси в певній невидимій формі. Хоча вони ототожнювали ці неви-

димі маси з гарячим газом, а не з темною матерією (ТМ) у її сучасному розумінні, ця робота дала перше свідчення існування мас у міжгалактичному просторі МГ, які не спостерігаються. Метод, започаткований Ф. Каном та Л. Вольтьєром, відомий як метод "аргументу синхронізації" (АС; "timing argument", ТА). Згодом прийшло усвідомлення, що причиною розбіжності повної та видимої мас є ТМ.

Визначення маси МГ методом АС для радіальних орбіт слідом за Ф. Каном та Л. Вольтьєром було зроблено багатьма вченими. Наприклад, у 1982 р. Ейнасто та Лінден-Белл [2] оцінили повну масу МГ в діапазоні (3÷6)×10<sup>12</sup>*M*<sub>Sun</sub> для віку Всесвіту у 14 млрд років. Ця рання оцінка повної маси МГ, охоплюючи темне гало, узгоджується із сучасними оцінками іншими методами, огляд яких можна знайти в [3].

Лі та Уайт [4] використали результати моделювання "Міленіум" для створення штучних аналогів МГ та калібрування розподілу похибок АС-оцінок. Вони отримують загальну масу двох найбільших галактик МГ у діапазоні (3.8÷6.8)×10<sup>12</sup>*M*<sub>Sun</sub> та 95-відсоткову довірчу нижню границю 1.8×10<sup>12</sup>*M*<sub>Sun</sub>. Важливо відзначити, що зазначені вчені показали: оцінка маси методом АС є об'єктивною та достатотньо стабільною.

Відзначимо також АС-оцінку маси МГ, (4.93±1.63)×10<sup>12</sup> *M*<sub>Sun</sub>, що отримана з урахуванням трансверсальних рухів МЗ1 [5]. Порівняння її з наведеними вище оцінками показує, що ефект нерадіальності відносного руху становить величину приблизно 0.5×10<sup>12</sup> *M*<sub>Sun</sub> для випадку МГ.

У зазначеній роботі розглянуто можливості застосування методу АС до інших фізичних пар галактик, відмінних від пари M31 – MШ. Ми обмежуємося парами в Місцевому об'ємі (MO), накладаючи на кандидатів додаткові умови ізольованості. У розд. 2 приведені стандартні математичні основи методу АС у припущення суто радіальної орбіти для пари. У розд. 3 наведено формулу, що дозволяє обчислити відносну швидкість компонентів довільної пари фізично пов'язаних галактик, зокрема і близьких широких пар. У розд. 4 описано методику відбору фізичних пар на основі трьох списків подвійних галактик: каталога І. Караченцева [6], І. Караченцева, Д. Макарова [7] та Д. Макарова, Р. Уклеїна [8] (останній список є списком карликових груп, переважна більшість із яких є парами). У розд. 5 подано результати обчислень, у розд. 6 наведено зауваження до кожної з пар. Висновки подані і в розд. 7 роботи.

**Математичні основи методу.** Будемо вважати, що дві галактики є ізольованою системою двох точкових мас. Якщо далі припустити, що орбіти галактик є радіальними, то за законом Ньютона маємо рівняння відносного руху:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM_{tot}}{r^2} , \qquad (1)$$

де *r* – відносна відстань між галактиками, *M*<sub>tot</sub> – сума їхніх мас, *t* – космологічний час, G – гравітаційна стала. Первісно було *r* = 0 при *t* = 0, оскільки галактики були в безпосередній близькості одна від одної в момент Великого вибуху. Розв'язок (1) можна записати в параметричній формі:

a) 
$$r = \frac{R_{\text{max}}}{2}(1 - \cos\theta)$$
,  $\delta = \left(\frac{R_{\text{max}}^3}{8GM_{tot}}\right)^{1/2}(\theta - \sin\theta)$ , (2)

де за параметр θ приймається фаза еволюції бінарної системи (ексцентрична аномалія). Відстань *r* збільшується від нуля (при θ = 0) до деякого максимального значення *R<sub>max</sub>* (при θ = π) і знову зменшується. Відносна швидкість:

$$V = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} / \frac{dt}{d\theta} = \left(\frac{2GM_{tot}}{R_{max}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sin\theta}{1-\cos\theta}\right).$$
(3)

Рівняння (2, 3) комбінуємо таким чином, щоб вилучити  $R_{max}$ , G та  $M_{tot}$ :

$$\gamma \equiv \frac{Vt}{r} = \frac{\sin\theta(\theta - \sin\theta)}{(1 - \cos\theta)^2} \,. \tag{4}$$

Знаючи сучасні значення *r<sub>o</sub>*, *V<sub>o</sub>* та вік Всесвіту *t<sub>o</sub>*, розв'язуємо рівняння (4) відносно θ, отримуємо деяке θ = θ<sub>o</sub>, що відповідає сучасній фазі еволюції бінарної системи. З (2 а), узятого в епоху *t<sub>o</sub>*, визначається найбільше розходження

$$\mathsf{R}_{\max} = \frac{2r_{o}}{(1 - \cos\theta_{o})}.$$
(5)

Тоді із (2 б), узятого в сучасну епоху, з урахуванням (5) отримуємо суму мас галактик, яка у випадку М31 та МШ є оцінкою маси МГ:

$$M_{tot} = \frac{r_o^3(\theta_o - \sin\theta_o)^2}{Gt_o^2(1 - \cos\theta_o)^3}.$$
(6)

Із (2 б), узятого в час найбільшого розходження, отримуємо:

$$t_{\max} = \frac{\pi t_o}{\theta_o - \sin \theta_o} \,. \tag{7}$$

Момент злипання пари настане при  $\theta$  = 2 $\pi$  . Цій події відповідає космологічний час, удвічі більший за  $t_{\max}$  .

**Модифікація для широких (близьких) пар.** Ми передбачаємо можливість розгляду близьких широких пар галактик. Для них треба враховувати, що відносна швидкість галактик V<sub>o</sub> не є різницею радіальних швидкостей. Достатньо прості геометричні міркування приводять до такого виразу:

$$V_0 = r^{-1} \{ V_{h1}(d_1 - d_2 \cos \lambda) + V_{h2}(d_2 - d_1 \cos \lambda) + S \sin \lambda \} .$$
(8)

Тут *d*<sub>1</sub>,*d*<sub>2</sub> – відстані до галактик, λ – кутова відстань між галактиками, *V*<sub>h1</sub> ≡ *cz*<sub>1</sub>, *V*<sub>h2</sub> ≡ *cz*<sub>2</sub> – променеві швидкості галактик, які визначаються червоними зміщеннями *z*<sub>1</sub>,*z*<sub>2</sub>. У вираз (8) входить також величина *S* ≡ *d*<sub>1</sub>*V*<sub>τ2</sub> + *d*<sub>2</sub>*V*<sub>τ1</sub> – лінійна комбінація тангенціальних швидкостей галактик. Величина *S* лишається невизначеною; її можна вважати випадковою величиною з певним законом розподілу, наприклад гаусовим. Тоді, задаючи найправдоподібніше значення *S*, будемо мати оцінку маси пари галактик. В обчисленнях далі будемо вважати *S* = 0.

У нульовому наближенні за  $\lambda$  (8) набуває вигляду  $V_0 = \text{sign}(d_1 - d_2)(V_1 - V_2)$ .

Пошук фізичних пар галактик у Місцевому об'ємі. Пошук у МО можливих фізичних пар галактик був проведений на основі трьох списків подвійних галактик [6, 7, 8]. При цьому ми обмежилися приблизно об'єктами з галактикоцентричною радіальною швидкістю, меншою за ~900 км/с, що приблизно відповідає 12 Мпк.

Далі ми перевірили, чи є за сучасними даними наш кандидат парою галактик згідно із класифікацією в NED (ned.ipac.caltech.edu). Виявилося, наприклад, що пара KPG -217 є двома "згущеннями – асоціаціями", та в базі NED класифікується як єдиний об'єкт – галактика NGC5288. Інший приклад: згідно із сучасними даними NED перший компонент пари KPG – 133 є насправді зоною іонізованого водню НІІ галактики NGC2363. Такі "пари" є більш тісними, з розділенням 0.2÷1.0 кутових мінут. "Фальшиві" пари були вилучені з розгляду.

Ми намагалися всі вихідні дані про пари, які необхідні для обчислення маси, брати з бази LV (www.sao.ru/lv/lvgdb). Це пояснюється лише бажанням мати однозначні дані про відстані: у базі LV наводиться єдине значення незалежної від червоного зміщення відстані. На протилежність до LV в NED, наприклад, приводяться всі відомі визначення різних авторів, різними методами, із прийняттям різних значень сталої Габбла тощо. Різнобій оцінок відстані іноді сягає в кілька разів. Відповідно до цього має місце великий різнобій в оцінках маси. Однак повністю слідувати цьому правилу не вдалося. Про деякі відхилення від нього буде сказано нижче.

Отже, ми прийняли, що:

1) пари галактик знаходяться в LV. Точніше: оцінки відстаней для обох компонентів пари перебувають (за одним винятком) в обсязі бази даних LV. Саме в межах LV за останні пару десятків років спостерігається значний прогрес у дослідженні тривимірного розподілу галактик завдяки широкому використанню нових індикаторів відстаней, таких як TRGB (Tip of Red Giants Branch) та ін.;

2) компоненти фізичної пари є головними збурювачами (ГЗ; Main Disturber, MD) один до одного, причому бажано, щоб відповідні пари припливних індексів були невід'ємними (через можливу неточність їхнього обчислення ми припускаємо деякі винятки, див. далі). Тобто, якщо вважати об'єкти точковими, то вони перебувають у межах сфери нульової швидкості свого компаньйона. Припливний індекс Θ₁ для кожної галактики каталогу UNGC визначають так [9]:

$$\Theta_1 = \max\left[\log\left(M_n^* / d_n^3\right)\right] + C, n = 1, \dots, N.$$
(9)

Тут  $M_n^*$  – зоряна маса *n*-го сусіда та  $d_n$  – відстань між виділеною галактикою та *n*-м сусідом. Стала C = –10.96 у (9) вибрана таким чином, щоб галактика з  $\Theta_1 = 0$  перебувала на сфері нульової швидкості для основної галактики;

3) Оцінки відстаней за методом "mem" (належність групі галактик) ми вважали а-пріорі неточними та такими, що приводять до однакових відстаней компонентів пари, (якщо пара належить групі) коли метод ТА не працює.

У підсумку було знайдено 14 пар галактик, перелік яких подано в табл. 1. Там також містяться вхідні дані, необхідні для обчислення мас.

У стовпчиках табл. 1 наведено: 1) назва пари; 2) назви компонентів пари; 3) екваторіальні координати компонентів пари на епоху J2000.0; 4) відстані в мегапарсеках до компонентів та метод визначення відстані; 5) геліоцентричні радіальні швидкості V<sub>h</sub> в км/с; 6) припливний індекс для компонентів пари, спричинений іншим компонентом або "третьою" галактикою; 7) Main Disturber; 8) логарифм абсолютної *К*-світності у світностях Сонця; 9) видима блакитна величина *B*<sub>T</sub>. У табл. 1 прийняті такі скорочення назв методів визначення відстаней: TRGB – tip of the red giant branch (верхівка рукава червоних гігантів), SBF – surface brightnes fluctuation (флуктуації поверхневої яскравості), TF – Tully-Fischer method (метод Таллі – Фішера), TE – Tully estimation (оцінка в каталозі Таллі [11]), SN – supernovae (за надновими), mem – за сусідством у групі.

**Результати обчислень.** Для чотирнадцяти галактик із необхідними властивостями та даними були обчислені повні маси за методом АС. Результати обчислень подані в табл. 2.

Позначення у стовпчиках табл. 2: 1) порядковий номер; 2) назва пари; 3) кутова відстань між компонентами (у кутових мінутах); 4) сучасна відстань між компонентами (у кілопарсеках); 5) відносна швидкість (у км/с) компонентів; 6) величина η, що визначена в (4); 7) значення фазового параметра еволюції в сучасну епоху (розв'язок рівняння (4)); 8) відстань між компонентами в час найбільшого розходження компонентів пар (у кпк); 9) космологічний час найбільшого віддалення (у млрд років); 10) обчислена методом АС маса пари галактик (у сонячних масах); 11) сумарна *К*-світність пари в *К*-світностях Сонця (сумарна зоряна маса пари в одиницях *М<sub>Sun</sub>*); 12) відношення  $\chi = M_{tot} / ∑M^*$  маси пари до сумарної зоряної маси. При цьому в сумі зоряних мас ми враховуємо зоряні маси компонентів пари. Ми приймаємо, що зоряні маси галактик обчислюють за їхньою світністю в інфрачервоному *К*-фільтрі з використанням емпіричного співвідношення [10]:

$$M^* / M_{Sun} = L_K / L_{K,Sun} \tag{10}$$

Таблиця 1

Пара	Пара Компоненти		α, δ (J2000.0)	<i>d</i> , Мпк	<i>Vh</i> , км/с	Θ1	Main Disturber	log <i>L<sub>K</sub></i>	B <sub>7</sub> , mag
1	1 2		3	4	5	6	7	8	9
	IC1727	А	014730.1+271952	7.45 (TRGB)	336	0.4	В	9.49	12.10
KPG-40	NGC0672	В	014753.2+272601	7.18 (TRGB)	429	0.2	А	9.65	11.30
	NGC1533	А	040951.8-560706	19.41 (SBF)	785	0.1	В	10.84	11.80
KIVI-50	IC2038	В	040854.1-555932	19.20 (TF)	712	1.9	А	9.08	15.00
KM 04	NGC2337	А	071013.6+442725	11.86 (TRGB)	433	-1.9	В	9.34	13.50
KIVI-94	UGC03698	В	070918.8+442248	11.27 (TRGB)	421	-0.9	A	8.36	15.40
J0742+16	UGC3974	А	074155.0+164802	8.17 (TRGB)	270	-0.7	В	8.74	13.60
(KM-103)	KK65	В	074231.2+163340	7.98 (TRGB)	281	-0.1	A	8.11	15.30
J0950+31	KK78	А	095019.6+312724	7.10 (mem)	539	2.8	В	6.92	17.70
(KM-159)	DDO064	В	095022.4+312915	7.11 (BS)	521	1.6	A	8.04	14.50
KPC 218	M81	А	095533.5+690400	3.70 (TRGB)	-38	2.7	В	10.95	7.80
KF G-210	M82	В	095553.9+694057	3.61 (TRGB)	183	3.1	A	10.59	9.10
	CGCG269 -								
J1216+52	- 049	А	121546.7+522315	4.61 (TRGB)	159	-0.4	NGC4736	7.50	15.30
	UGC07298	В	121628.6+521338	4.19 (TRGB)	174	-0.4	NGC4736	7.24	16.00
	KUG1218								
J1221+38	+387	А	122054.9+382549	8.03 (h)	570	-0.4	NGC4258	7.93	15.40
	KDG105	В	122143.0+375914	7.60 (TF)	567	-0.3	NGC4258	7.37	16.70
11224+28	KK138	А	122158.4+281434	6.30 (txt)	450	-0.8	NGC4631	6.41	18.70
31224120	KK144	В	122529.1+282857	6.15 (TF)	480	-0.9	NGC4631	7.27	16.50
KPG-350	NGC4631	А	124208.0+323229	7.35 (TRGB)	583	2.6	В	10.49	9.80
N 0-550	NGC4627	В	124159.7+323425	7.30 (mem)	542	3.6	A	9.50	13.00
J1303-17	UGCA320	А	130316.8-172523	7.30 (TF)	744	1.5	В	8.91	13.50
(KM-303)	UGCA319	В	130214.4-171415	7.10 (TE)	755	2.2	A	8.22	15.10
11315+47	DDO169NW	А	131519.2+473218	4.33 (TRGB)	242	0.3	NGC4736	6.34	18.00
31313147	DDO169	. В	131530.7+472947	4.41 (TRGB)	262	0.3	NGC4736	7.73	14.50
KPG-370	M51A	А	132952.7+471404	8.40 (SN)	446	?0.1	?NGC5229	10.97	8.60
10-575	M51B	В	132958.7+471605	7.66 (SBF)	455	0.4	A	10.59	10.50
KM-509	NGC7793	А	235749.4+323524	3.63 (TRGB)	227	0.2	NGC0253	9.70	9.70
1101-308	ESO349-031	В	000813.3+343442	3.21 (TRGB)	221	0.2	NGC0253	7.12	15.70

### Результати обчислень

Таблиця 2

n	Пара	λ.'	<i>г</i> о. КПК	ΔV. км/с	n	θο	<i>Г</i> КПК	tmax	Mtot / Msun	ΣLK/ Lsun	Y
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	KPG-40	7.96	271	-92.8	-4.80	4.632	501	7.65	5.89·10 <sup>11</sup>	7.56·10 <sup>9</sup>	77.9
2	KM-56	11.1	219	70.7	4.52	8.093	354	6.04	3.33·10 <sup>11</sup>	7.20·10 <sup>10</sup>	4.63
3	KM-94	10.9	591	12.1	0.286	2.660	627	19.6	1.76·10 <sup>11</sup>	2.42·10 <sup>9</sup>	72.8
4	J0742+16	16.8	194	-10.5	-0.758	3.757	214	9.93	2.71·10 <sup>10</sup>	6.78·10 <sup>8</sup>	40.0
5	J0950+31	2.06	11	-16.4	-21.2	5.237	44	7.05	4.55·10 <sup>8</sup>	1.18·10 <sup>8</sup>	3.86
6	KPG-218	37.0	98	-202	-28.8	5.336	472	7.00	5.89·10 <sup>11</sup>	1.28·10 <sup>11</sup>	4.60
7	J1216+52	11.6	420	-15.0	-0.499	3.601	443	10.6	2.11·10 <sup>11</sup>	4.90·10 <sup>7</sup>	4305
8	J1221+38	28.3	435	3.66	0.118	2.975	438	15.3	9.81·10 <sup>10</sup>	1.09·10 <sup>8</sup>	903
9	J1224+28	48.5	174	-22.6	-1.83	4.158	227	8.60	4.36·10 <sup>10</sup>	2.12·10 <sup>7</sup>	2060
10	KPG-350	2.65	50	40.8	11.4	7.604	134	6.49	1.56·10 <sup>10</sup>	3.41·10 <sup>10</sup>	0.46
11	J1303-17	18.6	204	-10.0	-0.689	3.719	222	10.1	2.93·10 <sup>10</sup>	9.79·10 <sup>8</sup>	30.0
12	J1315+47	3.36	80	20.0	3.50	8.255	115	5.87	1.22·10 <sup>10</sup>	5.59·10 <sup>7</sup>	218
13	KPG-379	2.37	740	-9.00	-0.170	3.333	747	12.2	7.65·10 <sup>11</sup>	1.32·10 <sup>11</sup>	5.79
14	KM-509	176	455	9.97	-0.307	2.612	489	20.4	7.66·10 <sup>10</sup>	5.03·10 <sup>9</sup>	15.2

### Зауваження до пар

1. Ми порівнюємо масу пари КРG–40, що визначена АС-методом,  $M_{tot}$ (КРG−40)=5.89·10<sup>11</sup> $M_{Sun}$ , з орбітальною оцінкою маси (див. [12]) масивнішого компаньйона NGC0672,  $M_{orb}$ (*NG*C0672)= (4.54±3.69)·10<sup>11</sup> $M_{Sun}$ , отриманої за трьома супутниками, один з яких є ІС1727, а два інших КК14 та КК13. Отримані нами оцінки узгоджуються між собою.

2. Пара КМ 56 = NGC1533 + IC2038. Обидва компоненти мають оцінки відстаней у базі LV, що відсувають їх за межі МО. Незважаючи на це, ми лишаємо пару у списку. Можливо, що компоненти повторно розходяться після зближення в момент часу 12.1 млрд років.

3. Пара КМ-94 = NGC2337 + UGC03698. Пара ще не досягла максимуму розділення, який відбудеться в момент космологічного часу 19.6 млрд років. Очікуване максимальне розділення є найбільшим серед розглянутих пар.

4. Пара J0742+16 (КМ-103) = UGC3974 + КК65 (CGCG 087-033). Правдоподібний випадок у тому сенсі, що значенню χ=40 відповідає Ω<sub>m</sub>=11, що характерно і для інших груп Місцевого об'єму [12]. Єдине, що порушує вимоги – від'ємні припливні індекси. Проте можливо, що вони обчислені з похибкою. Максимум розділення відбувся в епоху t = 9.9 млрд років.

Пара J0950+31 (КМ-159) = КК78 (UGC5272b) + UGC5272 має найменше (44 кпк) максимальне розділення.

 Пара КРС-218 = М81 + М82. Конфігурація "пари" М81+М82 така: це є пара великих галактик, в одного компонента (М81), який має 36 супутників із загальною зоряною масою, на порядок меншою зоряної маси цього компонента, а у другого компонента (M82) є два слабких супутники із загальною зоряною масою на три порядки меншою (logM\*=7.58), ніж у цього компонента (logM\*=10.57). Оцінка маси пари АС-методом виявилася на порядок меншою, ніж оцінка орбітальної маси:  $M_{orb}(M81) = (4.99 \pm 1.47) \cdot 10^{12} M_{Sun}$  [12] (тут орбітальну оцінку взято без урахування M82,

хоча її врахування дає близьку оцінку).

7. Пара J1216+52 = CGCG269-049 + UGC7298. Найбільше значення x = 4300 серед розглянутих пар.

8. Пара J1221+38 = KUG1218+387 + KDG105 на сучасний момент розходиться.

9. Пара J1224+28 = КК138 + КК144. Випадок, коли компоненти не є MD один до одного, MD для обох компонентів є галактика NGC4631. У базі даних LV немає радіальної швидкості для компонента А. Значення V<sub>h</sub>(A) = 450 км/с

узяте з NED. Відношення χ = 2060 дуже велике. 10. Пара KPG 350 = NGC4631 + NGC4627 розходиться.

11. Пара КМ-303 (J1303-17) = UGCA320 (DDO161) + UGCA319. Зоряна маса UGCA320 приблизно у п'ять разів більша за зоряну масу UGCA. У компонентів цієї пари однакові відстані – у базі LV 7.3 Мпк для обох, або 7.1 Мпк для обох за естіматором Таллі 1988 року [11]. У цьому випадку алгоритм обчислень не працює. Однак, якщо умовно приписати UGCA320 відстань 7.3 Мпк, а UGCA319 – 7.1 Мпк, то матимемо те, що приведено в таблицях. При цьому

відношення х має правдоподібне значення 30. Результати для цієї пари наведені умовно. 12. Пара J1315+47 = DDO169NW + DDO169 (UGC08331). У сучасний момент пара розходиться, розв'язок рівняння (4) θ<sub>0</sub> = 8.255 належить другій гілці функції η(θ). Випадок, коли компоненти не є MD один до одного. MD для

обох компонентів є галактика NGC4736, та сама, що і для пари J1216+52. 13. Пара КРС-379 = М51а (NGC5194) + М51b (NGC5195). Добре відома пара. Згідно з базою LV MD(М51b) = М51а, але MD(M51a) = NGC5229, для якої MD(NGC5229)=M51a. Однак спроба об'єднати в пару M51a та NGC5229 неможлива через метод "mem", який приводить до однакових відстаней для компонентів пари. У таблицях наводять вихідні дані та результати обчислень для пари M51a+M51b. Отримане значення маси пари близьке до значення 10<sup>12</sup> мас

Сонця, що є очікуваним, однак є проблема: згідно із даними LV про відстані компонент В є ближнім до нас, що суперечить зображенням пари.

14. Пара КМ-509 = NGC7793 (ESO349-012) + ESO349-031. Максимальне розходження буде на момент 20.4 млрд років, найбільше серед розглянутих пар. Найбільше значення АС-маси.

Висновки. У зазначеній роботі метод Кана та Вольтьєра обчислення маси фізичної пари галактик доповнений способом обчислення відносної радіальної швидкості галактик у широких парах у припущенні радіального відносного їхнього руху. Серед трьох списків [6-8] пар галактик у межах Місцевого об'єму знайдено 14 випадків кандидатів фізичних пар, для яких можуть бути оцінені маси. При цьому основним критерієм вибору є той факт, що компоненти пари є МД один до одного. Для карликових пар ми припустили іншу можливість – належність пари третій (масивній) галактиці як спільному MD. Серед 14 пар 6 ще не досягли максимального розходження. Решта пар перейшли у ста-

дію зближення. Найбільша маса  $M_{tot} = 7.66 \cdot 10^{11} M_{Sun}$  оцінена для пари КМ-509, найменша –  $M_{tot} = 4.55 \cdot 10^8 M_{Sun}$  – для карликової пари J0950+31 (КМ-159).

Відношення АС-маси пари до суми зоряних мас ми отримали в широких границях: від 0.5 до 4000. З таким розкидом значень х важко зробити певні висновки щодо фізичних його причин. Очевидно, що відіграють роль великі похибки спостережних даних, насамперед оцінок відстаней. Крім того, можливо, що модель аргументу синхронізації в більшості із розглянутих випадків не можна застосовувати, пари із загальних міркувань можуть мати момент обертання. З огляду на це актуальним є вивчення тангенціальних складових руху галактик у парах. З іншого боку, мабуть також більшого обґрунтування потребує співвідношення (10) для визначення зоряної складової маси [13].

#### Список використаних джерел

Kahn F.D. Intergalactic matter and the Galaxy / F.D. Kahn, L. Woltier // Astroph. J. – 1959. – Vol. 130. – P. 705–717.
 Einasto J. On the mass of the Local Group and the motion of its barycentre / J. Einasto, D. Lynden-Bell // MNRAS. – 1982. – Vol. 199. – P. 67–80.
 Shull J.M. Where do galaxies end? / J.M. Shull // arXiv. – 1401.5799.

4. Li Y.-S. Masses for the Local Group and the Milky Way / Y.-S. Li, S.D.M. White // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2008. - Vol. 384. - P. 1459-1468.

5. Marel R.P. Van der. The M31 velocity vector. II. Radial orbit toward the Milky Way and implied Local Group mass / R.P. Marel Van der, M. Fardal, G. Besla et al. // J. Astroph. - 2012. - Vol. 753. - Article id. 8.

неза еса. // Л. Азгорп. – 2012. – Vol. 7.3. – Апре Ю. о. 6. *Карачениев И.Д.* Двойные галактики / И.Д. Карачениев. – М., 1987. 7. *Karachentsev I.D.* Binary galaxies in the Local Supercluster and its Neighborhood / I.D. Karachentsev, D.I. Makarov // ArXiv:0812.0689.

8. Makarov D.I. A list of groups of dwarfs galaxies in the Local Supercluster / D.I. Makarov, R.I. Uklein // arXiv: 1204.5406. 9. Karachentsev I.D. Updated Nearby Galaxy Catalog / I.D. Karachentsev, D.I. Makarov, E.I. Kaisina // Astron. J. – 2013. – Vol. 145. – Article id. 101.

10. 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. – 2003. – Vol. 149. – P. 289–312.

11. Tully R.B. Nearby galaxies catalog / R.B. Tully. - Cambridge ; N. Y., 1988.

12. Karachentsev I.D. Orbital masses of nearby luminous galaxies / I.D. Karachentsev, Yu.N. Kudrya // Astron. J. – 2014. – Vol. 148. – Article id. 50

13. McGaugh S.S. Weiting galaxy disks with the baryonic Tully-Fisher relation / S.S. McGaugh, J.M. Schombert // Astroph. J. – 2015. – Vol. 802. – Article id. 18.

Надійшла до редколегії 23.04.18

Ю. Кудря, канд. физ.-мат. наук., старш. науч. сотруд.

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК МЕТОДОМ "АРГУМЕНТА СИНХРОНИЗАЦИИ"

Рассмотрены возможности применения метода "аргумента синхронизации" к физическим парам галактик, отличных от пары М31 – Млечный Путь. Мы ограничиваемся парами в Местном объеме. налагая на кандидатов включения в выборку дополнительные условия изолированности. Для четырнадцати физических пар галактик Местного объема оценены их массы, включая массу темной материи.

Ключевые слова: галактики, пары галактик, массы галактик, темная материя.

#### Yu. Kudrya, Ph. D., senior researcher

Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv, Kyiv

### DETERMINATION OF THE DOUBLE GALAXIES MASSES BY THE "TIMING ARGUMENT" METHOD

The possibilities of application of the "timing argument" (TA) method to the physical pairs of galaxies that differ from the pair M31 – Milky Way are considered. We confine ourselves to pairs in the Local volume, imposing the additional isolation conditions on candidates for inclusion in the sample. The method was supplemented by the manner of taking into account the nonparallelism of the radial velocities of galaxies of close (wide) pairs. For the fourteen physical galaxy pairs (see a list in Tables) of the Local volume galaxies their TA masses, including masses of dark matter, were estimated. The ratio  $\chi$  of the mass of pairs to the sum of stellar masses was obtained in wide range from 0.5 to 4000. In some cases (KPG-40, KM-94, J0742+16, J1303-17, J1315+47) the masses estimated by TA are in agreement with popular estimates of x. For whole sample, taking into account such variance of x values it is difficult to make certain conclusions regarding its physical causes. Most likely, the TA model in the majority of the cases considered can not be used, pairs of general considerations can have a relative rotational moment.

Keywords: galaxies, pairs of galaxies, masses of galaxies, dark matter.

```
УДК 524.7
```

О. Александров, канд. фіз.-мат. наук, В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, А. Куйбаров, студ. КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ

### ГРАВІТАЦІЙНЕ МІКРОЛІНЗУВАННЯ ЕЛІПТИЧНОГО ДЖЕРЕЛА ПОБЛИЗУ КАУСТИКИ-СКЛАДКИ

Розглянуто коефіцієнт підсилення блиску протяжного джерела з гаусівським еліптичним розподілом поверхневої яскравості поблизу каустики-складки гравітаційно-лінзової системи. Для нього отримана аналітична формула, що враховує друге наближення за параметром близькості до каустики. У цьому наближенні беруть до уваги відповідні похідні лінзового потенціалу аж до п'ятого порядку. Знайдена формула містить залежність коефіцієнта підсилення від координат центра джерела, його геометричних розмірів та його орієнтації щодо каустики. На модельному прикладі проведено порівняння аналітичних розрахунків кривих підсилення для різних орієнтацій еліптичного джерела, а також для колового джерела з тією ж світністю.

Ключові слова: гравітаційні лінзи, каустика-складка, мікролінзування, еліптичне джерело, коефіцієнт підсилення, аналітичні формули.

Теоретичний опис явища гравітаційного мікролінзування в околі каустики базується на застосуванні наближеного рівняння гравітаційної лінзи, отриманого після обривання розвинення її потенціалу в ряд Тейлора. Такий розгляд має принципові відмінності залежно від характеру каустичної точки – складка чи зборка (касп) – біля якої розкладають потенціал лінзи [1]. При цьому зазвичай обмежуються найнижчим (ми його називаємо нульовим) наближенням за відстанню між точковим джерелом і каустикою – так званим наближенням прямолінійної каустики, а також розглядом колового джерела з різними розподілами поверхневої яскравості. Наближення прямолінійної каустики для підсилення блиску точкового джерела є асимптотичною формулою, яка стає точною, лише коли джерело впритул наближається до каустики [4, 5]. Із цього наближення не можна зробити висновки про його похибки на скінченній відстані від каустики, й отже, про можливість його застосування до протяжних джерел. У серії робіт ми дослідили наступні наближення для підсилення блиску точкового джерела як у випадку складки [2–4], так і каспу [9–10], а також колового джерела поблизу складки [3-8]. У випадку точкового джерела при цьому враховано поправки першого і другого порядків за степенями параметру, що характеризує близькість до каустики. Для протяжного джерела вони трансформуються в поправки, що є лінійними за розмірами джерела і в такий спосіб ураховують кривину каустики і дисторсію.

Для порівняння зі спостережуваними даними головний інтерес викликає зміна коефіцієнта підсилення блиску джерела при його прямолінійному русі в околі каустики. Особливо перспективним у сенсі досліджень структури віддалених джерел вважається те, що при перетині каустики протяжним джерелом область швидкої зміни підсилення послідовно сканує площу джерела. При розгляді мікролінзування таких об'єктів, як подвійна система, квазар або галактика доречно розглянути джерела складнішої ніж коло, зокрема еліптичної, форми. Мікролінзування і криві блиску саме еліптичних джерел розглядалися в роботах [11, 12], де обговорювали і можливі астрофізичні застосування. Зауважимо, що в [11] розглядався інший вид мікролінзування – мікролінзування точковою масою, а в роботі [12] автори обмежилися наближенням лінійної каустики і розглядом джерел сталої поверхневої яскравості.

Метою статті є отримання формули для сумарного коефіцієнта підсилення двох критичних зображень еліптичного джерела з гаусівських розподілом яскравості, що розміщується поблизу каустики-складки гравітаційної лінзи, у тому ж таки другому наближенні за параметром близькості до каустики. Отримана формула ілюстрована порівнянням кривих підсилення для різних орієнтацій еліптичного і колового джерел однакової інтенсивності. Не важко впевнитися (див. нижче), що в нульовому наближенні крива блиску еліптичного джерела поблизу складки описується тією самою функціональною залежністю, що і для колового. Але, як буде показано, при врахуванні наступного наближення це вже не так.

Підсилення протяжного джерела біля каустики-складки. Нагадаємо потрібні вихідні формули та позначення. Рівняння гравітаційного лінзування у нормованих змінних має такий вигляд [1]:

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

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

$$\Psi_{,11} + \Psi_{,22} = 2k$$
,

де k(x) – нормована густина маси гравітаційної лінзи. Кажуть також, що формула (1) задає лінзове відображення (lens mapping) площини зображень на площину джерел.

Нехай у системі координат, початок яких лежить у точці на каустиці, а перша вісь дотична до неї, точкове джерело має координати *y<sub>i</sub>*. Сумарний коефіцієнт підсилення двох критичних зображень цього джерела з урахуванням поправок другого порядку за параметром близькості до каустики подано таким виразом [2–8]:

$$K_{cr}(\mathbf{y}) = \frac{1}{2} \frac{\Theta(y_2)}{\sqrt{|b|y_2}} \left[ 1 + Py_2 + Qy_1 \right] - \frac{\kappa}{8} \frac{y_1^2}{\sqrt{|b|}} (y_2)_+^{-3/2}.$$
<sup>(2)</sup>

Тут  $\Theta(y_2)$  – функція Хевісайда; коефіцієнти *b*, *P*, *Q*,  $\kappa$  – виражаються через коефіцієнти тейлорівського розвинення лінзового потенціалу в околі початку координат (зокрема,  $\kappa$  – це кривина каустики в цій точці);  $(y_2)_{+}^{-3/2}$  – узагальнена функція, яка визначається такими співвідношеннями з довільною основною функцією f(y):

$$\int (y)_{+}^{-3/2} f(y) dy = \int_{0}^{\infty} \frac{f(y) - f(0)}{(y)^{3/2}} dy = 2 \int_{0}^{\infty} (y)^{-1/2} \frac{df(y)}{dy} dy.$$
(3)

Далі розглянемо протяжне джерело, яке у власній системі координат *z<sub>i</sub>* (осі якої паралельні осям *y<sub>i</sub>*, а початок розташовано в центрі джерела) характеризується двовимірним розподілом поверхневої яскравості *B*(**z**). Координати центра джерела позначимо як *Y<sub>ci</sub>*. Спостережуваний лінзований потік випромінювання від нього подано такими формулами:

$$F(\mathbf{Y}_{c}) = \iint B(\mathbf{y}(\mathbf{x}) - \mathbf{Y}_{c}) dx_{1} dx_{2} = \iint K(\mathbf{y}) B(\mathbf{y} - \mathbf{Y}_{c}) dy_{1} dy_{2}.$$
(4)

Сумарний коефіцієнт підсилення усіх зображень точки  $K(\mathbf{y}) = K_{cr}(\mathbf{y}) + K_0$  складається із двох частин – підсилення критичних зображень  $K_{cr}$  і підсилення  $K_0$  інших зображень, яке можна вважати незмінним (або слабко змінним) під час події мікролінзування.

Зміни потоку з часом під час руху джерела  $F(\mathbf{Y}_{c}(t))$  дають спостережувану криву блиску. Щоб працювати з безрозмірною величиною, розглядають коефіцієнт підсилення протяжного джерела  $K_{tot}$ , який дорівнює відношенню потоку (4) до потоку за умови відсутності лінзи

$$K_{tot}(\mathbf{Y}_{c}) = \frac{\iint K(\mathbf{y})B(\mathbf{y} - \mathbf{Y}_{c})dy_{1}dy_{2}}{\iint B(\mathbf{z})dz_{1}dz_{2}} = K_{tot,cr}(\mathbf{Y}_{c}) + K_{0}.$$
(5)

Отже, після вибору моделі лінзи (1) і моделі джерела  $B(\mathbf{z})$ , для теоретичного опису спостережуваних змін потоку у процесі мікролінзування потрібно знайти  $K_{tot.er}(\mathbf{Y}_c)$ .

Еліптичне гауссівське джерело. Розподіл яскравості еліптичного джерела у власній системі беремо у вигляді

$$\tilde{B}(\mathbf{z}) = \exp\left\{-\left[\left(\frac{\mathbf{z}_{1}}{\tilde{a}}\right)^{2} + \left(\frac{\mathbf{z}_{2}}{\tilde{b}}\right)^{2}\right]\right\}.$$
(6)

Тут  $\tilde{a}$  і  $\tilde{b}$  – параметри, яким пропорційні велика і мала півосі еліпсів однакової яскравості; вони характеризують розміри джерела вздовж осей еліпса. Нелінзований потік, що відповідає розподілу (6), тобто знаменник у формулі (5), дорівнює площі еліпса  $(z_1/\tilde{a})^2 + (z_2/\tilde{b})^2 = 1$  (який далі будемо називати опорним):  $\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(z) dz_1 dz_2 = \pi \tilde{a} \tilde{b}$ . Заува-

жимо, що колове гаусівське джерело, яке породжує такий самий потік, має середньоквадратичний радіус  $L=\sqrt{ ilde{a} ilde{b}}$  .

Відносно координат  $y_i$ , пов'язаних із точкою на каустиці, осі координат  $z_i$  повернуті на кут  $\vartheta$ , їхній початок розташовано в точці **Y**<sub>c</sub>.

У координатах у, розподіл (6) набуває вигляду:

$$\tilde{B}(\mathbf{y}) = \exp\left\{-\left[A(\Delta y_1)^2 + 2B(\Delta y_1)(\Delta y_2) + C(\Delta y_2)^2\right]\right\}.$$
(7)

Tyt  $\Delta y_i = y_i - Y_{ci}$ ,

$$A = \frac{\cos^2 \vartheta}{\tilde{a}^2} + \frac{\sin^2 \vartheta}{\tilde{b}^2}, \quad B = \cos \vartheta \sin \vartheta \left(\frac{1}{\tilde{a}^2} - \frac{1}{\tilde{b}^2}\right), \quad C = \frac{\sin^2 \vartheta}{\tilde{a}^2} + \frac{\cos^2 \vartheta}{\tilde{b}^2}.$$
(8)

Внаслідок інваріантності сліду і визначника матриці, що утворена коефіцієнтами квадратичної форми, маємо

$$A + C = \frac{1}{\tilde{a}^2} + \frac{1}{\tilde{b}^2} \quad i \quad AC - B^2 = \frac{1}{\tilde{a}^2 \tilde{b}^2}.$$
 (9)

Знаходження виразу для  $K_{tot,cr}(\mathbf{Y}_c)$  зводиться до розрахунку кількох інтегралів такого вигляду:

$$J_{i,k} = \int_{-\infty}^{\infty} y_1^i dy_1 \int_{0}^{\infty} y_2^{k-1/2} e^{-\left[A(\Delta y_1)^2 + 2B(\Delta y_1)(\Delta y_2) + C(\Delta y_2)^2\right]} dy_2.$$
(10)

При цьому доцільно ввести скорочені позначення  $\Lambda = B/\sqrt{AC}$  та  $\Omega = 1 - \Lambda^2$  і нові змінні для координат центру джерела  $s = \sqrt{A\Omega}Y_{c1}$  і  $h = \sqrt{C\Omega}Y_{c2}$ . Усі потрібні інтеграли (10) виражаються через  $I_0(h)$  і  $I_1(h)$ , де

$$I_{k}(h) = \int_{0}^{\infty} z^{k-1/2} e^{-z^{2}+2hz} dz , \qquad (11)$$

які можна виразити через вироджені гіпергеометричні функції , Г, або функції параболічного циліндра [3–5].

Аналогічно випадку колового джерела доцільно ввести ще інші позначення:

$$\Phi_0(h) = I_0(h) \exp(-h^2), \ \Phi_1(h) = I_1(h) \exp(-h^2), \ \Phi_2(h) = h\Phi_0(h) - \Phi_1(h)$$

У цих позначеннях знаходимо

$$K_{tot,cr} = \frac{(C\Omega)^{1/4}}{2\sqrt{\pi|b|}} \left\{ \Phi_0 + \frac{1}{\sqrt{C\Omega}} \left[ P\Phi_1 + Q\sqrt{\frac{C}{A}} \left( s\Phi_0 + \Lambda\Phi_2 \right) + \kappa \frac{C}{A} \left[ \left( \frac{1}{2}\Lambda s + \frac{1}{4}\Lambda^2 h \right) \Phi_0 - \left( \left( s + \Lambda h \right)^2 + \frac{1}{2} - \frac{3}{4}\Lambda^2 \right) \Phi_2 \right] \right] \right\} \quad .$$
(12)

Для колового джерела  $\tilde{a} = \tilde{b} = L$ ,  $A = C = 1/L^2$ ,  $B = \Lambda = 0$ , функції  $\Phi_k(h)$  (k = 0,1,2) набувають відповідних значень і формула (12) переходить у вираз, що був отриманий у роботах [3, 4]. Перший доданок у фігурних дужках формули (12) відповідає нульовому наближенню. Видно, що в цьому наближенні формули для колового й еліптичного джерел відрізняються лише множником і масштабом змінної h.

У загальному випадку формула (12) для еліптичного джерела відрізняється масштабами обох незалежних змінних, додатковими доданками, що містять множник Λ і дорівнюють нулю для кола, а також амплітудними множниками перед окремими доданками. Зауважимо, що для гранично витягнутого еліпса, коли  $\tilde{b} \to 0$ , маємо Λ → 1 і Ω → 0.

При прямолінійному русі джерела, що перетинає каустику в точці  $\mathbf{y} = 0$ ,  $\mathbf{s} = v_1 t$  і  $h = v_2 t$  ( $v_1, v_2 = \text{const}$ ) і  $K_{tot,cr}(\mathbf{Y}(t))$  описує зміни блиску джерела з часом. З іншого боку, покладаючи  $\mathbf{s} = (v_1/v_2)h$ , бачимо, що ці зміни описуються функцією однієї змінної h (яка лише масштабним множником відрізняється від t), і ця функція є лінійною комбінацією із числовими коефіцієнтами таких функцій:  $\Phi_0(h)$ ,  $\Phi_1(h)$ ,  $h\Phi_0(h)$  і  $h^2\Phi_2(h)$ :

$$K_{tot,cr}(h) = M \Big[ K_0 \Phi_0 + K_1 \Phi_1 + K_2 h \Phi_0 + K_3 h^2 \Phi_2 \Big].$$
(13)

Тут

$$M = \frac{\left(C\Omega\right)^{-1/4}}{2\sqrt{\pi|b|}}, \quad K_0 = \sqrt{C\Omega}$$

$$K_{1} = P - \Lambda Q \sqrt{\frac{C}{A}} + \kappa \frac{C}{A} \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4}\Lambda^{2}\right), \quad K_{2} = Q \sqrt{\frac{C}{A}} \left(\frac{v_{1}}{v_{2}} + \Lambda\right) + \kappa \frac{C}{A} \left(\frac{\Lambda}{2} \frac{v_{1}}{v_{2}} + \Lambda^{2} - \frac{1}{2}\right), \quad K_{3} = -\kappa \frac{C}{A} \left(\frac{v_{1}}{v_{2}} + \Lambda\right)^{2}.$$

Графіки складових функцій формули (13), а також  $\Phi_2$ , подано на рис. 1. Зазначимо, що при h < -2 всі ці функції швидко прямують до нуля, а при h > 3 виходять на свої асимптотики [3–5]:

$$\Phi_0(h) \to \sqrt{\pi/h}$$
,  $\Phi_1(h) \to \sqrt{\pi h}$ ,  $\Phi_2(h) \to \sqrt{\pi/h}/4h$ . (14)

Значення відповідних коефіцієнтів залежать від багатьох чинників: моделі лінзи, точки на каустиці, розмірів джерела, його орієнтації та напрямку траєкторії. Зауважимо, що залежність від орієнтації визначається формулами (8). При цьому очевидно, що внаслідок симетрії еліпса орієнтація  $\vartheta = \pi - \phi$  це те ж саме, що і  $\vartheta = -\phi$ . Отже, достатньо розглядати  $-\pi/2 < \vartheta \le \pi/2$ . У (8) заміна  $\vartheta \to -\vartheta$  приводить лише до зміни знака *B*, що, у свою чергу, зумовлює зміну знака  $\Lambda$  і тих доданків формул (12, 13), які пропорційні  $\Lambda$  в першому степені.

~ 13 ~

Із формул (14) бачимо, що при великих *h* функції  $\Phi_1(h)$ ,  $h\Phi_0(h)$  і  $4h^2\Phi_2(h)$  мають однакові асимптотики, пропорційні  $\sqrt{h}$ . Зрозуміло, що формулу (13) можна застосовувати лише за не дуже великих *h*. Обмеженість околу точки *h* = 0, у якому формула (13) має задану точність, звичайно, є наслідком застосування наближень.

Відзначимо цікаві частинні випадки формули (12).

ŀ

1) Під час перетину каустики центром джерела велика вісь еліпса дотична до каустики:

$$\vartheta = 0, \ A = \frac{1}{\tilde{a}^2}, \ B = \Lambda = 0, \ C = \frac{1}{\tilde{b}^2}, \ \Omega = 1,$$

$$\zeta_{tot,cr} = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tilde{b}|b|}} \left\{ \Phi_0 + \tilde{b} \left[ P\Phi_1 + Q\frac{\tilde{a}}{\tilde{b}}s\Phi_0 - \kappa \left(\frac{\tilde{a}}{\tilde{b}}\right)^2 \left(s^2 + \frac{1}{2}\right)\Phi_2 \right] \right\}$$
(15)

Цей вираз має таку саму структуру як і для колового джерела, але з додатковими множниками в окремих доданках. 2) Під час перетину каустики центром джерела велика вісь еліпса нормальна до каустики:

$$\vartheta = \pi/2$$
,  $A = \frac{1}{\tilde{b}^2}$ ,  $B = \Lambda = 0$ ,  $C = \frac{1}{\tilde{a}^2}$ ,  $\Omega = 1$ .

Для  $K_{tot.cr}$  отримуємо той самий вираз (15) із заміною  $\tilde{a} \leftrightarrow \tilde{b}$ 



Рис. 1. Графіки окремих складових формули (13)

3) Під час перетину каустики центром джерела велика вісь еліпса утворює з каустикою кут  $\pi/4$ :

$$\vartheta = \pm \pi/4 , \quad A = C , \quad \Lambda = \frac{b^2 - a^2}{\tilde{b}^2 + \tilde{a}^2} ,$$

$$\mathcal{K}_{tot,cr} = \frac{(A\Omega)^{1/4}}{2\sqrt{\pi|b|}} \left\{ \Phi_0 + \frac{1}{\sqrt{A\Omega}} \left[ P\Phi_1 + Q\left(s\Phi_0 \pm \Lambda\Phi_2\right) + \kappa \left[ \left( \pm \frac{1}{2}\Lambda s + \frac{1}{4}\Lambda^2 h \right) \Phi_0 - \left( \left(s \pm \Lambda h \right)^2 + \frac{1}{2} - \frac{3}{4}\Lambda^2 \right) \Phi_2 \right] \right] \right\}. \tag{16}$$

**Деякі приклади.** Залишаючи ретельне дослідження формули (13) для іншої публікації, проілюструємо її розрахунками модельних прикладів. Для визначеності коефіцієнтів *b*, *P*, *Q*, к потрібно задати модель лінзи й обрати точку на каустиці. Скористаємося моделлю лінзи Чанг – Рефсдала [1, 13, 14] з потенціалом

$$\Psi(x_1, x_2) = -0.2(x_1^2 - x_2^2) + 3\ln(x_1^2 + x_2^2).$$
(17)

Обмежимося розглядом однієї траєкторії джерела, ортогональної до каустики, і кількох цікавих орієнтацій еліпса. Велику піввісь опорного еліпса візьмемо рівною 0.5, а відношення осей еліпса чотирьом,  $\tilde{a} = 0.5$ ,  $\tilde{b} = 0.125$ . Колове джерело з тією ж світністю має радіус L = 0.25.

Відомо, що критична крива і каустика моделі Чанг – Рефсдала мають прості параметричні представлення [13, 14]. На рис. 2 зображено каустику, що відповідає потенціалу (17), траєкторію джерела, а також опорний еліпс у мить перетину каустики при ϑ = 0. Точка перетину каустики центром джерела вибрана подалі від каспів. При цьому параметри формули (2) мають такі значення: *b* = −0.213, *P* = 0.425, *Q* = 0.193, *к* = 0.318.

На рис. 3 подано криві підсилення критичних зображень для трьох орієнтацій еліпса щодо каустики (  $\vartheta$  = 0, π/4, π/2 ) і для колового джерела з тією ж світністю.

Зауважимо, що при обраних параметрах криві підсилення для випадків  $\vartheta = \pm \pi/4$  дуже близькі, тому ми наводимо лише одну з них. Також слід зауважити, що в розглядуваному прикладі крива підсилення еліптичного джерела при орієнтації  $\vartheta \approx 0.15\pi$  на око збігається з такою для кола. Це, звичайно, не означає, що їх не можна розрізніти при достатній точності вимірювань.

У табл. 1 наведено коефіцієнти залежності (13) для кожної з розглядуваних орієнтацій еліпса й аналогічно для кола. Ураховуючи поведінку окремих складових формули (13), яку зображено на рис. 1, бачимо, що вклади знайдених поправочних доданків, принаймні при розглядуваних розмірах джерел, можуть бути дуже суттєвими і досягати десятків відсотків.





Рис. 2. Каустика моделі (17) – суцільна крива, траєкторія джерела – штрихова, опорний еліпс – пунктир

Рис. 3. Криві підсилення для трьох орієнтацій еліптичного джерела і колового джерела з тією ж світністю

Таблиця 1

Коефіцієнти залежності (13) для розглядуваних прикладів

θ	$M \cdot K_0$	$M \cdot K_1$	$M \cdot K_2$	$M \cdot K_3$
0	1.730	0.642	-0.550	0
- π/4	1.013	0.084	0.095	-0.091
π/4	1.013	0.210	-0.030	-0.091
π/2	0.865	0.188	-0.004	0
0.15π	1.216	0.212	-0.027	-0.215
коло	1.223	0.179	-0.049	0

Обговорення. Отримана вище формула (12) дає наближену аналітичну залежність сумарного коефіцієнта підсилення двох критичних зображень еліптичного джерела з гаусівським розподілом поверхневої яскравості. Вона узагальнює аналогічну формулу для колового джерела, що була отримана в роботі [3]. Ця формула містить поправки, які є лінійними за розмірами джерела і враховують дисторсію лінзового відображення і кривину каустики. За заданої моделі гравітаційної лінзи і точки на каустиці, біля якої перебуває джерело, формула (12) описує залежність коефіцієнта підсилення від координат центра джерела, його розмірів й орієнтації щодо каустики. Відношення півосей та орієнтація еліпса при цьому є довільними. Ми також розглядаємо криві підсилення – тобто зміни коефіцієнта підсилення при прямолінійному русі джерела, траєкторія якого перетинає каустику. Саме ці зміни є безпосередньо спостережуваними. Як видно з отриманих формул, у наближенні прямолінійної каустики крива підсилення еліптичного джерела описується тією ж формулою, що і для кола. Отже, у цьому наближенні за кривою блиску принципово не можна відрізнити еліптичне джерело від колового. Однак при врахуванні знайдених поправок це вже не так.

Внаслідок лінійності формули (4) відносно яскравості формула (12) разом із раніше знайденими формулами для колових джерел із різними розподілами яскравості [5, 7, 8] дозволяє моделювати криві блиску для складніших джерел: серповидних, із "дірками", із плямами тощо. Як ми бачили, різні за формою джерела можуть мати дуже схожі криві блиску. Зважаючи на це, на нашу думку, актуальною залишається проблема визначення за кривою блиску інших характеристик джерела, окрім оцінки його розміру. Можна сподіватися, що теоретичний аналіз кривих підсилення джерел різноманітної форми допоможе краще розібратися в цій проблемі.

#### Список використаних джерел

1. Schneider P. Gravitational Lenses / P. Schneider, J. Ehlers, E.E. Falco. - Berlin, 1992.

2. Alexandrov A.N. Analytical theory of gravitational lensing: asymptotic formulas in the caustic vicinity and quadratic approximation / A.N. Alexandrov (in ukr.: Аналітична теорія гравітаційного лінзування: асимптотичні формули в околі каустики і квадратичне наближення) // Bull. Kyiv Nation. Taras Shevchenko Univ., Astronomiya. – 2007. – № 44. – Р. 21–29.

3. Alexandrov A.N. Brightness magnification factor for small Gaussian source near caustic of gravitation lens / A.N. Alexandrov, V.I. Zhdanov (in ukr.: Коефіцієнт підсилення блиску малого гаусівського джерела поблизу каустики гравітаційної лінзи) // Bull. Kyiv Nation. Taras Shevchenko Univ., Astronomiya. – 2009. – №. 45. – Р. 4–8.

4. Alexandrov A.N. Asymptotic formulas for the magnification of a gravitational lens system near a fold caustic / A.N. Alexandrov, V.I. Zhdanov, E.V. Fedorova // Astronomy Letters. – 2010. – Vol. 36, № 5. – P. 329–337.

5. Alexandrov A.N. Asymptotic expansions and amplification of a gravitational lens near a fold caustic / A.N. Alexandrov, V.I. Zhdanov // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 2011. - Vol. 417. - P. 541-554.

6. Alexandrov A.N. Asymptotic relations for high magnification events in presence of dark matter / A.N. Alexandrov, V.I. Zhdanov, S.M. Koval' (in ukr.: Асимптотичні формули для подій сильного мікролінзування з урахуванням темної матерії) // Bull. Kyiv Nation. Taras Shevchenko Univ., Astronomiya. – 2012. – № 49. – Р. 17–20.

7. Zhdanov V.I. Analytical methods in gravitational microlensing / V.I. Zhdanov, A.N. Alexandrov , E.V. Fedorova, V.M. Sliusar // ISRN Astronomy and Astrophysics. 2012, Article ID 906951, 21 p. doi:10.5402/2012/906951.

8. Zhdanov V.I. Qualitative problems in gravitational microlensing / V.I. Zhdanov, A.N. Alexandrov, E.V. Fedorova, V.M. Sliusar // Dark Matter. V. 2. Astrophysical Aspects of the Problem. – Kyiv, 2014. – P. 84–130.

9. Alexandrov A.N. Gravitational lens equation: critical solutions and magnification near folds and cusps / A.N. Alexandrov, S.M. Koval , V.I. Zhdanov // Advances in Astronomy and Space Physics. – 2012. – Vol. 2, issue 2. – P. 184–187. 10. Alexandrov A.N. Properties of the gravitational lens mapping in the vicinity of a cusp caustic / A.N. Alexandrov, V.I. Zhdanov, S.M. Koval // Odessa As-

tronomical Publications. - 2013. - Vol. 26/2. - P. 169-171.

Heyrovsky D. Microlensing of an elliptical source by a point mass / D. Heyrovsky, A. Loeb // Astrophys. J. – 1997. – Vol. 490. – P. 38–50.
 Gaudi B.S. Microlensing of elliptical sources by fold caustics / B.S. Gaudi, Z. Haiman // arXiv:astro-ph/0401035.

13. An J.H. The Chang-Refsdal lens revisited / J.H. An, N.W. Evans // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 2006. - Vol. 369(1). - P. 317-334.

14. Alexandrov A.N. Dynamic systems that describe Chang-Refsdal gravitational lens / A.N. Alexandrov (in ukr.: Динамічні системи, що характеризують гравітаційну лінзу Чанг-Рефсдала) // Bull. Kyiv Nation. Taras Shevchenko Univ., Astronomiya. – 2017. – Т. 56 (2). – С. 25–36.

Надійшла до редколегії 07.04.18

Александров А.Н., канд. физ.-мат. наук,

Жданов В.И., д-р физ.-мат. наук

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Куйбаров А.В., студ. КПИ им. Игоря Сикорского, Киев

### ГРАВИТАЦИОННОЕ МИКРОЛИНЗИРОВАНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ВБЛИЗИ КАУСТИКИ-СКЛАДКИ

Рассмотрен коэффициент усиления блеска протяженного источника, который имеет гауссовское эллиптическое распределение поверхностной яркости и находится вблизи каустики-складки гравитационно-линзовой системы. Для него получена аналитическая формула, которая учитывает второе приближение по параметру близости к каустики. В этом приближении принимаются во внимание соответствующие производные линзового потенциала вплоть до пятого порядка. Найденная формула содержит зависимость коэффициента усиления от координат центра источника, его геометрических размеров и его ориентации относительно каустики. На модельном примере сравниваются аналитические расчеты кривых усиления для разных ориентаций эллиптического источника, а также кругового источника с той же светимостью.

Ключевые слова: гравитационные линзы, каустика-складка, микролинзирование, эллиптический источник, коэффициент усиления, аналитические формулы

Alexandrov A.N., Ph. D., Zhdanov V.I., Dr. Sci. Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv; Kuybarov A.V., student Igor Sikorsky Polytechnic Institute, Kyiv

#### **GRAVITATIONAL MICROLENSING OF AN ELLIPTICAL SOURCE NEAR A FOLD CAUSTIC**

We consider the amplification factor for the luminosity of an extended source near the fold caustic of the gravitational lens. It is assumed that the source has elliptical shape, and the brightness distribution along the radial directions is Gaussian. During the microlensing event the total brightness of all microimages is observed, which changes when the source moves relative to the caustic. The main contribution to the variable component is given by the so-called critical images that arise/disappear at the intersection of the caustic by the source. The amplification factor for the critical images of an extended source is given by the following formula

$$K_{tot,cr}\left(Y_{c,i}\right) = \frac{\iint K_{cr}(y_i) B(y_i - Y_{c,i}) dy_1 dy_2}{\iint B(z_i) dz_1 dz_2}$$

Here  $B(z_i)$  is the brightness distribution of the source in the coordinate system associated with its center;  $Y_{c_i}$  are the coordinates of this center in the coordinate system with origin at the caustic point;  $K_{cr}(y_i)$  is the total amplification of two critical images of the point with the coordinates *Y<sub>i</sub>*. Brightness of the elliptical source in its own coordinate system is

$$B(z_j) = \exp\left\{-\left[\left(\frac{z_1}{\tilde{a}}\right)^2 + \left(\frac{z_2}{\tilde{b}}\right)^2\right]\right\}$$

where  $\tilde{a}$  and  $\tilde{b}$  are the semi-major and semi-minor axis of the reference ellipse.

Earlier, by an expansion in the generalized Taylor series in the neighborhood of the point  $y_i = 0$ , a formula for  $K_{cr}(y_i)$  was obtained, which takes into account the derivatives of the lens potential up to the fifth order (Alexandrov et al // Astron. Lett., 2010). It was used to calculate the amplification of a pair of critical images of an extended circular source with various brightness profiles (Alexandrov, Zhdanov // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2011). In the present paper we obtained an analogous formula for elliptical Gaussian source. The formula involves a dependence on the coordinates of the source centre, its geometric dimensions, and its orientation relative to the caustic. We show that in the linear caustic approximation the amplification of the circular and elliptical sources is described by the same (rescaled) formula. However, in the next approximations the differences are significant. We compare analytical calculations of the amplification curves for different orientations of an elliptical source and for a circular source with the same luminosity for the model example.

Key words: gravitational lenses, fold caustic, microlensing, elliptical source, amplification factor, analytical formulas

УДК 52-852; 524.1; 551.51

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

### КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ Й АЕРОЗОЛІ В ЗЕМНІЙ АТМОСФЕРІ

Однією з гіпотез для пояснення змін земного клімату є вплив зовнішніх космічних чинників, зокрема космічних променів галактичного походження, які є основним джерелом іонізації молекул у тропосфері. Відомо, що за умов достатньої перенасиченості пари води й інших речовин іони стають центрами конденсування цієї пари у краплі рідини й утворення аерозольних частинок. Конденсування водяної пари на аерозольних частинках в атмосфері призводить до утворення хмар, які є одним із головних чинників метеорологічних процесів й у значній мірі впливають на клімат у регіональному та глобальному масштабах. Ці факти були покладені в основу гіпотези про можливий вплив космічних променів на кількість і фізичні властивості хмар та на клімат. Проте досі результати пошуків тісного зв'язку між змінами потоку космічних променів під впливом сонячної активності (т. зв. явища Форбуша) та станом хмарності в атмосфері мають низький рівень достовірності, суперечливі і є предметом наукових дискусій. Головна проблема

– пошук відповідних фізичних механізмів, які забезпечували б в атмосферних умовах достатню ефективність формування аерозольних частинок під дією космічних променів, щоб пояснити спостережувані характеристики хмар. У статті розглянуто та проаналізовано механізми утворення молекулярних кластерів та їхнього зростання до розмірів аерозольних частинок у земній атмосфері і роль у них іонів, утворюваних космічними променями. Також наведено огляд спостережних даних про ефективність ядроутворення та зростання аерозольних частинок в атмосфері, внесок іонів і модельних оцінок впливу цих процесів на динаміку атмосфери та кліматичні параметри. Зроблено висновки про вплив ядроутворення на оптичні характеристики аерозольних частинок і можливість дистанційних спостережень явищ ядроутворення.

Ключові слова: космічні промені, земна атмосфера, іонізація, ядроутворення, аерозолі.

Вступ. Одним з аспектів вивчення космічних променів (КП) є дослідження явищ, що відбуваються при їхньому вторгненні в земну атмосферу. Головним механізмом впливу КП на стан земної атмосфери є іонізація молекул, зокрема КП є головним джерелом іонізації молекул повітря нижче 40–35 км [1, 2]. Через іонізацію молекул атмосфери КП впливають на перебіг хімічних реакцій у ній, зокрема на утворення нітратів і, як наслідок, на озоновий шар [1, 4]. У зв'язку з іонізацією молекул у тропосфері опубліковані численні дослідження про можливий зв'язок між варіаціями потоку КП, зокрема через вплив сонячної активності, та довгостроковими змінами земного клімату (див. напр. [1] та наведені там літературні джерела, а також пізніші дослідження, напр. [3–5]). Оцінки впливу КП на зміни клімату містяться й у звітах Міжурядової групи експертів зі змін клімату [9]. У науковій літературі із цієї проблеми наводяться результати досліджень взаємозв'язку між змінами метеорологічних, кліматичних і геофізичних параметрів та потоками космічних променів як галактичного і міжгалактичного походження, так і променів сонячного вітру. Головним механізмом такого зв'язку розглядається вплив КП на інтенсивність утворення й оптичні властивості хмар, пов'язаних, у свою чергу, із вмістом в атмосфері і характеристиками аерозольних частинок.

Аерозолі, як істотний кліматотвірний чинник, відіграють важливу роль у перетвореннях сонячної енергії в земній атмосфері. Аерозольні частинки, крім того, що розсіюють та частково поглинають випромінювання в широкому діапазоні оптичного спектру, зменшуючи його потік на земну поверхню (прямий радіаційний ефект), ще й відіграють роль ядер конденсування водяної пари, впливаючи таким чином на формування хмарного покриву (непрямий радіаційний ефект). Площа хмар, їхня щільність й оптичні характеристики є одним із головних параметрів, що впливають на радіаційний баланс системи атмосфера – земна поверхня, на кількість накопиченої в цій системі енергії і, таким чином, на формування глобального та регіонального клімату [7–9]. У зв'язку із цим природно постає питання про характеристики аерозольних частинок, найважливіші для тих чи інших аспектів їхнього впливу на енергетичний баланс земної атмосфери, що пов'язано з походженням аерозолів та їхньою еволюцією в атмосфері. Відомо, що аерозольні частинки надходять в атмосферу із земної поверхні (ґрунтовий пил, морська сіль із поверхні океану, попіл при вулканічних виверженнях, унаслідок горіння біомаси при пожежах рослинності, спалюванні різного виду палива в печах і двигунах тощо), з космосу при метеорних явищах та падінні метеоритів, а також утворюються в атмосфері з газів-прекурсорів та водяної пари. Цей останній механізм найменш вивчений, незважаючи на значну кількість наукової літератури із цього питання. У загальних рисах процес утворення аерозольних частинок складається із двох етапів: спочатку відбувається утворення зародків (ядер) із молекул газів під впливом певних чинників і зростання їх до критичного розміру, і наступний етап – зростання краплі рідини на цьому зародку. Ефективність процесу утворення зародків (ядроутворення) залежить від концентрації відповідних молекул та фізичних умов у певному об'ємі атмосфери.

Для досліджень зв'язку між варіаціями потоку космічних променів і вмістом аерозолів в атмосфері та хмарністю використовують дані як космічних, так і наземних дистанційних і місцевих (in situ) вимірювань характеристик аерозольних частинок і площі та щільності хмар. Результати низки досліджень вказують на зв'язок між відносним умістом дрібнодисперсного аерозолю, параметрами хмарного покриву та потоком космічних променів, переважно галактичних з енергіями ~108–109 МеВ і вище, що надходять на Землю [3], однак загалом результати таких досліджень суперечливі. Так, автори [10] за даними Міжнародного супутникового проекту з досліджень хмар (ISCCP – The International Satellite Cloud Climatology Project, https://isccp.giss.nasa.gov), супутникового приладу MODIS (https://modis-atmos.gsfc.nasa.gov) та Міжнародної мережі автоматичних сонячних фотометрів AERONET (Aerosol Robotic Network, https://aeronet.gsfc.nasa.gov), дослідивши 26 явищ раптового зниження потоку КП, відомого як ефект Форбуша, виявили зв'язок між сонячною активністю, потоком КП, оптичною товщиною аерозолів у всій товщі атмосфери та площею низъких хмар у глобальному масштабі. Однак автори [11], використавши ту ж саму базу даних про характеристики хмар (ISCCP), не виявили жодного істотного відгуку в характеристиках хмар на події Форбуша ні у глобальному, ні в регіональному масштабах. Проте ці дослідники проаналізували значно меншу кількість подій Форбуша (лише 6) упродовж одного 11-річного циклу сонячної активності і використали інший метод аналізу, ніж попередні, хоча аналізували хмари й інтенсивність іонізації молекул повітря в різних діапазонах висот у тропосфері з урахуванням геомагнітного поля на час подій Форбуша. Вчені вважали, що концентрація зародків ядер конденсації (CCN – Cloud Condensation Nuclei) має істотно зменшитися впродовж 1–2 діб після події Форбуша і відновитися приблизно через тиждень після неї. Цей критерій був сформульований на оцінках інтенсивності ядроутворення та швидкості зростання крапель за участі молекул сірчаної кислоти. При цьому вони не враховували можливого впливу атмосферного переносу ядер конденсації.

Спостереження за формуванням аерозольних частинок на станції SMEAR II у Фінляндії впродовж сонячного циклу 1996–2008 рр. були виконані авторами [12]. Їхній аналіз показав, що жодна з величин, пов'язаних із формуванням нових частинок, не корелює з інтенсивністю іонізації атмосфери космічними променями. Також був перевірений внесок іонів до формування нових частинок на основі нових наземних спостережень і вимірювань на літаках. Автори дійшли висновку, що внесок іонів становить зазвичай не більше 10 % до загальної кількості нових утворених частинок, що може пояснити відсутність кореляції між інтенсивністю спричиненої КП іонізації і формуванням аерозолів. Головний висновок полягає в тому, що галактичні КП відіграють незначну роль у формуванні атмосферних аерозолів, а також й у впливі на клімат.

Для виявлення й оцінювання відгуку характеристик хмарності на зміни потоку галактичних космічних променів дослідники проаналізували ряди даних про параметри хмар за вимірюваннями супутникового приладу MODIS над віддаленими від суходолу субтропічними акваторіями океанів південної півкулі [13]. Вибір цих регіонів обґрунтовується тим, що тут низький вміст аерозолів, а хмари характеризуються низькою концентрацією крапель та їхніми великими розмірами і, відповідно, високою відбивною здатністю для світла, що робить вимірювання особливо чутливими до концентрації крапель. Для аналізу використані площа хмар над відповідним регіоном, ефективний радіус крапель, уміст води у хмарі й оптична товщина хмар. Загалом використані 22 події Форбуша впродовж 2000–2005 рр. з амплітудами від 5 до 22 % для досліджень кореляції їхніх змін зі змінами потоку КП. Висновок авторів: варіації характеристик хмар не показують статистично значимої кореляції зі змінами потоку ГКП, хоча в певних регіонах такі кореляції спостерігаються, особливо для подій Форбуша з більшими амплітудами. З огляду на це вчені роблять висновок, що їхні дослідження не дозволяють виявити достовірний вплив ГКП на формування хмар, найімовірніше через недостатню кількість розглянутих значних подій Форбуша.

I, нарешті, в останній за часом роботі [14] для пошуку зв'язку між потоком галактичних КП і змінами в земній атмосфері використали дані приблизно 130 нейтронних моніторів по усій земній кулі, дані мюонного телескопа у Нагойя (Японія), дані супутникових вимірювань спектрального розподілу й інтегральної інтенсивності оптичного сонячного випромінювання, дані про аерозолі в земній атмосфері за вимірюваннями AERONET, супутникові дані про параметри хмар і вміст у них рідкої води. Усього оцінювали шість параметрів, що характеризували стан хмарності: оптична товщина і коефіцієнт випромінювання хмар, вміст рідкої води у хмарах і її оптична товщина, концентрація ядер конденсації водяної пари (тобто дрібних аерозольних частинок) у стовпі атмосфери, ефективний радіус крапель у хмарах. Розвиток атмосферної зливи при вторгненні КП і відповідна ефективність іонізації атмосфери моделювалися методом Монте-Карло за допомогою моделі CORSIKA для діапазону зенітних відстаней 0°-70° і діапазону енергій 1-1000 Гев. При цьому найбільша ефективність іонізації виявлена на висотах 12–13 км і становить приблизно 25 іонних пар/с см<sup>3</sup> під час максимуму сонячної активності і приблизно 17 іонних пар/с см<sup>3</sup> під час мінімуму. З розгляду 26 найбільших подій Форбуша впродовж 1987-2007 рр. було виявлено кореляцію між амплітудою подій Форбуша та змінами фізичних властивостей аерозолів і хмар у всіх використаних рядах даних. Ці результати, як стверджують автори, з високою достовірністю показали існування впливу подій Форбуша на мікрофізичні характеристики хмар і підтвердили очікувану послідовність фізичних явищ, відповідальних за спостережувані кореляції: викид речовини із сонячної корони – зменшення потоку галактичних КП – зменшення рівня іонізації земної атмосфери – зменшення інтенсивності ядроутворення – зменшення концентрації ядер конденсування пари – зменшення кількості крапель у хмарах – збільшення розмірів крапель, зменшення площі, оптичної товщини і коефіцієнта випромінювання хмар. Також збільшення розмірів крапель приводить до збільшення ймовірності опадів та зменшення кількості води у хмарах.

У згаданих тут та в багатьох інших публікаціях методологія досліджень впливу космічних променів на стан і процеси у кліматичній системі Землі, а відповідно й результати, у більшій чи меншій мірі пов'язані з моделюванням фізичних механізмів взаємодії КП з атмосферою. Ідея про роль КП в утворенні аерозольних частинок в атмосфері пов'язана з явищем утворення крапель у камері Вільсона чи у дифузійних камерах уздовж треку елементарної частинки з достатньо високою енергією. Ці краплі утворюються у перенасиченій парі води чи іншої речовини унаслідок іонізації молекул пари і наступного утворення кластерів молекул, через що середовище стає двофазним, створюючи можливості для фазових переходів. Як показують результати експерименту з моделювання взаємодії високоенергетичних частинок з молекулами пари різних речовин у спеціальній камері, що проводиться у CERN [15–17], в атмосферних умовах іонізування молекул космічними променями на рівні тропосфери підвищує продуктивність процесів утворення дрібнодисперсних аерозольних частинок і конденсування на них водяної пари у краплі води. Головною проблемою при цьому залишається кількісна оцінка ефективності цих механізмів, що зумовлюють зв'язок між космічними променями й умістом дрібнодисперсного аерозолю та хмарністю. При оцінюванні ефективності та продуктивності такого механізму необхідно враховувати як фізичні умови для відповідних фазових переходів в атмосфері [18, 19], так і вплив на рухливість (тобто і на здатність до кластерування) утворених космічними променями іонів локальних електричних полів у земній атмосфері і глобального електричного поля Землі [18, 20–22]. Однак поки-що теоретичними методами складно визначити ефективність цих механізмів утворення аерозолів і їхній внесок у загальний вміст аерозолів у земній атмосфері та на їхні оптичні характеристики. Крім того, аерозолі різного типу надходять до атмосфери з багатьох інших джерел, розташованих на поверхні Землі.

Критичним процесом для досліджень є зростання новоутворених частинок до розмірів, що дозволяють їх виявляти, зокрема спостерігатися дистанційно через розсіювання світлових хвиль. Розміри, хімічний склад і фізичні характеристики частинок, утворюваних із газів-прекурсорів, залежать від речовин, що беруть участь у кластеризації, і від подальшого механізму їхнього зростання. Час існування вже утворених стійких кластерів дуже короткий через їх коагуляцію із більшими частинками. Новоутворені частинки зростають зі швидкістю приблизно 1–20 нм за годину залежно від кількості молекул відповідних газів [18]. У полярних регіонах ця швидкість значно нижча, ~0.1 нм за годину. Крім того, швидкість зростання частинок улітку у кілька разів вища, ніж узимку.

Процеси кластерування й утворення наночастинок спостерігаються і за допомогою спеціального обладнання (лічильники частинок, аналізатори мобільності частинок тощо) у приземному повітрі в окремих місцевостях, й у вільній тропосфері з літаків та повітряних куль. Найчастіше ядроутворення виявляється в таких регіонах: 1) вільна тропосфера поблизу тропопаузи та біля конвективних хмар; 2) у північних лісах; 3) в урбанізованих регіонах; 4) у прибережних зонах Європи й США [23–25]. Очевидно, що тут присутня спостережна селекція – спостереження виконуються у найдоступніших умовах, через складність відповідного обладнання.

**Механізми утворення ядер (ядроутворення) і конденсування пари в земній атмосфері.** Загалом фазовий перехід від пари до рідини в однофазному середовищі сам по собі може відбуватися дуже повільно. Так, за відносної вологості чистого повітря 200 % і температури +20°С (293 К), чого ніколи не трапляється в реальній атмосфері Землі, швидкість перетворення усієї пари в ядра водяних крапель становить порядку 10<sup>-54</sup> крапель у см<sup>3</sup> за секунду, тобто, щоб за таких умов в 1 см<sup>3</sup> утворилася одна крапля, потрібен час порядку 10<sup>54</sup> с (~3·10<sup>46</sup> років). Проте насправді в атмосфері водяні краплі утворюються надзвичайно швидко за відносної вологості, що лише трохи перевищує 100 %, і це завдяки присутності в повітрі аерозольних частинок або навіть надзвичайно малих кластерів молекул. Якщо утворюється таке ядро, то подальше конденсування пари на ньому відбувається доволі швидко [18, 19]. Фор-

мування цих нових крапель відбувається у два етапи. Спочатку внаслідок випадкових зіткнень між нейтральними молекулами або молекулам й іонами утворюються кластери з так званим критичним розміром ~1 нм, які потім, за відповідних умов, можуть зрости до розмірів ~10–100 нм і стати ядрами конденсування пари й утворення крапель. Критичний розмір кластера зумовлюється бар'єром вільної енергії Гібса, що виникає згідно із другим законом термодинаміки і який повинні долати молекули й іони для приєднання до кластера. Цей енергетичний бар'єр виникає у зв'язку із формуванням поверхні іншої фази, за якого виникає енергія поверхневого натягу цієї поверхні. За критичного розміру кластера цей бар'єр максимальний і відповідає умові рівності 0 похідної від вільної енергії системи кластер – навколишні молекули відповідного газу по відстані від центра кластера. Ця умова відповідає кінетичній рівновазі молекул, що приєднуються до кластера та від'єднуються від нього, або ж рівності тиску навколишньої атмосфери і тиску насиченої пари речовини, з якої складається кластер, над його поверхнею, тобто мінімальній швидкості зміни розмірів кластера. Кластерування може відбуватися лише в умовах перенасичення пари відповідної речовини, і його критичний розмір *R*с залежить як від зовнішніх умов в атмосфері (тиск і температура), так і фізичних та хімічних властивостей молекул речовини, що кластеризується:

$$R_{Cr} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot V_{Mol}}{kT \cdot ln \left(\frac{P}{P_{Sat}}\right)},$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу кластера; *V<sub>Mol</sub>* – об'єм молекули речовини, що кластеризується; k і T – відповідно стала Больцмана і температура середовища; *P* і *P<sub>Sat</sub>* – тиск перенасиченої пари та тиск насиченої пари над поверхнею кластера відповідно (див. напр. [26, с. 18]). Критичний розмір кластера відповідає метастабільному стану системи, а випадкове приєднання або від'єднання однієї молекули порушує цю рівновагу і призводить або до швидкого зростання, або ж до розпаду (випаровування) кластера. Як відомо із фізики, тиск насичення пари над випуклою поверхнею рідини значно перевищує тиск насичення над плоскою поверхнею (ефект Кельвіна [26, 18, 19]), що накладає істотне обмеження на можливість зростання кластерів, оскільки потребує достатньої кількості молекул відповідної речовини у місці утворення крапель. Рівень перенасичення пари в атмосфері впливає на розмір і властивості утворюваних ядер. Збільшення перенасичення пари призводить до зменшення критичного розміру кластера (див. формулу вище) і висоти енергетичного бар'єру, призводячи до зростання швидкості ядроутворення.

У теорії фазових переходів однорідним (гомогенним) називають ядроутворення лише в парі, за відсутності речовини іншої фази. Неоднорідним (гетерогенним) називають ядроутворення (конденсування), що відбувається на твердих частинках (аніонах) або на поверхні рідини. Крім того, процес ядроутворення і конденсування може бути гомомолекулярним, за участі лише молекул однієї й тієї ж речовини, або гетеромолекулярним, за участі молекул двох і більше речовин. Відповідно, можливі чотири комбіновані процеси: однорідно-гомомолекулярний, однорідногетеромолекулярний, неоднорідно-гомомолекулярний і неоднорідно-гетеромолекулярний [18, 19].

В атмосферних умовах гомомолекулярне кластерування водяної пари буває лише гетерогенним, на вже утворених зародках або ж на аерозольних частинках, що вже присутні в атмосфері. Гетерогенне ядроутворення може відбуватися за істотно нижчої перенасиченості пари, ніж гомогенне, і тому цей механізм найефективніший у випадку водяної пари. Нижча перенасиченість пари при гетерогенному ядроутворенні зумовлена тим, що поверхні пилинок зазвичай не сферичні, а радіуси сферичних крапель набагато більші, ніж радіуси новоутворених кластерів, і відповідно менше впливає ефект Кельвіна. Присутність іонів також сприяє конденсуванню пари, оскільки потрапляння їх на поверхню кластера також зменшує його поверхневий натяг і знижує тиск насиченої пари [18, 19, 26]. Гомогенне ядроутворення наночастинок в атмосфері завжди гетеромолекулярне, за участі двох (бінарне), трьох (потрійне) і більше речовин у газовому стані. Потенціал таких речовин до ядроутворення, найімовірніше, визначається їхнім вмістом і концентрацією в атмосфері, леткістю і хімічною активністю. У випадку суміші пари двох і більше речовин, жодна з яких не перенасичена, кластерування і ядроутворення можливі, якщо ця суміш пари перенасичена відносно пари їхнього розчину. Іншими словами, гетеромолекулярне ядроутворення може відбуватися, коли суміш пари недонасичена відносно кожної із чистих речовин, але перенасичена відносно розчину цих речовин. Найважливішими складовими бінарного ядроутворення в атмосфері є сірчана кислота H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, і вода. Тиск насичення пари H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> достатньо низький за атмосферних умов, й у присутності водяної пари він стає ще нижчим. Дослідження показали, що для ефективного кластерування і ядроутворення достатньо концентрації молекул пари цієї кислоти ~10<sup>5</sup> молекул/см<sup>3</sup> [18, 19].

Розміри і хімічний склад кластерів критичного розміру в атмосфері ще недостатньо відомі через брак аналітичних методів для прямих їхніх вимірювань. Непрямі вимірювання та теоретичні оцінки показують, що критичні розміри ядер становлять порядку 1 нм і складаються вони з відносно невеликої кількості молекул, що утримуються разом нековалентними силами Ван дер Ваальса. Оскільки молекули відомих речовин, що беруть участь у ядроутворенні, мають істотний дипольний момент та/або містять атом водню, з'єднаний із негативним іоном (азоту або кисню), то електростатична взаємодія (у т. ч. й через поляризацію молекул) і водневий зв'язок мають відігравати важливу роль у формуванні найдрібніших кластерів. Зі зростанням кластера стає можливим перехід протона від кислотної частини кластера (наприклад H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>) до основної частини (наприклад H<sub>2</sub>O) у кластері. Утворення іонних пар може істотно збільшити швидкість ядроутворення через зменшення вільної енергії критичних кластерів. Проте сучасне розуміння ролі переходу фотона й інших можливих хімічних процесів при утворенні молекулярних кластерів в атмосфері усе ще неадекватне [19]. Загалом розміри утворюваних в атмосфері частинок можуть змінюватися на понад п'ять порядків, від розмірів стабільного кластера (~1 нм) до дощових крапель (~1 мм).

Отже, швидкість утворення кластерів і зростання частинок контролюється п'ятьма ключовими параметрами [22]: концентрацією молекул якоїсь речовини, крім водяної пари (наприклад сірчаної кислоти) в об'ємі атмосфери, температурою, відносною вологістю, швидкістю іонізації, площею поверхні вже присутніх частинок (ядер).

~ 19 ~

**Теорії ядроутворення** створюють для опису еволюції популяції кластерів в об'ємі атмосфери, тобто швидкості і механізмів, за яких кластери зростають і розпадаються. Зростання кластера може бути представлене як оборотний покроковий кінетичний процес в одно- або багатокомпонентній системі. За один крок до кластера може бути приєднана або від'єднана одна молекула. Швидкість ядроутворення характеризується швидкістю зростання кластерів критичного розміру:  $J = k_i^{+} \cdot C_i$ , де *i* – число молекул у кластерів розміру *i* (тобто із числом молекул *j*). У випадку кластера (стала швидкості зростання),  $C_i$  – концентрація кластерів розміру *i* (тобто із числом молекул *j*). У випадку кластера критичного розміру швидкість зростання кластерів розміру (*i*+1), де *i* – число молекул у кожному з них – дорівнює швидкості розпаду, тобто швидкості формування кластерів із розміром (*i*-1):  $k_i - C_i = k_i^{+} \cdot A_i \cdot C_i$ , де  $k_i^{-}$  – стала швидкості втрати молекул та кластерів розміру *i*. Сталі швидкості приєднання і втрати молекул можуть бути обчислені за допомогою кінетичних теорій, таких як теорія перехідного стану для хімічних реакцій [27]. Для кожного кластера відношення коефіцієнтів швидкості зростання і розпаду перебувають у балансі [19]:

$$\frac{\mathbf{k}_{i-1}^{+}}{\mathbf{k}_{i}^{-}} = \frac{\mathbf{Q}_{Ci}}{\mathbf{Q}_{Ci-1} \cdot \mathbf{Q}_{Ai-1}} \cdot \exp\left(\frac{\mathbf{D}_{Ci}}{\mathbf{k}T}\right),$$

де Q<sub>Ci</sub> – статистична сума розподілів молекул за станами для ядер критичного розміру; Q<sub>Ci-1</sub> і Q<sub>Ai-1</sub> – статистичні суми для ядер розміру (*i*–1) і молекул (мономерів) відповідно; D<sub>Ci</sub> – енергія зв'язку ядер критичного розміру з мономерами і кластерами розміру (*i*–1). З іншого боку, стала швидкості розпаду кластерів обчислюється як [19]:

$$k_i^- = \frac{kT}{h} \cdot \frac{\mathbf{Q}_{Ci}^*}{\mathbf{Q}_{Ci}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right),$$

де h – стала Планка; Q<sub>Ci</sub>\* – статистична сума для перехідного стану; ⊿E – енергія перехідного стану для кластера критичного розміру. Статистичні суми для цих рівнянь обчислюються за класичною статистикою для поступального й обертального руху, і за квантовою механікою для коливального. Частоти коливань, моменти інерції й енергії реакцій визначаються методами квантової хімії. Очевидно, що при ядроутворенні відношення цих коефіцієнтів повинно бути > 1, тобто швидкість приєднання молекул до кластерів має перевищувати швидкість випаровування цих кластерів.

Для опису процесу ядроутворення використовують різні підходи, залежно від прийнятих припущень і наближень. Феноменологічні теорії, такі як класична теорія ядроутворення, намагаються визначити вільну енергію критичних ядер із макроскопічних параметрів, таких як поверхневий натяг і густина краплі рідини. Деякі кінетичні теорії визначають розподіл кластерів і швидкість утворення, обчислюючи сталі швидкостей приєднання і від'єднання молекул, уникаючи явного оцінювання енергії формування кластерів із макроскопічних параметрів. Методи молекулярної динаміки, моделювання за методом Монте-Карло і теорія функціонала густини застосовують перші принципи для обчислень структури кластерів і вільної енергії формування кластерів [19].

Класична теорія ядроутворення використовує термодинамічні і кінетичні методи для оцінювання змін вільної енергії Гібса на початковій стадії зародження і формування кластера та для обчислень швидкості його зростання. Швидкість ядроутворення є функцією коефіцієнтів швидкостей приєднання та випаровування молекул певного типу. Ці коефіцієнти обчислюються або на основі кінетичної теорії газів для умов земної атмосфери, або з умови рівноваги хімічних потенціалів рідинної та газоподібної фази речовини при кількох важливих припущеннях. По-перше, молекули переходять із газової фази в рідинну за одного й того ж тиску. Вільна енергія при цьому не змінюється, оскільки обидві фази перебувають у стані насичення та рівноваги за однакового тиску. Кластери, що складаються з невеликої кількості молекул, мають чітку поверхню і той самий поверхневий натяг, що й рідина. Це найважливіше припущення, що покладене в основу класичної теорії ядроутворення і має назву "наближення капілярності" [18, 19]. Таким чином, ця теорія дозволяє оцінити розподіл утворених частинок за розмірами.

Класична теорія може бути застосована як для гомогенного гомомолекулярного, так і для гетеромолекулярного ядроутворення. Наприклад, у випадку бінарного кластерування вільна енергія залежить від концентрації молекул двох речовин, і критичний розмір ядра відповідає сідловій точці на двовимірній поверхні вільної енергії Гібса. Випадкове приєднання до такого кластера однієї молекули будь-якої із двох речовин призводить до його подальшого спонтанного зростання. Класична теорія забезпечує компактні аналітичні формули для критичного насичення пари і для швидкості ядроутворення, засновані на вільній енергії формування критичних ядер, одержаній із вимірювань властивостей крапель рідини для багатьох речовин. Вона дозволяє одержати розумні оцінки рівня перенасичення пари, проте при відтворенні швидкості ядроутворення часто її результати відрізняються на порядки величин для багатьох речовин й експериментальних умов. Зокрема, швидкість ядроутворення недооцінюється за низьких температур і переоцінюється за високих, а критичне перенасичення істотно недооцінюється для молекул із сильною взаємодією, таких як органічні карбоксилові кислоти. Одним із недоліків цієї теорії є апроксимація поверхні критичного кластера сферою із чіткою межею та із тією ж густиною речовини, що і відповідної рідини (припущення капілярності). Зокрема молекулярна динаміка і теорія функціоналу густини показують, що поверхневий натяг ядра зменшується зі зменшенням його розмірів, а швидкість ядроутворення надзвичайно чутлива до поверхневого натягу й об'єму молекул, отож навіть незначні зміни цих параметрів призводять до її зміни на багато порядків. Оцінки показують, що класична теорія не працює для кластерів із числом молекул < 10. Крім того, з її рівнянь випливає, що вільна енергія Гібса не дорівнює 0 для "кластера" з однієї молекули, що не має фізичного змісту [19]. Також припущення про стабільний стан популяції кластерів критичного розміру впродовж усього процесу ядроутворення і про те, що концентрація мономерів буде набагато більшою, ніж концентрація субкритичних кластерів, може бути неправильним для широкого діапазону умов ядроутворення в атмосфері. У випадку швидкого ядроутворення значна частина ядер утворюється унаслідок взаємодії між кластерами, призводячи до недооцінки цієї швидкості феноменологічними теоріями порівняно з кінетичними.

Точне обчислення швидкості ядроутворення вимагає точного представлення міжмолекулярної взаємодії у комбінації з теоретичним механізмом, що пов'язує енергію взаємодії зі сталими швидкості і прийнятного статистичного механізму для точного визначення вільної енергії. Існує чимало кінетичних теорій для обчислення розподілу кластерів і сталих швидкості ядроутворення, які уникають явного оцінювання енергії формування кластерів із макроскопічних параметрів. Вони обчислюють швидкості зростання та розпаду кластерів незалежно, розв'язуючи рівняння, що описують рух окремої молекули в потенціальній ямі навколо кластера. Припускається, що кластер має чітку межу й однорідну густину, що дорівнює густині відповідної рідини (теорія Ракенштейна, див. [19]). Параметри потенціалу взаємодії варіюються, щоб одержати правильну густину рідини і коефіцієнт поверхневого натягу для великого сферичного кластера. Ця теорія зводиться до класичної для великих кластерів. У пізніших версіях припущення про однорідність густини усувається шляхом використання теорії функціонала густини.

У теорії динамічного ядроутворення ядроутворення у парі трактують як багатокроковий процес бінарних зіткнень між молекулами та кластерами. Шляхом розв'язування кінетичних рівнянь, що явно враховують взаємодію молекул, визначаються параметри еволюції кластера. Зокрема обчислюється стала розпаду кластера (див. відповідне рівняння вище, розд. 2.1). Сталу швидкості зростання кластера обчислюють потім із відношення між сталими розпаду та зростання і з використанням різниці у вільній енергії Гельмгольца між близькими за розміром кластерами з умови балансу, як й у більшості інших теорій, у т. ч. й класичній. Критичний стан у динамічній теорії характеризується роздільною поверхнею у фазовому просторі, що розділяє стан реагентів від стану створених продуктів реакції за умови детального балансу між сталими швидкості приєднання та від'єднання молекул. Динамічна теорія показує добру узгодженість з експериментальними та спостережними даними для ядроутворення в чистій воді і може бути розширена на багатокомпонентні системи [19].

Молекулярна динаміка і метод Монте-Карло використовують перші принципи для обчислень вільної енергії при формуванні кластера та його структури. Метод Монте-Карло стохастичний і моделює еволюцію ансамблю молекул, створюючи випадкові конфігурації і відбираючи їх відповідно до певних критеріїв. Навпаки, класичний метод молекулярної динаміки використовує закони Ньютона для явного моделювання траєкторій усіх молекул, що беруть участь у фазовому переході. Траєкторії визначаються задаванням початкових положень і моментів молекул та потенціалом міжмолекулярної взаємодії. Наявність зародка нової фази визначається щільністю молекул, числом зв'язків на молекулу, хімічним потенціалом молекул у новій фазі або іншими характеристиками. Ця інформація використовується для обчислень сталих швидкості зростання і розпаду зародка та швидкості ядроутворення. Оскільки не існує аналітичного розв'язку задачі багатьох тіл, то обчислення за методами молекулярної динаміки або Монте-Карло потребують багато обчислювальних ресурсів. Це накладає обмеження на число молекул, що можуть бути залучені до моделювання, на об'єм простору і час інтегрування, тому пряме моделювання ядроутворення непрактичне. Альтернативою прямому моделюванню є методи зміщеної вибірки, наприклад метод парасольки (Umbrella sampling) [28].

Для класичних методів молекулярної динаміки і Монте-Карло потрібно знати реалістичний міжмолекулярний потенціал. Потенціал Ленарда – Джонса неприйнятний для молекул речовин, що розглядаються при моделюванні ядроутворення, таких як вода, сірчана кислота й інші імовірні атмосферні складові. Створені нові моделі потенціалу, такі як перехідний (transferable) міжмолекулярний потенціал, застосування якого дає прийнятне узгодження з вимірюваними характеристиками молекул води, пов'язаними з міжфазовими переходами. Хоча використання такого типу потенціалу для переходу між парою і рідиною правильно відтворює температурну залежність швидкості ядроутворення, передобчислення абсолютних значень цього параметра усе ще помилкові на кілька порядків величини [19].

Перший принцип молекулярної динаміки не потребує визначення моделі потенціалу, оскільки використовує електронну структуру системи молекул, застосовуючи теорію функціонала густини або квантову хімію. Проте застосування такого гібридного методу вимагає забагато обчислювальних потужностей і досі обмежується дослідженнями динаміки на проміжках часу у десятки й сотні пікосекунд [19].

У теорії функціоналу густини (Density Functional Theory) при застосуванні до задачі ядроутворення пару речовини розглянуто як неоднорідне плинне середовище. Межа між зародком нової фази і парою має обмежену товщину та характеризується профілем густини, але на відміну від класичної теорії ядроутворення густина в центрі зародка не обов'язково має бути рівною густині краплі рідини. Також профіль густини біля поверхні не повинен збігатися із профілем для плоскої поверхні, а лише прямувати до густини пари над краплею на великій відстані від кластера. Теорія функціонала густини розглядає взаємодію між кожною молекулою і середнім потенціальним полем, створеним іншими молекулами.

Фундаментальною змінною у теорії функціонала густини є густина молекулярного поля як функція просторових координат, тоді як усі інші змінні, у тому числі й вільна енергія, є функціями густини. Ця теорія оцінює властивості критичних зародків з вільною енергією неоднорідної системи, що є однозначним функціоналом усередненої густини і його мінімум визначає термодинамічно стабільні стани за заданої температури. За заданого перенасичення пари функціонал має сідлову точку у просторі функцій, на яких він визначений. Розв'язком є профіль густини критичних ядер і вільна енергія або робота з його формування з нестабільної пари. Метод теорії функціонала густини ефективний для обчислень, дозволяє опрацьовувати складні системи, пов'язані з ядроутворенням в атмосфері. При використанні відповідного потенціалу взаємодії він може успішно застосовуватися для молекул пари речовин, що беруть участь у ядроутворенні, і визначає правильні температурні залежності для швидкості ядроутворення у парі води [19].

На відміну від інших теорій ядроутворення **теорема ядроутворення** не робить апріорних передобчислень швидкості ядроутворення й одержується прямо з першого принципу, тобто з рівності 0 похідної від вільної енергії Гібса по розміру ядра за його критичного розміру. Теорема ядроутворення забезпечує інформацію про молекулярний склад критичних ядер, якщо використовується з експериментальними вимірюваннями. Можна показати, що відношення логарифмів швидкості ядроутворення *J* і ступеня насичення пари *S*<sub>A</sub> пов'язане з числом молекул *i* у критичному ядрі:

$$\left\lfloor \frac{\partial \ln J}{\partial \ln S_{Ai}} \right\rfloor_{T,Ai} = i + \delta$$

де δ = 2 для ядроутворення в однокомпонентній парі і δ = 0 – 1 для бінарного ядроутворення. Оскільки експериментально швидкість ядроутворення вимірюють часто за сталої температури, то тиск насичення пари теж сталий, і це робить можливим замінити відношення тиску пари ядротвірної речовини до тиску насичення цієї ж речовини (тобто величину *S*<sub>*Ai*</sub>) на тиск або концентрацію молекул цієї речовини.

Теорема ядроутворення є термодинамічним результатом, що пов'язує чутливість висоти бар'єра ядроутворення до змін логарифма концентрації ядротвірних молекул. Було показано, що теорема ядроутворення дає загальні співвідношення незалежно від спеціальних припущень у моделі ядроутворення і може бути застосована до критичних ядер будь-яких розмірів. Правильність цієї теорії була підтверджена на основі аргументів кінетики і статистичної механіки та розширена на мультикомпонентні системи води [19].

Вплив іонів на процеси ядроутворення та конденсації. В атмосфері загалом мають місце і гомогенні, і гетерогенні процеси. Зокрема, гетерогенна конденсація водяної пари в атмосфері відбувається у присутності твердих аерозольних частинок, причому за значно нижчого рівня перенасичення пари, ніж гомогенна. У випадку гомогенного ядроутворення кластери утворюються між молекулами самого газового середовища, тоді як у присутності іонів кластери формуються переважно навколо них, оскільки електростатична взаємодія між іонами і молекулами, що конденсуються, зменшує вільну енергію цього процесу. Збільшення швидкості утворення крапель рідини з перенасиченої пари у присутності іонів було показано експериментально, причому ця швидкість прямо пропорційна концентрації іонів, хоча й не залежить від їхніх хімічних властивостей [18]. Також було з'ясовано, що одночасна присутність негативних і позитивних іонів в одних речовинах однаково впливає на швидкість кластерування, тоді як в інших речовинах вона зростає лише у присутності іонів якогось одного заряду.

Іон, який є ядром кластера, створює поле центральних сил, що ускладнює випаровування молекул із нього, порівняно з незарядженим кластером. Через взаємне відштовхування іонів з однойменним зарядом і зазвичай низьку їхню концентрацію можна вважати, що кожен кластер містить лише один іон. Критичним розміром кластера при ядроутворенні є такий, за якого настає рівновага між кількістю приєднуваних і втрачуваних молекул. Присутність іона у кластері впливає сильніше на швидкість втрати ним молекул, ніж на швидкість їхнього приєднання. Цей дисбаланс призводить до істотного зменшення критичних розмірів таких кластерів порівняно з однотипними кластерами без іона, оскільки зменшення швидкості втрати молекул означає, що рівновага між втратою та приєднанням молекул настане і за меншої швидкості їхнього приєднання, тобто за менших розмірів кластера. А це призводить до зменшення й коефіцієнта насичення пари відповідної речовини, за якого настає рівновага між приєднанням і втратою молекул, порівняю з коефіцієнта наситом насичення за відсутності іонів. Отже, іонізація молекул атмосфери призводить до зниження коефіцієнта насичення пари, за якого настає ядроутворення і таким чином впливає на швидкість цього процесу.

Спостережні дані про процеси ядроутворення в атмосфері. Сучасні засоби вимірювань розмірів аерозольних частинок дозволяють спостерігати за процесами ядроутворення в атмосфері. Ці прилади, що використовують методи мас-спектрометрії, вимірюють розподіл за розмірами як заряджених, так і нейтральних частинок із мінімальним діаметром приблизно 0.5 нм [29, 25, 30–32]. Однак унікальність таких приладів, а також й інші специфічні умови обмежують можливості виконання таких вимірювань, і число даних про швидкість утворення та зростання молекулярних кластерів у реальній атмосфері досі доволі обмежена. Вимірювання виконуються найчастіше у приземному шарі атмосфери, хоча й у різного типу середовищах, як в екологічно чистих, так і в урбанізованих регіонах.

Огляд результатів досліджень процесів зростання зародків у діапазоні розмірів 3-20 нм наведено у [23]. Вимірювання виконували як на земній поверхні, так і на різних висотах в атмосфері з літаків і повітряних куль, зокрема у вільній тропосфері, а також поблизу хмар. За географічним розподілом вимірювань – це ліси суб-антарктичної Лапландії, агрокультурна зона в Німеччині, прибережні зони навколо Європи, індустріально-урбаністичні регіони Північної Америки, тропічні ліси Амазонії. Головні висновки такі. Ядроутворення відбувається усюди в атмосфері в денний час, що вказує на центральну роль фотохімічних процесів. Ядроутворення відбувається впродовж усього року, в окремих місцевостях можливі сезонні варіації швидкості з максимумами як у теплу, так і в холодну пору року. Темпи зростання новоутворених частинок улітку вищі, ніж у холодну пору року, і вони істотно вищі у середніх широтах, ніж у полярних. Спостерігається очевидний зв'язок темпів ядроутворення із присутністю молекул сірчаної кислоти. Для швидкості утворення наночастинок із розмірами 3 нм одержані оцінки ~0.01-10 см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> у граничному шарі атмосфери (boundary layer). На урбанізованих територіях ця швидкість може перевищувати 100 см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>, а у прибережній зоні та в індустріальних викидах навіть 10<sup>4</sup>–10<sup>5</sup> см<sup>-3</sup> с<sup>1</sup>. Типова швидкість зростання частинок у середніх широтах становить приблизно 1-20 нм за год, залежно від температури та концентрації пари конденсованих речовин, а у полярних широтах ця швидкість усього ~0.1 нм/год. Типовий середній час зростання частинок від 5 нм до 45 нм становить приблизно 8 год. Спостерігаються регіональні "спалахи" ядроутворення, що відбуваються впродовж усього дня більш-менш однорідно в масі повітря з розмірами порядку сотні кілометрів. Зокрема такі спалахи відбуваються в індустріальних плюмах, що містять SO<sub>2</sub>.

Огляд спостережних даних щодо часової та просторової змінності концентрації в атмосфері, зокрема у нижній тропосфері, іонів і кластерів (субчастинок) із розмірами, меншими за 3 нм, і щодо швидкості їхнього формування та зростання подано у статті [25]. Наведені характеристики приладів, що використовуються для вимірювань цих параметрів. Ці прилади вимірюють мобільність (рухливість) іонів, за якими на основі відповідних кінетичних моделей визначають так званий масовий діаметр частинок, який ще називають об'ємним та/або мобільним діаметром [25, 29]. За зазначених розмірів частинок (чи субчастинок) набуває принциповості питання про розділення понять молекула (молекулярний кластер) і власне макроскопічна частинка. Згідно з [29] критерієм такого розділення є домінування пружних і непружни зіткнень між частинками. У випадку молекул і молекулярних кластерів з розмірами, не більшими 1.5 нм, домінує пружне зіткнення, тоді як між частинками з розмірами, що перевищують 2 нм, домінують непружні зіткнення.

Аналіз спостережних даних показав, що іони існують в атмосфері завжди, з концентрацією приблизно 200–2500 см<sup>-3</sup>, часом до 5000 см<sup>-3</sup> [25]. Зазвичай концентрація іонів над океанами нижча через відсутність іонізування радоном. Також зменшенню вмісту іонів сприяє і висока концентрація аерозолів і хмар. Проте кожна спостережна станція характеризується своєю власною комбінацією джерел і стоків іонів. Загальний висновок полягає в тому, що хоча загалом іонні кластери починають зростати швидше і за нижчого рівня перенасичення пари ніж нейтральні, але частка частинок розмірами приблизно 2 нм, створених за участі (посередництва) іонів, становить не більше 10 % від утворених нейтральних частинок над урбанізованими територіями і прибережними зонами Європи. Спостереження

в Антарктиці підтвердили теорію про сприятливий вплив низької температури на утворення частинок за участі іонів. Загалом спостережень над процесами формування і зростання з іонів частинок до розмірів 2–3 нм було виконано мало. Оцінки швидкості формування частинок з розмірами 2 нм за участі іонів становлять 0–1.1 см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>, тоді як швидкість формування такого розміру частинок загалом – 0.001–60 см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>. Внесок частинок, сформованих за посередництва іонів, зростає у випадку зменшення темпів зростання загального числа частинок такого розміру.

Детальний аналіз вимірювань, виконаних на півдні Фінляндії між 14 березня і 16 травня 2011 р. у приземному повітрі, представлено у статті [30]. Вимірювалася сумарна концентрація нейтральних наночастинок й іонів разом із концентрацією газів (сірчана кислота, аміак, аміни, озон, двоокис сірки, окисли азоту, леткі органічні сполуки). Абсолютні похибки вимірювань становили приблизно 0.2 нм у розмірах і 10 % у швидкості ядроутворення. Концентрації наночастинок й іонів визначали окремо у шести піддіапазонах розмірів у межах 0.9–2.1 нм. У підсумку виявлено, що концентрація частинок, сформованих як нейтральні без участі іонів у всіх випадках, перевищувала концентрацію іонів і нейтральних частинок, сформованих унаслідок рекомбінації іонів. Також домінування нейтральних частинок над іонами було явним і впродовж періоду активного формування ядер із розмірами 3 нм і подальшого їхнього зростання. Максимум концентрації іонів наставав при розмірах до 1.5 нм, потім вона поступово зменшувалася при збільшенні розмірів частинок. Цей розмір відповідав розмірам стабільних іонних кластерів згідно з теорією ядроутворення, спричиненого іонами (ion-induced nucleation). Ці вимірювання показали, що динаміка суб-2-нм кластерів була зумовлена домінуванням нейтральних механізмів із малим впливом іонів, що збігається з висновками [25] для приземного шару атмосфери над континентами за різноманітних фізичних умов. Крім того, у всьому діапазоні мобільних розмірів, не більших за 2 нм, спостерігалася приблизно стала кількість нейтральних кластерів, що вказує на неперервне утворення нейтральних кластерів і їхнє зростання до 2 нм. При цьому концентрація цих кластерів була приблизно у 10 разів більшою, ніж концентрація аерозольних частинок із розмірами 3–12 нм.

Також у статті зазначено, що впродовж усього періоду досліджень відзначалися дні, коли спостерігалася підвищена концентрація кластерів і частинок й інтенсивність їхнього утворення та зростання (дні з активним ядроутворенням), усього приблизно половина з понад 60-ти спостережних днів [30]. У ці дні спостерігалась і підвищена концентрація молекул сірчаної кислоти. Формування кластерів і швидкість їхнього зростання впродовж доби у дні з активним ядроутворенням і без нього було дуже різним у різних піддіапазонах розмірів. Так, при розмірах кластерів <1.2 нм їхня концентрація впродовж доби була схожою у всі дні, з невеликим зростанням у денні години, а за більших розмірів концентрація кластерів у дні з активним ядроутворенням мала чіткий максимум у денні години, поблизу та після полудня, дещо відстаючи від часу максимуму концентрації молекул сірчаної кислоти. Максимальна концентрація кластерів із розмірами 1.9–2.1 нм у дні з активним ядроутворенням була приблизно у 50 разів вищою, ніж в інші дні. Концентрація кластерів швидко зменшувалась зі збільшенням їхніх розмірів. Швидкість зростання кластерів у дні з активним ядроутворенням становила приблизно 0.2, 0.9 і 2 нм/год у піддіапазонах розмірів <1.2 нм, 1.4–1.8 нм і 2–3 нм, відповідно. Ці результати приводять до висновку, що найдрібніші нейтральні кластери утворюються в атмосфері постійно, зі сталою швидкістю, але повільно зростають, унаслідок приєднання та втрати молекул, тоді як зі збільшенням розмірів збільшується і швидкість зростання, але зменшується концентрація кластерів.

Про зв'язок ядроутворення із фотохімічними процесами та кореляцію з концентрацією сірчаної кислоти свідчать і результати вимірювань швидкості ядроутворення в урбанізованому регіоні Китаю (м. Нанджінг, дельта р. Янцзи), що виконувались улітку, навесні й узимку, усього впродовж 90 діб у приземному шарі атмосфери в межах 15 м від поверхні [33]. Швидкість ядроутворення становила приблизно від 2.1·10<sup>2</sup> см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup> на початку розвитку явища ядроутворення до 2.5·10<sup>3</sup> см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> поблизу полудня незалежно від сезону. У всіх випадках швидкість зростання частинок монотонно збільшувалась із їхнім розміром у діапазоні 1–3 нм, і досягала 25 нм/год. Очевидно, це узгоджується з наведеними вище результатами [23] для частинок дещо більшого розміру і свідчить про істотну роль антропогенного чинника у формуванні аерозольних частинок малих розмірів (наночастинок).

У зв'язку із впливом на ядроутворення та зростання аерозольних частинок таких атмосферних домішок, як сірчана кислота, аміак, аміни й інші органічні сполуки, становлять інтерес результати згаданого раніше експерименту CLOUD. Загалом на 2015 р. було виконано понад 300 вимірювань швидкості ядроутворення при мобільному діаметрі частинок 1.7 нм у діапазоні температур 208–298 К, за різних концентрацій молекул сірчаної кислоти й аміаку, під впливом іонізації і без неї [34]. Результати експериментів показують, що швидкість ядроутворення швидко зменшується зі зростанням температури. Іонізація й аміак сприяють ядроутворенню. При низьких температурах (208–223 К) бінарні кластери (вода + сірчана кислота) достатньо стабільні, якщо концентрація сірчаної кислоти достатня. При цьому іони не справляють істотного впливу на швидкість ядроутворення, а присутність аміаку хоча б на рівні ррtv (parts per trillion of volume) істотно збільшує швидкість ядроутворення. З підвищенням температури (вимірювання при 248К) вплив іонів на ядроутворення у бінарній системі стає істотним, що пов'язано з високою швидкістю випаровування нейтральних кластерів, але на кластеризацію у потрійній системі (з аміаком) іонізація не впливає, оскільки молекули аміаку дуже ефективно стабілізують такі кластери. Проте при підвищенні температури до 278–292 К іони істотно сприяють кластеруванню як у бінарній, так й у трикомпонентній системі, зменшуючи швидкість випаровування кластерів. Отже, результати експериментів СLOUD приводять до висновку, що в чистій верхній тропосфері, де швидкість іонізації галактичними космічними променями висока, а вміст аміаку низький, домінує ядроутворення за участі іонів.

Проте експерименти в камері CLOUD показали також, що заряджені кластери, утворені за участі іонів, з часом нейтралізуються через рекомбінацію з іонами протилежного заряду. Найвища відносна концентрація заряджених кластерів спостерігалася при розмірах ≤1.5 нм, а при розмірах ≥2.5 нм понад 90 % кластерів вже були нейтральними [35]. Інакше кажучи, хоча кластери й утворюються за участі іонів, при зростанні до розмірів 2.5 нм і більше практично всі вони нейтралізуються. Порівняння цих даних із результатами спостережень у реальній атмосфері, виконаних у південній частині Фінляндії (дослідницька станція Університету Гельсінкі, поблизу Тампере) показало, що в реальній атмосфері концентрація і їхній внесок у ядроутворення ще нижчі, ніж у камері. Зазначені розбіжності потребують подальших досліджень для з'ясування їхніх причин [35].

**Іонне ядроутворення в моделюванні атмосферних і кліматичних процесів.** Оцінювання внеску у загальний вміст аерозолів у земній атмосфері частинок вторинного походження, тобто утворених з газів-прекурсорів

шляхом кластерування, виконується шляхом моделювання, і відповідні програмні модулі включаються до складу регіональних і глобальних моделей циркуляції атмосфери, змін клімату чи забруднення атмосфери. Огляд й оцінювання ефективності дванадцяти глобальних моделей для обчислення мікрофізичних характеристик аерозольних частинок можна знайти у Г. Манна [36]. Критерієм ефективності тут було порівняння промодельованого і визначеного зі спостережень розподілу аерозольних частинок за розмірами. Порівняння показало, що усереднені модельні результати добре узгоджуються зі спостережними, усередненими за рік по багатьох спостережних станціях, але для багатьох станцій були виявлені схожі систематичні відхилення. Зокрема, модельна концентрація аерозолів кумулятивної моди (accumulation mode, розміри частинок у межах приблизно 100-1000 нм) занижена взимку, а концентрація ядер Ейткена (Aitken) (розміри частинок у межах приблизно 10-100 нм) має тенденцію до завищення узимку та заниження влітку щодо спостережних даних. На високих північних широтах моделі значно занижують концентрацію і ядер Ейткена, і частинок кумулятивної моди. У граничному шарі атмосфери над океанами моделі загалом правильно відтворюють спостережні меридіональні зміни в розподілах частинок за розмірами, при домінуванні ядер Ейткена на високих широтах і зростанні концентрації кумулятивної моди при зниженні широти. Також при обчисленнях вертикального розподілу аерозолів в атмосфері моделі відтворюють пік сумарної концентрації частинок у верхній тропосфері відповідно до механізмів формування вторинних частинок, але мають тенденцію до завищення положення піка над Європою. Загалом мультимодельний усереднений ряд даних про розподіл частинок за розмірами і його зміни показують, що більшість моделей добре відтворюють мікрофізичні характеристики аерозольних частинок, але значний розкид цих даних вказує на те, що результати деяких моделей погано узгоджуються зі спостереженнями.

У зв'язку з ефектами космічних променів у земній атмосфері тут розглядаються окремі результати моделювання ролі іонізації у ядроутворенні в атмосфері. Автори [37] використали тривимірну модель загальної циркуляції атмосфери з розділом (підпрограмою) обчислень мікрофізичних характеристик аерозольних частинок для досліджень формування аерозолів шляхом бінарного гомогенного ядроутворення за участі пари води і сірчаної кислоти та за участі іонів у верхній тропосфері й у стратосфері. Обчислення виконувалися на основі класичної та кінетичної теорій ядроутворення. Моделювання показало, що швидкість ядроутворення за участі іонів у верхній тропосфері і нижній стратосфері на 25 % вища порівняно з бінарним ядроутворенням, обчисленим за кінетичною теорією, але різниця між швидкостями ядроутворення, обчисленими без іонів за класичною і кінетичною теоріями, становить майже два порядки величини. Також було встановлено, що концентрація ядер із розмірами, більшими за 10 нм, визначається переважно процесами коагуляції частинок. Коагуляція призводить до того, що розподіли частинок за розмірами стають ідентичними при використаних механізмах ядроутворення, і тому цей параметр не може бути діагностичним для встановлення типу ядроутворення. Порівняння модельних даних на висотах від тропопаузи до середньої стратосфери зі спостереженнями із супутника SAGE II (The Stratospheric Aerosol and Gase Experiment II; https://www.nasa.gov/centers/langley/news/factsheets/SAGE.html) показало, що вище 30 км виникають розбіжності між модельними і спостереженими значеннями аерозольної екстинкції, які автори пояснюють впливом мікрометеоритів. Головний підсумок роботи [37] полягає в тому, що використана модель може прийнятно представляти процес ядроутворення у зазначеній сфері атмосфери за участі сульфатів, і що характеристики частинок зазначених розмірів не залежать від механізму ядроутворення.

Для досліджень зв'язку між потоком космічних променів і концентрацією ядер конденсації хмар (CCN – Cloud Condensation Nuclei) у діапазоні висот від земної поверхні до приблизно 80 км було використано глобальну хімікотранспортну модель GEOS-Chem (www.geos-chem.org), створену у NASA [38]. Досліджувалася чутливість зв'язку між КП і ССЛ від параметрів моделі, таких як емісія первинних частинок, конденсація вторинних частинок із молекул органічних газів-прекурсорів і вплив іонів на швидкість зростання вторинних частинок. За допомогою спеціального модуля для обчислень мікрофізичних характеристик аерозольних частинок (TOMAS – the TwO-Moment Aerosol Sectional microphysics model) моделювалися зміни розподілу частинок за розмірами в діапазоні розмірів від 1 нм до 10 мкм. При цьому обчислювали показник Ангстрема (AE – Ångström Exponent), інтегральний в усьому стовпі атмосфери в діапазоні спектру 340-440 нм і результати порівнювали з даними спостережень із сонячними фотометрами на 299 станціях мережі AERONET (http://aeronet.gsfc. nasa.gov/), кожна з яких мала понад тисячу вимірювань. Як з'ясувалося, модельні значення АЕ в середньому занижені щодо спостережних приблизно на 0.33, а концентрації частинок приблизно на 10 %. Очікувалося, що зміна швидкості ядроутворення за збільшення потоку космічних променів (тобто за зростання рахунку іонізації) має призводити до зменшення ефективного розміру частинок у стовпі атмосфери і, відповідно, до збільшення АЕ. Однак різниця між концентрацією усіх частинок з розмірами, що перевищували 80 нм, обчислена за зазначеною моделлю для мінімуму і максимуму сонячної активності (тобто для максимального і мінімального потоку ГКП), виявилася меншою ніж 0.2 %, а для усіх частинок із розмірами, більшими за 10 нм, меншою за 1 %. Відповідні зміни АЕ також виявилися нехтовно малими (< 0.015 для усіх регіонів земної кулі). Це свідчить, що й ефективний діаметр частинок не змінюється істотно зі зміною потоку КП унаслідок сонячної активності. Це означає, що вплив КП на ССМ і хмарність у земній атмосфері через "іонно-аерозольний" механізм гаситься іншими механізмами надходження аерозолів. Проте автори зазначають, що ці результати не виключають можливості впливу КП на клімат Землі, оскільки тут дослідники тестували лише найімовірніші, на їхню думку, механізми такої взаємодії, хоча можливі й інші, як, наприклад, механізм впливу іонів на властивості аерозолів безпосередньо поблизу хмар (ionaerosol near cloud mechanism). Однак стратегія такого тестування ще тільки створюється.

Вплив сонячної активності (а відповідно і змін потоку КП) на ядроутворення і формування ССN також оцінювався [39]. Для цього теж використовували модель GEOS-Chem, але з іншим модулем (APM – Advanced Particle Microphysics), що моделює ядроутворення та формування ССN у діапазоні розмірів 1.2–120 нм за участі іонів з урахуванням кінетичної конденсації органічних газів із низькою леткістю та їхнім подальшим окислюванням. Моделювання виконане для проміжку приблизно в один рік (жовтень 2005 – грудень 2006). Автори перевіряли, як може вплинути можлива зміна температури в земній атмосфері за зміни сонячної активності та потоку КП на ядроутворення і вміст ядер конденсації крапель (CCN) під дією космічних променів. Попереднє моделювання без таких температурних змін показало, що глобальна середня концентрація усіх частинок із розмірами, більшими 3 нм упродовж циклу сонячної активності в нижній тропосфері (висоти 0–3 км) змінюється приблизно на 1.91 %, а усіх частинок із розмірами більшими за 10 нм – на 1.36 %. Також глобально усереднена концентрація ССN при ступені перенасичення водяної пари 0.8, 0.4 і 0.2 % змінюється на 0.74, 0.54 і 0.43 % відповідно. Припускалося, що усереднена температура атмосфери змінюється на 0.2° впродовж циклу сонячної активності. Моделювання показало, що при цьому зміни зазначених параметрів у нижніх шарах тропосфери, де формуються так звані теплі хмари, збільшилися приблизно до 2.74, 1.95, 1.13, 0.84 та 0.67 %, відповідно. Встановлено також, що ці зміни зменшуються зі збільшенням розмірів частинок унаслідок коагуляції, а просторовий і сезонний розподіл амплітуди цих варіацій пов'язується з відповідним розподілом концентрацій молекул газів-прекурсорів в атмосфері, які істотно впливають на темпи зростання нових утворених ядер до ССN.

Для оцінювання кліматичних ефектів від впливу іонів на формування аерозолів використовували також тривимірну глобальну модель атмосфери САМ5 (the Community Atmosphere Model version 5), створену в Національному центрі атмосферних досліджень США (https://ncar.ucar.edu/community-resources/models) [40]. Модель використовувалася зі спеціальним аерозольним модулем МАМ3, що будує лог-нормальний розподіл частинок за розмірами для ядер Ейткена та частинок кумулятивної і крупнодисперсної мод. При цьому, крім бінарного гомогенного, за участі молекул сірчаної кислоти, й індукованого іонами ядроутворення у місці спостережень ураховувалося переміщення аерозолів із повітряними потоками і надходження первинних частинок, а також конденсування молекул сірчаної кислоти і напівлетких (semi-volatile) органічних речовин на первинних частинок, а також конденсування молекул сірчаної кислоти і напівлетких (semi-volatile) органічних речовин на первинних частинках, коагуляція і вимивання частинок. Моделювання виконували для 2000–2006 рр. з урахуванням і без урахування іонізації, зокрема з темпом іонізації як під час мінімуму сонячної активності 1996 р. і максимуму 1989 р. Модельні обчислення показали, що при іонізації, унаслідок взаємного притягання негативних іонів і нейтральних молекул сірчаної кислоти, ядроутворення відбувається за приблизно удвічі меншої концентрації цих молекул, ніж це необхідно для бінарного гомогенного механізму. Проте при зростанні темпу іонізації приблизно на порядок сумарна концентрація частинок у всьому стовпі атмосфери збільшується лише приблизно утричі. Вплив іонізації вищий у вільній тропосфері, ніж у приграничному шарі, головним чином унаслідок надходження сюди первинних частинок.

Порівняння результатів модельних обчислень із даними спостережень на 26 станціях показало, що в середньому по земній кулі модель недооцінює концентрацію ядер конденсації води (CCN) як для індукованого іонами, так і бінарного гомогенного ядроутворення приблизно на 21 і на 28 % відповідно. Це недооцінювання істотно більше для Європи, особливо в північних лісах, що може бути пов'язано із недостатнім урахуванням внеску малолетких органічних молекул. Також одержано, що порівняно з бінарним гомогенним ядроутворенням, індуковане іонами збільшує глобальну хмарність на 1.9 % але зменшує опади на 1.1 %, а вміст води у хмарах збільшується на 7.5 %. Вплив сонячної активності на концентрацію ядер конденсування води і на усереднений по земній кулі потік енергії сонячного випромінювання (т. зв. радіаційний форсинг) упродовж досліджуваного періоду виявився незначним, у середньому усього приблизно –0.02 Вт/м<sup>2</sup>, хоча міжрічні зміни виявилися дещо більшими: від –0.18 до 0.17 Вт/м<sup>2</sup>. Проте загалом за даними моделювання з САМ5+МАМЗ у [40] зроблено висновок, що, оскільки іонізація істотно впливає на концентрацію молекул сірчаної кислоти, швидкість ядроутворення, концентрацію аерозолів і ядер конденсування водяної пари, на характеристики хмар та опади і, як наслідок, на радіаційний форсинг, створений хмарами, то іонізація атмосфери може стати важливим фізичним механізмом, що впливає на кліматичні зміни.

Висновки. Однією з найактуальніших наукових проблем сучасності є проблема з'ясування причин змін клімату на Землі. Однією з гіпотез є вплив зовнішніх космічних чинників, зокрема космічних променів галактичного походження. Встановлено, що ці промені є основним джерелом іонізації молекул у тропосфері. З іншого боку, фізичні дослідження таких елементарних частинок високих енергій показали, що за умов достатньої перенасиченості пари води й інших речовин іони стають центрами конденсування цієї пари у краплі рідини. Аналогічні процеси конденсування водяної пари на аерозольних частинках в атмосфері призводять до утворення хмар, які є одним із головних чинників метеорологічних процесів й у значній мірі впливають на клімат у регіональному і глобальному масштабах. Ці факти були покладені в основу зазначеної гіпотези про можливий вплив космічних променів на умови конденсування пари і, як наслідок, на кількість і фізичні властивості хмар та на клімат. Проте досі результати пошуків тісного зв'язку між змінами потоку космічних променів під впливом сонячної активності (т. зв. явища Форбуша) та станом хмарності в атмосфері мають низький рівень достовірності, суперечливі, і є предметом наукових дискусій. Головною проблемою є пошук відповідних фізичних механізмів, які забезпечували б в атмосферних умовах можливість формування під дією космічних променів аерозольних частинок у достатній кількості та їхнє зростання із достатньою швидкістю до розміру крапель у хмарах, щоб пояснити спостережувані характеристики хмар.

Огляд відомих досі механізмів формування аерозольних частинок в атмосфері під впливом космічних променів та відповідних теорій показав, що побудовані досі відповідні математичні моделі ще недостатньо досконалі, щоб з адекватною точністю відтворити зазначені процеси утворення частинок і їхню роль у формуванні хмар. З іншого боку, кількість спостережних даних, особливо у верхніх шарах атмосфери, та їхня точність також ще не дають повних кількісних характеристик параметрів, що визначають вплив космічних променів на процеси ядроутворення та на характеристики утворюваних таким шляхом аерозольних частинок і хмар. Із цих причин механізми і вплив ГКП на характеристики атмосфери недостатньо повно відтворюються при моделюванні атмосферних процесів та клімату.

Однак як спостереження, так і моделювання показують, що КП є лише одним із чинників, що визначають процеси утворення аерозольних частинок у земній атмосфері. Важливими чинниками є й інші складові атмосфери, такі як сірчана кислота, аміак та інші органічні сполуки, які надходять в атмосфери як від природних джерел (вулкани, рослинність, тварини, океанічний планктон), так й унаслідок антропогенних викидів. Зважаючи на це, ядроутворення внаслідок іонізації повітря КП може мати більший чи менший вплив на вміст аерозолів в атмосфері залежно від багатьох умов, що впливають на вміст зазначених атмосферних домішок, але поки-що внесок цього механізму оцінюється не більшим за 10 %. Як теоретичні дослідження, так і спостереження та моделювання показують, що космічні промені впливають як на умови конденсування пари й інших газів і на швидкість утворення аерозолів, так і на фізичні та хімічні властивості утворюваних аерозолів. Насамперед при інтенсивному ядроутворенні слід очікувати їхнього впливу на розподіл аерозолів і водяних крапель за розмірами. Кількісні оцінки такого впливу одержані шляхом моделювання зазначених вище процесів для умов у реальній атмосфері (див. напр. [20-22, 36-38, 40]). Зокрема результати моделювання вказують, що ядроутворення за участі іонів найважливіше в нижній атмосфері, зокрема й у нижній тропосфері аж до граничного шару включно, де присутня здатна до ефективної конденсація пара такої речовини, як сірчана кислота. Також спостереження і моделювання показують, що наслідком іонізації повітря є збільшення відносного вмісту дрібнодисперсних частинок із розмірами порядку десятків нанометрів (ядра Ейткена) в інтегральному стовпі атмосфери розподілу аерозолів за розмірами. Отже, розподіл частинок за розмірами – характеристика аерозолів, яка у принципі може бути визначена за даними дистанційних спостережень, і яка може бути використана для оцінок впливу космічних променів на оптичні характеристики аерозольного шару у місці спостережень. Проте при зростанні ядер до розмірів понад 10 нм унаслідок коагуляції, розподіли частинок за розмірами стають ідентичними за різних механізмів ядроутворення, і тому цей параметр не дозволяє встановити тип ядроутворення [37]. Однак, оскільки спостереження та моделювання показують, що найімовірнішою умовою утворення зародків і зростання їх до розмірів аерозольних частинок є присутність в атмосфері достатньої кількості молекул сірчаної кислоти, то її вміст в аерозольних частинках має впливати на такі їхні оптичні характеристики, як показник заломлення, альбедо однократного розсіювання і фазову функцію. Ці параметри є основними при моделюванні параметрів аерозольних частинок для аналізу даних дистанційних оптичних спостережень наземними [41, 42] та космічними засобами [43-45]. Зокрема, краплі сірчаної кислоти мають дуже мале значення уявної частини комплексного показника заломлення і тому високе альбедо однократного розсіювання, особливо у короткохвильовій частині оптичного спектру, порівняно із частинками іншого походження, наприклад ґрунтового пилу чи диму. Отже, малі розміри (~0.1 мкм і менші) і високі значення альбедо одноразового розсіювання аерозольних частинок (≈96 % і більше) за дуже малих значень уявної частини комплексного показника заломлення свідчать про найімовірніше їхнє походження унаслідок гетеромолекулярного кластерування пари сірчаної кислоти, найчастіше – з водяною парою, згідно з наведеними вище механізмами. А для оцінювання впливу КП на вміст і динаміку аерозолів за дистанційними дослідженнями необхідно виявляти та кількісно оцінювати внесок в аерозольну спектральну оптичну товщину (АОТ) найдрібніших частинок – ядер Ейткена, розміри яких становлять приблизно 10–100 нм. Сучасні засоби дистанційних досліджень, такі як сонячні фотометри мережі AERONET, загалом дозволяють одержувати достовірні дані щодо розподілу частинок за розмірами, який визначається з вимірювань спектральної АОТ [31]. Поки-що стандартний алгоритм AERONET розв'язування відповідної оберненої задачі обмежується мінімальним розміром частинок у 50 нм [42], але удосконалення фотометрів й алгоритмів обробки даних загалом спонукає і до розширення діапазону визначуваних розмірів аерозольних частинок.

#### Список використаних джерел

1. Dorman L.I. Cosmic rays in the Earth's atmosphere and underground / L.I. Dorman. - N. Y., 2004.

2. Energetic Particle Influence on the Earth's Atmosphere / I.A. Mironova, K.L. Aplin, F. Arnold, G.A. Bazilevskaya et al. // Space Sci Rev. – 2015. – Vol. 194. – P. 1–96.

3. Kirkby J. Cosmic Rays and Climate / J. Kirkby // Surveys in Geophysics. - 2007. - Vol. 28. - P. 333-375.

4. Influence of Galactic Cosmic Rays on atmospheric composition and dynamics / M. Calisto, I. Usoskin, E. Rozanov and T. Peter // Atmos. Chem. Phys. - 2011. - Vol. 11. - P. 4547-4556.

5. Dorman L.I. Cosmic rays and space weather: effects on global climate change / L.I. Dorman // Ann. Geophys. - 2012. - Vol. 30. - P. 9-19.

 Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor et al. (eds.). – Cambridge ; N. Y., 2013.
 Aerosols, their direct and indirect effects / J.E. Penner, M. Andreae, H. Annegarn et al. // Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of

 Aerosols, their direct and indirect effects / J.E. Penner, M. Andreae, H. Annegarn et al. // Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / eds. J.T. Houghton, Y. Ding, D.J. Griggs et al. – Cambridge ; N. Y., 2001. – P. 289–347.

8. Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing / P. Forster, V. Ramasvamy, P. Artaxo et al. // Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / S. Solomon, D. Qin, M. Manning et al. – Cambridge ; N. Y., 2007. – P. 129–234.

9. Clouds and Aerosols / O. Boucher, D. Randall, P. Artaxo et al. // Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner et al. (eds.). – Cambridge ; N. Y., 2013. – P. 571–657.

10. Svensmark H. Cosmic ray decreases affect atmospheric aerosols and clouds / H. Svensmark, T. Bondo and J. Svensmark // Geophys. Res. Lett. - 2009. - Vol. 36. - P. L15101.

11. Sudden cosmic ray decreases: No change of global cloud cover / J. Calogovic, C. Albert, F. Arnold et al. // Geophys. Res. Lett. - 2010. - Vol. 37. - P. L03802.

12. Atmospheric data over a solar cycle: no connection between galactic cosmic rays and new particle formation / M. Kulmala, I. Riipinen, T. Nieminen et al. // Atmos. Chem. Phys. – 2010. – Vol. 10. – P. 1885–1898.

13. Cosmic rays, cloud condensation nuclei and clouds – a reassessment using MODIS data / J.E. Kristjansson, C.W. Stjern, F. Stordal et al. // Atmos. Chem. Phys. – 2008. – V. 8. – P. 7373–7387.

 The response of clouds and aerosols to cosmic ray decreases / J. Svensmark, M.B. Enghoff, N. Shaviv and H. Svensmark // J. Geophys. Res. Space Physics. – 2016. – Vol. 121. – P. 8152–8181.
 Results from the CERN pilot CLOUD experiment / J. Duplissy, M.B. Enghoff, K.L. Aplin et al. // Atmos. Chem. Phys. – 2010. – Vol. 10. – P. 1635–1647.

16. Role of sulphuric acid, ammonia and galactic cosmic rays in atmospheric aerosol nucleation / J. Kirkby, J. Curtius, J. Almeida, E. Dunne et al. // Nature. – 2011. – Vol. 476. – P. 429–435.

17. Evolution of particle composition in CLOUD nucleation Experiments / H. Keskinen, A. Virtanen, J. Joutsensaar et al. // Atmos. Chem. Phys. - 2013. - Vol. 13. - P. 5587-5600.

18. Seinfeld J.H. Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change / J.H. Seinfeld // Pandis Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change. – N. Y., 2006.

19. Zhang R. Nucleation and Growth of Nanoparticles in the Atmosphere / R. Zhang, A. Khalizov, L. Wang, M. Hu et al. // Chem. Rev. - 2012. - Vol. 112. - P. 1957-2011.

20. Harrison R.G. Ion-aerosol-cloud processes in the lower atmosphere / R.G. Harrison, K.S. Carslaw // Reviews of Geophysics. – 2003. – Vol. 41, № 3. – P. 1–26.

Arnold F. Atmospheric aerosol and cloud condensation nuclei formation: a possible influence of cosmic rays? / F. Arnold // Space Science Reviews.
 2006. – Vol. 125. – P. 169–186.
 Yu F. Ion-mediated nucleation in the atmosphere: Key controlling parameters, and look-up table / F. Yu // Journal of Geophysical Research. – 2013.

Yu F. Ion-mediated nucleation in the atmosphere: Key controlling parameters, and look-up table / F. Yu // Journal of Geophysical Research. – 2013.
 Vol.115. – P. D03206-1–D03206-12.

23. Formation and growth rates of ultrafine atmospheric particles: a review of observations / M. Kulmala, H. Vehkamäki, T. Petäjä, M. Dal Maso et al. // J. Aerosol Sci. - 2004. - Vol. 35. - P. 143-176.

24. Kulmala M. On the formation and growth of atmospheric nanoparticles / M. Kulmala and V.-M. Kerminen // Atmos. Res., - 2008. - Vol. 90. - P. 132-150.

25. Atmospheric ions and nucleation: a review of observations / A. Hirsikko, T. Nieminen, S. Gagne et al. // Atmos. Chem. Phys. - 2011. - Vol. 11. – P. 767–798.

26. Сивухин Д.В. Общий курс физики / Д.В. Сивухин. – М., 1975. – Т. 2. 27. Laidler K. Development of transition-state theory / K. Laidler, C. King // The Journal of Physical Chemistry. – 1983. – Vol. 87. – P. 2657–2664. 28. Kästner J. Umbrella sampling / J. Kästner // WIREs Computational Molecular Science, 2011. – Vol.1. – P. 932–942. 29. Tammet H. Size and mobility of nanometer particles, clusters and ions / H. Tammet / J. Aerosol Sci. – 1995. – Vol. 26, No. 3. – P. 459–475.

30. Direct Observations of Atmospheric Aerosol Nucleation / M. Kulmala, J. Kontkanen, H. Junninen et al. // Science. - 2013. - Vol. 339. - P. 943-946.

31. How to reliably detect molecular clusters and nucleation mode particles with Neutral cluster and Air Ion Spectrometer (NAIS) / H.E. Manninen, S. Mirme, A. Mirme et al. // Atmos Meas Tech. - 2016. - Vol. 9. - P. 3577-3605. 32. On the accuracy of ion measurements using a Neutral cluster and Air Ion Spectrometer / R. Wagner, H.E. Manninen, A. Franchin et al. // Boreal Envi-

ronment Research, 2016. - Vol. 21. - P. 230-241. 33. Nucleation and growth of sub-3nm particles in the polluted urban atmosphere of a megacity in China / H. Yu, L. Zhou, L. Dai et al. // Atmos. Chem.

Phys. - 2016. - Vol. 16. - P. 2641-2657. 34. Experimental particle formation rates spanning tropospheric sulfuric acid and ammonia abundances, ion production rates, and temperatures

/ A. Kürten, F. Bianchi, J. Almeida et al. // J. Geophys. Res. Atmos. - 2016. - Vol 121. - P. 12,377-12,400.

35. The role of ions in new particle formation in the CLOUD chamber / R. Wagner, C. Yan, K. Lehtipalo, J. Duplissy // Atmos. Chem. Phys. - 2017. - V. 17. – P. 15181–15197.

36. Intercomparison and evaluation of global aerosol microphysical properties among AeroCom models of a range of complexity / G.W. Mann, K.S. Carslaw, C.L. Reddington, K.J. Pringle // Atmos. Chem. Phys. – 2014. – Vol. 14. – P. 4679–4713.

37. Microphysical simulations of new particle formation in the upper troposphere and lower stratosphere / J.M. English, O.B. Toon, M.J. Mills, and F. Yu. // Atmos. Chem. Phys. - 2011. - Vol. 11. - P. 9303-9322.

38. Cosmic rays, aerosol formation and cloud-condensation nuclei:sensitivities to model uncertainties / E.J. Snow-Kropla, J.R. Pierce, D.M. Westervelt and W. Trivitayanurak // Atmos. Chem. Phys., 2011. - Vol. 11. - P. 4001-4013.

39. Yu F. Effect of solar variations on particle formation and cloud condensation nuclei / F. Yu and G. Luo // Environ. Res. Lett. - 2014. - Vol. 9. – P. 045004 (7pp).

40. Indirect radiative forcing by ion-mediated nucleation of aerosol / F. Yu, G. Luo, X. Liu, R. C. Easter // Atmos. Chem. Phys. - 2012. - Vol. 12. - P. 11451-11463.

41. AERONET - a federated instrument network and data archive for aerosol characterization / B.N. Holben, T.F. Eck, I. Slutsker et al. // Remote Sensing of Environment. - 1998. - V. 66. - P. 1-16.

42. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements / O. Dubovik and M.D. King Geophys. Res. - 2000. - V.105. - P. 20,673-20,696.

43. Remote Sensing of Tropospheric Aerosols from Space: Past, Present, and Future / M.D. King, Y.J. Kaufman, D. Tanre et al. // Bulletin of the American Meteorological Society. – 1999. – Vol. 80, № 11. – P. 2229–2259.
 44. Atmospheric Aerosol Monitoring from satellite Observations: A History of Three Decades / K.H. Lee, Z. Li, Y.J. Kim et al. // Atmospheric and Biological

44. Autospheric Actos international statute care of the statute of the s

/ A.A. Kokhanovsky, J.L. Deuze, D.J. Diner et al. // Atmos. Meas. Tech. - 2010. - V. 3. - P. 909-932.

Надійшла до редколегії 20.04.18

#### В. Данилевский, канд. физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев

#### КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И АЭРОЗОЛИ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Одной из гипотез для объяснения изменений земного климата является влияние внешних космических факторов, таких как космические лучи галактического происхождения, которые являются основным источником ионизации молекул в тропосфере. Из-вестно, что при условии достаточной перенасыщенности пара воды и других веществ ионы становятся центрами конденсации этого пара в капли жидкости и образовния аэрозольных частиц. Конденсирование водяного пара на аэрозольных частицах в атмосфере приводит к образованию облаков, которые являются одним из главных факторов метеорологических процессов и в значительной степени влияют на климат в региональном и глобальном масштабах. Эти факты были положены в основу гипотезы про возможное влияние космических лучей на количество и физические свойства облаков и на климат. Однако до сих пор результаты поисков тесной связи между изменениями потока космических лучей под влиянием солнечной активности (так называемые явления Форбуша) и состояния облачности в атмосфере имеют низкий уровень достоверности, противоречивы и являются предметом научных дискуссий. Главная проблема – поиск соответствующих физических механизмов, которые могли бы обеспечить в атмосферных условиях достаточную эффективность формирования аэрозольных частиц под действием космических лучей, чтобы объяснить наблюдаемые характеристики облаков. В статье рассмотрены и проанализованы известные на данный момент механизмы образования молекулярных кластеров и их роста до размеров аэрозольных частиц в земной атмосфере и роль в них ионов, которые создаются космическими лучами. Также приведен обзор наблюдательных данных об эффективности ядрообразования и роста аэрозольных частиц в атмосфере, вклад ионов и модельных оценок влияния этих процессов на динамику атмосферы и климатические параметры. Сделаны выводы о влиянии ядрообразования на оптические характеристики аэрозольных частиц и возможность дистанционных наблюдений явлений ядрообразования.

Ключевые слова: космические лучи, земная атмосфера, ионизация, ядрообразование, аэрозоли.

#### V. Danylevsky, Ph. D.

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### COSMIC RAYS AND AEROSOLS IN THE TERRESTRIAL ATMOSPHERE

Galactic cosmic rays are considered as one of the external force influencing the Earth's climate change. The cosmic rays are the main cause of the troposphere ionization. Ions are considered as one of the factors that participates in producing of the aerosol particles and cloud condensation nuclei, when the supersaturation level of the water vapor or/and other atmosphere constituents vapor is sufficient. Aerosols are present throughout the atmosphere and affect Earth's climate directly through backscattering of sunlight and indirectly by altering cloud properties. Both effects are known with considerable uncertainty only, and translate into even bigger uncertainties in future climate predictions. Whereas disputable, the idea is discussed by the scientists that variations in galactic cosmic rays closely correlate with variations in atmospheric cloud cover and therefore constitute a driving force behind aerosol-cloud-climate interactions. A lot of studies were performed to validate or disprove the connection between cosmic ray's variation (e.g. the Forbush events) and changes of the aerosol content and properties in the atmosphere, cloud cover and properties and other climate parameters, but results are controversial. The enhancement of atmospheric aerosol particle formation by ions generated from cosmic rays was proposed as a physical mechanism explaining this correlation. But the main problem is to find the appropriate physical model which allows to calculate correctly the ion concentrations, nucleation and aerosol particles rate and cosmic rays intensity. Aerosol particle formation oc-curs in two stages: nucleation to form a critical nucleus and subsequent growth of the critical nucleus to a larger size (>2 – 3 nm) that competes with removal of the freshly nucleated nanoparticles by coagulation with pre-existing aerosols. The most used nucleation and particle growth theories are reviewed and analyzed in the article. The base of the theories is follow. Nucleation is generally defined as creation of molecular embryos or clusters prior to formation of a new phase during the transformation of vapor  $\rightarrow$  liquid  $\rightarrow$  solid. This process is characterized by a decrease in both enthalpy and entropy of the nucleating system. A free energy barrier is often involved and needs to be surmounted before transformation to the new phase becomes spontaneous. Another limitation in the nucleation and growth of atmospheric nanoparticles lies in significantly elevated equilibrium vapor pressures above small clusters and nanoparticles, also known as the Kelvin (curvature) effect, which considerably restricts growth of freshly nucleated nanoparticles. Ions are capable, under certain conditions, of suppressing or even removing the barrier to nucleation in embryonic

molecular clusters of water. But results of the theories are very uncertain so far. Results of the observations of the nucleation and particles formation as well as the special CLOUD experiment results are reviewed and analyzed in the article. The molecular clusters and nuclei can not be observed by remote sensing techniques like sun-photometers, lidars or satellite instruments. The in-situ measurements of the nucleation concentration and particles growth rate are performed in the certain sites only. The observations and experiments revealed the important influence of the trace gases and organic molecules on the nucleation and particle growth rate. Sulphuric acid, ammonia, amines, and oxidised organics play a crucial role in nanoparticle formation in the atmosphere competing with ionmediated mechanism. Saturation pressure of the sulphuric acid and organics vapors at the typical atmospheric conditions is much lower than for water vapor and at typical atmospheric concentration they are capable of suppressing the nucleation barrier. Nucleation with ions started earlier and run faster but the nucleus with sizes ≥ 3 nm more than 90% of clusters are neutral. Ion-mediated mechanism can dominate when sulphuric asid and organic molecules concentration is low. But more observations in the different atmosphere.

Nucleation contribution to the aerosol content and properties in the terrestrial atmosphere is also simulated by the special modules included to the regional and global models of the atmosphere and climate, e.g. GEOS-Chem and CAM5. Comparison of the simulation and observations has showed that in general the averaged model results are in good agreement with observational data at some sites but same biases were revealed at some sites too. It requires the further analysis and models developments. Also ion-mediated mechanism contribution was also estimated by the simulation not more than 10%.

Analysis of the observations and models results in the article showed that cosmic rays influencing the aerosol formation also influence the microphysical and optical properties of the particles. First of all particles size distribution is influenced by nucleation mechanism and relative content of the Aitken nuclei increases. Also sulphuric acid can influence the particle refractive index increasing the single-scattering albedo of the aerosols. Modern remote sense technique such as the AERONET sun-photometers can measure the spectral AOD and sky radiance with high accuracy and the reliable size distribution, refractive index and single-scattering albedo averaged over atmosphere column can be determined from that observations, but the AERONET inversion algorithm has to be developed to obtain the particles size finer than 50 nm.

Key words: cosmic rays, the terrestrial atmosphere, ionization, nucleation, aerosols.

УДК 524.8

В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф., О. Федорова, канд. фіз.-мат. наук, М. Хелашвілі, студ. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету ім. Тараса Шевченка, Київ

## ФОРМА МІКРОЛІНЗОВАНОЇ ЛІНІЇ ВІД АКРЕЦІЙНОГО ДИСКУ В МОДЕЛІ ЛІНІЙНОЇ КАУСТИКИ

Форма спектральних ліній типу флуоресцентної Fe Ka в рентгенівському випромінюванні активних ядер галактик (АЯГ) відображає характеристики центральних частин цих об'єктів. Ці лінії можуть формуватися в акреційних дисках навколо надмасивних чорних дір у центрах АЯГ. Якщо ж зазначене АЯГ є джерелом випромінювання у складі гравітаційно-лінзової системи, де присутні процеси мікролінзування, то профіль лінії несе важливу інформацію не тільки про параметри диску, але й про параметри гравітаційно-лінзової системи. У статі проведено моделювання мікролінзованих профілів спектральних ліній, що формуються в акреційних дисках АЯГ. Розрахунки здійснено у наближенні лінійної каустики. Часова залежність профілю лінії визначається кутом нахилу каустики до осі диску, що дає принципову змогу оцінити орієнтацію каустики.

Ключові слова: гравітаційне мікролінзування, релятивістські профілі спектральних ліній, активні ядра галактик.

Вступ. Рентгенівське випромінювання активних ядер галактик (АЯГ) іде від центральної частини, найближчої до "центральної машини" – так у літературі часто називають зону, найближчу до центральної чорної діри АЯГ, де розташовані акреційний диск і газо-пиловий тор. Над диском може розміщуватися гаряча корона, випромінювання якої відбивається від диску та тору і, зокрема, породжує флуоресцентні лінії. Якщо зазначене АЯГ нележить до гравітаційно-лінзової системи [1–3], де присутні процеси мікролінзування, то ці лінії також зазнають його впливу, який у цьому випадку виявляє себе у спотворенні їхніх профілів [1].

Люмінесцентні лінії заліза (Fe K) та інших елементів (наприклад кобальту або нікелю) у спостережуваних спектрах зустрічаються як вузькі, так і широкі, або навіть у комбінаціях. "Вузький" варіант зазвичай має ширину порядку сотень км/с, принаймні, до 1000 км/с. Вузькі лінії виникають досить далеко від центральної зони, у газо-пиловому торі (змінність таких ліній повільна), або в далеких від центру ділянках акреційного диску. Лінії, що виникають у внутрішніх ділянках акреційного диску, завдяки суттєвому впливу як ефекту Доплера, так і гравітаційного червоного зміщення у гравітаційному полі центральної чорної діри, мають сильно несиметричний профіль, витягнутий у бік менших частот і більш пологий із цього боку. З боку більших частот профіль лінії різкіший та інтенсивніший [4].

На параметри спостережуваної лінії впливають спін чорної діри та нахил акреційного диску, що надає змогу визначати характеристики цієї системи. Для цього необхідно мати досить чіткі профілі ліній, що не завжди має місце. Необхідно також зауважити, що процедура розв'язання оберненої задачі визначення характеристик АЯГ спирається на певні модельні уявлення щодо форми диску, метрики простору часу, а також щодо розподілу яскравості по диску. Більш повне та точне визначення потребує додаткової інформації.

Цю нестачу інформації певною мірою можна компенсувати, якщо джерело ліній є членом гравітаційно-лінзової системи. Таких об'єктів небагато, але вони є. Наприклад, процеси мікролінзування спостерігалися в АЯГ РКЅ 1830-211 [5], B0218+357 [6], RX J1131-1231 і НЕ1104-1805 [7], Q2237+0305 [8] та ін. Гравітаційно-лінзова система є природним телескопом, що дозволяє "роздивитися" дрібні деталі джерела. Це неможливо зробити іншими методами на сучасному рівні роздільної здатності оптичних телескопів.

У статті ми моделюємо ефект спотворення профілю емісійних ліній із релятивістським профілем внаслідок впливу гравітаційного мікролінзування, для різних положень каустики гравітаційної мікролінзи щодо акреційного диску, із використанням наближення лінійної каустики. Постановка задачі. Каустики мікролінзування підсилюють певні елементи диску, що завдяки ефекту Доплера та різному напрямку швидкостей приводить до неоднорідного підсилення різних ділянок спектру. Завдяки таким деформаціям, які будуть змінними в часі внаслідок відносного руху джерела та лінзи, можна отримати додаткові дані щодо розподілу яскравості по диску й орієнтації каустики щод акреційного диску.

Розглянемо модель тонкого акреційного диску, коли траєкторія елементу диску – це колова орбіта у площині диску.

На рис. 1 показано порівняння форми лінії в моделі тонкого акреційного диску, розрахованої для випадку гравітаційного поля Шварцшильда з урахуванням ефектів загальної теорії відносності, та з урахуванням лише спеціально-релятивістсих ефектів. Як видно, уже для не дуже далеких від центру орбіт на відстані кількох радіусів Шварцши-

льда *I*<sup>r</sup><sub>g</sub> вплив ефектів загальної теорії відносності є досить слабким. З огляду на це, як перший крок, для спрощення розрахунків будемо враховувати лише спеціально-релятивістські ефекти. Вплив гравітації у цьому наближенні виявляє себе лише через розподіл швидкостей колових орбіт.



Рис. 1. Порівняння спеціально-релятивістського (пунктир) та загально-релятивістського (суцільна лінія) деформованого профіля тонкої лінії з однорідним розподілом інтенсивності по колу із внутрішнім радіусом  $R_{\min}$  та зовнішнім  $R_{\max}$ . Ліворуч –  $R_{\min} = 5r_g$ ,  $R_{\max} = 20r_g$ , праворуч –  $R_{\min} = 10r_g$ ,  $R_{\max} = 100r_g$ .

Розглянемо систему координат, пов'язану з диском, з ортами  $\mathbf{e}_x = (1,0,0)$ ,  $\mathbf{e}_y = (0,1,0)$  та  $\mathbf{e}_z = (0,0,1)$  – напрямок осі диска. Вектор колової швидкості напрямлений по осі аплікат  $\Omega = f(r)\mathbf{e}_z$ , причому будемо вважати, що функція V(r) = r f(r) – монотонно спадна, r – радіус у циліндричних координатах. Швидкість частинки на відстані r від осі обертання  $\mathbf{V}_p = [\Omega \times \mathbf{r}] = f(r)[\mathbf{e}_z \times \mathbf{r}]$ ; чотиришвидкість  $U_p^{\mu} = \left[1 - (\mathbf{V}_p / c)^2\right]^{-1.2} \{1, \mathbf{V}_p / c\}$ .

Далі вважаємо, що всі частинки диску, зосереджені в площині z = 0, випромінюють у нескінченно тонку лінію з частотою  $\mathfrak{W}_0$  (у власній системі). Нехай напрямок на спостерігача, що розміщений на нескінченності, є  $\mathbf{e}_{\infty} = (\sin \vartheta, 0, \cos \vartheta)$ ,  $\vartheta - кут між$  напрямком на спостерігача та віссю обертання. Якщо в системі елементу середовища з положенням  $\mathbf{r} = r(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$  власна частота випромінювання є  $v_0$ , то частота випромінювання, що приймає спостерігач у напрямку  $\mathbf{e}_{\infty}$  із чотиришвидкістю  $U_{abs}^{\mu} = \{1,0,0,0\}$ , буде

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 \Lambda(\mathbf{r}) \,, \tag{1}$$

$$\Lambda(\mathbf{r}) \equiv \Lambda(r, \varphi) = \frac{\sqrt{1 - (V(r)/c)^2}}{1 + V(r)\sin\varphi\sin\vartheta/c} .$$
<sup>(2)</sup>

Розподіл інтенсивності випромінювання в локальній системі елемента диску вважаємо ізотропним; це природне припущення, якщо немає інших полів, які можуть впливати на характер випромінювання. Число фотонів, випромінених одиничним об'ємом за одиницю часу  $F_{disk}(r) = \frac{dN}{dtdV}$ , є інваріантом, що за припущенням залежить лише від відстані r від центру; воно визначається локальними умовами випромінювання, такими, як локальна густина випромінювачів, температура тощо. При перерахунку кутового розподілу в систему спостерігача слід урахувати спеціальнорелятивістське фокусування (relativistic beaming)  $d\Omega'/ d\Omega = (v/v')^2$ , а також зсув частоти згідно із (1). Внаслідок цього потік числа фотонів від усіх елементів диску, що дають внесок у лінію на частоті  $\omega$ , вимірювану спостерігачем, пропорційний величині  $\Pi(v) = \int dr \int d\phi \, \delta[v - v_0 \Lambda(r, \phi)] G(r) (\Lambda(r, \phi))^2$ , де  $G(r) = r F_{disk}(r) / 4\pi$ .

При мікролінзуванні системою точкових мас, яка моделює розподіл зірок галактики-лінзи, лінії у площині джерела, де підсилення точкового джерела є нескінченним, утворюють сітку каустик. Для протяжного джерела підсилення буде скінченним, але може сягати значної величини. Типова сітка каустик містить так звані лінії збірки (регулярні лінії каустик) та точки каспів. Найімовірнішими в реальних гравітаційно-лінзових системах є події, коли джерело перетинає лінії збірки. При цьому виникає пара так званих критичних зображень, яскравість яких нескінчена в момент

~ 29 ~

перетину. Якщо джерело рухається в оберненому напрямку, то яскравість критичних зображень зростає до нескінченності, і після перетину збірки вони зникають. З якого боку каустики виникають критичні зображення – залежить від того, куди напрямлена кривина каустики. На невеликих ділянках каустики застосуємо так зване наближення лінійної каустики, для якого підсилення критичних зображень точкового джерела є  $K = A \theta(\epsilon d_{\perp}) / \sqrt{\epsilon d_{\perp}}$ , де  $\theta(x) = 0$ 

функція Хевісайда, *d*<sub>⊥</sub> відстань від джерела до каустики на площині джерела, константу A називають силою каустики, ε = ±1 залежно від напрямку кривини каустики.

Виберемо нову систему координат, з ортами

Тут **е**<sub>x</sub>. напрямлений на спостерігача, **е**<sub>y</sub>., **е**<sub>z</sub>. утворюють площину джерела, що ортогональна до променя зору.

На площині джерела *y* ' = *r* sin φ, *z* ' = *r* (-cos φcos ϑ). Відстань до каустики від проекції точки диску на площину джерела параметризуємо за допомогою кута α таким чином, що

 $d_{\perp} = r \Psi(\varphi, \vartheta, \alpha) - V_c t , \quad \Psi(\varphi, \vartheta, \alpha) = \cos \varphi \cos \vartheta \sin \alpha - \sin \varphi \cos \alpha , \qquad (3)$ 

де <sub>V<sub>c</sub></sub> – швидкість руху каустики ортогонально собі. Ця швидкість невідома, тому далі, як це зазвичай роблять при розгляді подій мікролінзування, покладемо <sub>V<sub>c</sub> = 1</sub>, тобто результуюча залежність від часу буде визначена з точністю до деякого коефіцієнта розтягнення. Далі розглянемо випадок є = –1. У підсумку маємо рівняння

$$\Pi_{e}(v,t) = A \int_{r_{0}}^{\infty} dr \int_{0}^{2\pi} d\phi \, \delta \left[ v - v_{0} \Lambda(r,\phi) \right] G(r) \left( \Lambda(r,\phi) \right)^{2} \frac{\theta[t - r\Psi(\phi,\vartheta,\alpha)]}{\sqrt{t - r\Psi(\phi,\vartheta,\alpha)}} \,, \tag{4}$$

де  $\Psi(\phi, \vartheta, \alpha)$  подано формулою (10), а  $\Lambda(r, \phi)$  подано (2).

Функція П<sub>е</sub>(v) прямо пов'язана з надлишком числа фотонів у спостережуваному спектрі під час мікролінзування. Легко переписати всі формули, перерахувавши число фотонів на їхню енергію. Надлишкову частину спектру можна визначити з порівняння спостережень під час події мікролінзування та поза неї.



Рис. 2. Ліворуч – загальне положення проекції диску на площину зображень щодо каустики (жирна лінія), стрілка показує напрямок руху каустики. Ділянка попереду (по руху) каустики не має критичних зображень, що виникають позаду каустики. У центрі та праворуч – початок події мікролінзування; тонкі стрілки показують напрямок обертання диску

**Чисельне моделювання.** Залежність (4) було промодельовано для різних розподілів яскравості  $F_{disk}(r)$  по диску, що задовольняють умовам  $F_{disk}(R_{min}) = F_{disk}(R_{max}) = 0$ . Вигляд функції  $\Pi(v,t)$  сильно залежить від кута  $\alpha$  нахилу каустики до проекції осі диска на площину зображень. Це проілюстровано на рис. З для граничних випадків, коли каустика перпендикулярна до проекції осі диска на площину зображень (рис. 3, ліворуч,  $\alpha = \pi/2$ ), і коли вона паралельна до неї (рис. 3, праворуч,  $\alpha = 0$ ). Параметри моделі, що відповідають рис. 3, вибрано таким чином:  $V(r) = 0.1/\sqrt{r}$  (c = 1, відстані в одиницях  $r_g$ ),  $F_{disk}(r) = (r - R_{max})(r - R_{min})/r^5$ ,  $R_{max} = 5$ ,  $R_{max} = 20$ , сила каустики A = 1.



Рис. 3. Спотворення профілю лінії на початку події мікролінзування, коли каустика ще не доходить до центру зображення; відстані від каустики до центру *R* (*A*) = 5, *R* (*B*) = 2, *R* (*C*) = 0; крива *D* відповідає неспотвореній лінії на обох рисунках. Рисунок ліворуч відповідає середньому рис. 2, коли каустика рухається згори; праворуч – відповідному рис. 2, коли каустика рухається справа наліво

На середньому рис. 2, що відповідає лівій панелі на рис. 3, каустика рухається згори і починає підсилювати середні ділянки лінії, що відповідають ділянці диску, що рухається перпендикулярно до променя зору. При цьому однаково підсилюються ділянки диску ліворуч та праворуч від центру і лінія є симетричною. На рис. 2 праворуч каустика рухається справа і починає підсилювати випромінювання від ділянок праворуч, що рухаються на спостерігача,

тобто з більшою частотою на правому графіку рис. 3, тоді як ділянки лінії з  $v < v_0$  залишаються незбуреними. Таким

чином, з'являється принципова можливість оцінювати орієнтацію каустики відносно диску в подіях мікролінзування. Як показують чисельні експерименти, відмінність профілів залежно від різних орієнтацій каустики особливо сильно виявляє себе в першій половині події мікролінзування, коли каустика ще не перетнула центр диску; причому ця обставина є типовою для різних залежностей *F*<sub>disk</sub>(*r*).

Висновки. У роботі проведено чисельне моделювання мікролінзованих профілів спектральних ліній, що формуються в акреційних дисках АЯГ навколо центральної чорної діри, за таких припущень: а) АЯГ є джерелом гравітаційно-лінзової системи і має спектральну лінію, яка є вузькою у власній системі; б) лінія формується у тонкому акреційному диску досить далеко від центральної маси, тому спостережувана форма лінії в системі спостерігача може бути розрахована у слабко-релятивістському випадку без урахування ефектів загальної теорії відносності; в) у системі мають місце процеси мікролінзування, які можна описати в наближенні лінійної каустики. Нами показано, що часова залежність профілю лінії у процесі мікролінзування суттєво визначається кутом нахилу каустики до диску. Ця обставина має місце для різних розподілів яскравості лінії по диску і цілком зрозуміла з якісних міркувань. У випадку достатьної точності у перспективі це дасть принципову змогу визначати орієнтацію каустики.

#### Список використаних джерел

1. Neronov A. Test of relativistic gravity using microlensing of relativistically broadened lines in gravitationally lensed quasars / A. Neronov, le.Vovk // Physical Review D. - 2016. - V. 93, ls. 2. - Id.023006.

2. Vovk le. Microlensing constraints on the size of the gamma-ray emission region in blazar B0218+357 / le. Vovk, A. Neronov // Astronomy & Astrophysics. – 2016. – V. 586. – Id.A150.

3. Gamma-Ray Flaring Activity from the Gravitationally Lensed Blazar PKS 1830-211 Observed by Fermi LAT / A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // Astrophys. Journ. – 2015, V. 799, is. 2. – Id. 143.

4. Ilic D. Supermassive black holes & spectral emission lines / D. Ilic, L.C. Popovic // Journ. of Physics. - 2014. - Conf. ser. 548. - Id. 012002.

ASCA Observation of the Lensed Blazar PKS 1830-211: An Implication of X-Ray Microlensing / T. Oshima, K. Mitsuda, N. Ota et al. // Astroph. Journ. – 2001. – V. 551 – P. 929–933.
 Sitarek J. Variability of GeV gamma-ray emission in QSO B0218+357 due to microlensing on intermediate size structures / J. Sitarek, W. Bednarek

// MNRAS. – 2016. – V. 459, is. 2. – P. 1959–1967.

X-ray Microlensing in RXJ1131–1231 and HE1104–1805 / G. Chartas, C.S. Kochanek, X. Dai et al. // Astroph. J. – 2009. – V. 693. – P. 174–185.
 Microlensing variability in the gravitationally lensed quasar Q2237+0305 the Einstein Cross / A. Eigenbrod, F. Courbin, D. Sluse et al. // Astronomy & Astrophysics. – 2007. – V. 480. – Id. A3.

Надійшла до редколегії 27.04.18

Zhdanov V., Dr. Sci., Fedorova E., Ph. D., Khelashvili M., stud. Astronomical Observatorv of Taras Shevchenko National University of Kviv. Kviv

#### FORM OF A MICROLENSED LINE FROM ACCRETION DISK IN THE LINEAR CAUSTIC APPROXIMATION

The line profiles like that of the fluorescent Fe K or Co K lines in the X-ray spectra of the active galactic nuclei (AGN) reflect characteristics of the central regions of these objects. These lines can be formed in the accretion disks around central supermassive black holes and their shapes are connected with the central black hole spin and the accretion disk inclination angle to the line-of-the-sight. If an AGN is a source of a gravitational lens system with microlensing events, one can get an additional important information about both the accretion disk parameters as well. Microlensing processes were observed in such gravitational lens systems, as PKS 1830-211, B0218+357, RX J1131-1231 i HE1104-1805, Q2237+0305 and we can suspect to observe there also the spectral appearances of microlensing.

Here we performed the numerical simulations of the microlensed relativistic spectral line profiles formed in the AGN accretion disks. Using the linear caustic model we show that the time dependence of the profile is determined essentially by the angle between to the disk axis and the caustic. This gives us an opportunity to assess this orientation.

Microlens caustics magnify some parts of the accretion disk more prominently than others. Due to the Doppler effects and differences in the rotation direction this leads to the frequency-dependent magnification which distorts the profile of a relativistic spectral line. Such deformations are variable with time due to relative motions of the source and the microlens, and they can give us possibility to obtain some additional information about the disk brightness profile and caustic orientation relatively to the disk.

Here we consider the thin disk model, Schwarzschild black hole, and the linear caustic approximation as well. The numerical simulations of the relativistic emission line profiles distorted by strong gravitational microlensing effect were performed for several different orientations of the linear caustic relatively to the disk, as well as several inclinations of the disk to the line-of-the-sight. Basic presumptions for the numerical modeling were the following: (a) AGN is a source in the gravitational lens system and it its inner parts the luminescent emission lines with relativistic profiles are being emitted; (b) this line is formed in the thin accretion disk quite far away from the central black hole and can be calculated with no taking into account the relativistic effects; (c) the caustic can be considered as a linear one.

We show that the relative orientation of the caustic and the disk can be determined from emission lines profiles. Our numerical simulations demonstrate that the difference between profiles corresponding to different caustic orientations appears to be more prominent during the first half of the strong microlensing event, namely, before the crossing the disk center, and this dependence is irrespective to the accretion disk brightness profile.

We show that for the spectral accuracy level high enough we have a perspective to determine the caustic orientation from the observational data. Keywords: gravitational microlensing, relativistic emission line profiles, active galactic nuclei.

В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.,

Е. Федорова, канд. физ.-мат. наук,

М. Хелашвили, студ.

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Киев

#### ФОРМА МИКРОЛИНЗИРОВАННОЙ ЛИНИИ ОТ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В МОДЕЛИ ЛИНЕЙНОЙ КАУСТИКИ

Форма спектральных линий типа флуоресцентной Fe Kα в рентгеновском излучении активных ядер галактик (АЯГ) отражает характеристики центральных областей этих объектов. Такие линии могут возникать в аккреционных дисках вокруг сверхмассивных черных дыр в центрах АЯГ. Если же данное АЯГ является источником излучения в составе гравитационно-линзовой системы, где присутствуют процессы микролинзирования, профиль линии несет важную информацию не только о параметрах диска, а и о параметрах грави-

~ 31 ~

тационно-линзовой системы. В статье проведено моделирование микролинзированных профилей спектральных линий, которые формируются в акреционных дисках АЯГ. Вычисления проведены в приближении линейной каустики. Временная зависимость профиля линии определяется углом между каустикой и осью диска, что даёт принципиальную возможность оценить ориентацию каустики. Ключевые слова: гравитационное микролинзирование, релятивистские профили спектральных линий, активные ядра галактик.

УДК 523.98

В. Криводубський, д-р фіз.-мат. наук Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ

### РОЛЬ КОНВЕКТИВНОЇ ЗОНИ У ЗБУДЖЕННІ МАГНІТНОЇ АКТИВНОСТІ СОНЦЯ

Проаналізовано джерела енергії сонячної активності. Первісним джерелом сонячної енергії служить ядро Сонця, де внаслідок реакцій термоядерного синтезу виділяється енергія у формі ү-квантів і частинок нейтрино, які поширюються назовні. При наближенні до поверхні стрімко зменшується температура і водночас зростає непрозорість речовини променистої зони, внаслідок чого на відстані від поверхні близько 0,3 радіуса Сонця створюються умови для збудження конвективного перенесення енергії. Вище цієї межі лежить шар, який називають конвективною зоною. Існування і локалізацію конвективної зони Сонця визначають двома причинами: перша – структурний (променистий) градієнт температури збільшується через зростання непрозорості при падінні температури; друга – адіабатичний градієнт температури спливаючих елементів зменшує свою величину в зонах часткової іонізації водню і гелію.

Саме конвективна зона відіграє роль полігону, де зароджуються основні процеси, відповідальні за циклічні вияви активності Сонця. Разом із тим, частина конвективного потоку енергії, що йде із надр Сонця, накопичується і переноситься назовні в "магнітній формі". Специфічність магнітного перенесення енергії виявляється в циклічних змінах більшості породжуваних магнітними полями явищ, які прийнято називати магнітною активністю Сонця. Основним механізмом, що забезпечує циклічний характер коливань магнітної активності, є турбулентне динамо, локалізоване в конвективній зоні.

Найсприятливішим місцем для генерації тороїдального магнітного поля, від якого залежить інтенсивність плямоутворення, служать глибинні шари поблизу дна конвективної зони, що охоплюють шар проникної конвекції (конвективний овершут) і тахоклін. В овершуті створюються необхідні умови для формування шару тривалого утримання магнітних полів, тоді як у тахокліні внаслідок різкого спадання кутової швидкості у присутності слабкого полоїдального поля ефективно генерується потужне тороїдальне поле, Паркерівська плавучість цього поля з часом переважає ефекти антиплавучості, внаслідок чого поле зрештою підіймається на поверхню і формує тим самим біполярні групи сонячних плям. Важливим чинником глибинних шарів служить також спрямована до екватору меридіональна течія, яка в межах моделі гідромагнітного динамо забезпечує міграцію тороїдальних полів від високих широт до низьких. Відзначено останні дослідження автора про роль глибинних шарів сонячної конвективної зони у поясненні спостереженого явища подвійних максимумів циклу сонячних плям.

Ключові слова: Сонце, термоядерний синтез, випромінювання, конвекція, магнітна енергія, сонячна активність, овершут, тахоклін, магнітна плавучість, меридіональна циркуляція, турбулентне динамо, магнітний цикл.

Вступ. Наше денне світило Сонце – особлива для нас зоря, адже саме вона відіграла активну роль у процесі формування сонячної системи. Ця зоря зумовила фізичні умови на Землі й інших планетах. Несучи світло і тепло, Сонце сприяло виникненню всього живого на Землі і, зрештою, появі людини. Сонячна енергія впродовж тривалого часу підтримувала еволюцію біосфери і продовжує нині підтримувати життя на Землі. У другій половині XX ст. в період активного вивчення й освоєння космосу сформувався новий науковий напрям досліджень залежностей між геліофізичними і геофізичними процесами, що отримав назву "космічна погода". Суть нового наукового напряму полягає у вивченні впливу зовнішніх джерел енергії, випромінювання та потоків речовини через міжпланетне середовище на навколоземний простір (магнітосферу, іоносферу й атмосферу Землі) і реакції захисних оболонок Землі на цей вплив. Усвідомлення фізичної залежності довкілля від сонячної енергії зумовлює наш інтерес до вивчення природи джерел цієї енергії.

Генерація і променисте перенесення сонячної енергії. Оскільки з допомогою телескопа неможливо безпосередньо заглянути в надра Сонця, то наші уявлення про його внутрішню структуру ґрунтуються на теоретичних модельних розрахунках. Зазвичай усередині Сонця дослідники тривалий час виокремлювали три ділянки: ядро, радіативну (променисту) зону і конвективну зону (т. зв. стандартна модель Сонця) [1]. Згідно із сучасними досягненнями у вивченні сонячних надр перехідну ділянку між променистою зоною і конвективною зоною необхідно доповнити двома тонкими прошарками, які у геліофізиків отримали назви конвективний овершут (шар проникної конвекції) [2–6] і тахоклін (шар спадання кутової швидкості) [7].

Первісним джерелом енергії Сонця є ядро, де за надзвичайно високих температур (~1,5·10<sup>7</sup> K) плазма перебуває в повністю іонізованому стані. За умов таких високих температур і високого тиску (250·10<sup>9</sup> атм) у ядрі внаслідок реакцій термоядерного синтезу утворюються нові хімічні елементи і виділяється 99 % сонячної енергії. Основна реакція: протон-протонний цикл, внаслідок якого із чотирьох протонів утворюється атом гелію. Оскільки атомна маса гелію менша атомної маси чотирьох протонів, то дефіцит маси **випромінюється** у вигляді високочастотних у-квантів і частинок нейтрино. У шарах, що оточують ядро, немає власних джерел енергії, тому тут відбувається тільки радіальне перенесення енергії. Вивільнена в ядрі енергія поступово поширюється (дифундує) до поверхні Сонця у вигляді електромагнітного випромінювання, за винятком невеликої її частки, що переноситься нейтрино. Ділянку поширення вивільненої енергії прийнято називати **променистюю зоною**. Густина сонячної плазми у променистій зоні така велика, що на цьому шляху випромінювання зазнає значних складнощів у своєму поширенні. Внаслідок цього відбуваються процеси *перевипромінювання*: γ-кванти спочатку перетворюються в рентгенівські хвилі, потім ближче до поверхні Сонця послідовно в жорсткий і м'який ультрафіолет, і нарешті у хвилі видимого діапазону, які ми спостерігаємо у вигляді звичного для нас диску Сонця. Шари, де формується неперервний спектр оптичного випромінювання, що доходить до спостерігача, геліофізики називають фотосферою (сферою світла) і приймають її кутові розміри за розміри Сонця. Відстань від центру Сонця до поверхні, що становить ~700 тис. км (трохи менше двох відстаней від Землі до Місяця), електромагнітне випромінювання долає за час близько одного мільйона років (тоді як частинки нейтрино досягають поверхні впродовж усього приблизно двох секунд).

Зауважимо, що слід розрізняти терміни *радіація* й *іррадіація*. У найширшому сенсі слова, **радіація** (лат. "сяйво", "випромінювання") – це процес поширення енергії у просторі у формі різних хвиль і частинок. Разом із тим, інтенсивність сонячного випромінювання, що досягає Землі, змінюється залежно від часу доби, року, місця розташування і погодних умов. Загальну кількість енергії, підраховану за певний проміжок часу, називають *іррадіацією* (іншими словами: "*прихід*" або "*доза сонячної радіації*") і показує, наскільки потужним було сонячне випромінювання. Варто також розуміти відмінність між такими термінами, як *радіація* і *радіоактивність*. Якщо перше можна застосувати до іонізуючого випромінювання, що перебуває у вільному просторі і яке буде існувати, поки не буде поглинуте будь-яким предметом (речовиною), то *радіоактивність* – це здатність речовин і предметів випускати іонізуюче випромінювання, тобто бути джерелом радіації.

Слід також пам'ятати про відмінність понять **сонячне світло** (потік фотонів, який долітає від Сонця до Землі в середньому за 499 с) і **сонячний вітер** (потік іонізованих частинок, що долає шлях від Сонця до Землі за 2–3 доби). Зокрема, саме ефект тиску сонячного світла (*а не сонячного вітру*) використовують у проектах так званих **сонячних вітрил** космічних кораблів для міжпланетних подорожей. Тоді ж як двигун для космічного апарату, який використовує як джерело тяги імпульс іонів сонячного вітру, називають **електричним вітрилом**.

При наближенні до поверхні Сонця стрімко зростає непрозорість речовини, внаслідок чого умови для дифузії випромінювання і перенесення теплоти погіршуються в такій мірі, що сонячна плазма починає перегріватися. Якби не гравітація, то все закінчилося б грандіозним вибухом перегрітої оболонки Сонця. Однак саме завдяки гравітації в дію вступає надзвичайно важливий процес: перемішування перегрітої речовини у глибинах Сонця із холоднішою речовиною ближче до поверхні (т. зв. **конвекція**).

Конвективне перенесення енергії. Конвекцією називають просторове перенесення будь-яких властивостей суцільного середовища при його русі. Конвективні рухи, що виникають за наявності просторової неоднорідності густини рідини або газу, які перебувають у полі сил тяжіння, називають вільною конвекцією. Коротко можна сказати так: конвекція зумовлюється різницею питомих ваг нагрітих і холодних шарів речовини в полі тяжіння. Якщо зміни густини відбуваються тільки за рахунок зміни температури, то конвекцію називають термічною. Природна термічна конвекція є одним із видів гравітаційної нестійкості. Якщо шар газу або рідини підігрівається знизу (або охолоджується зверху), і теплопровідність не може забезпечити вирівнювання температури, то це вирівнювання здійснюється *вертикальними макрорухами*. Конвекція служить переважаючим способом перенесення енергії тоді, коли температура в елементі газу, що піднімається, спадає повільніше, ніж у навколишньому середовищі, внаслідок чого елемент, який піднімається, стає менш щільним і набуває властивості архімедової плавучості. Тобто, нижні шари середовища нагріваються, стають легшими і спливають, а верхні шари, навпаки, охолоджуються, стають важчими і занурюються донизу, після чого процес повторюється знову і знову. За певних умов процес перемішування самоорганізовується у структуру окремих вихорів, внаслідок чого утворюється більш або менш упорядкована структура із конвективних комірок.

Експериментально явище термічної конвекції в рідині було відкрито Г. Бенаром у 1900 р. [8] на прикладі підігрітої знизу гарячої води, на яку зверху наливали тонкий шар мінерального масла. Для виявлення рухів рідини до масла підмішували дрібні ошурки алюмінію. При досягненні критичної безрозмірної різниці температур біля верхньої і нижньої поверхонь рідини в ній виникали вертикальні вихрові течії й утворювалися шестигранні комірки. У центрі комірки рідина рухалася вгору, а поблизу її країв – донизу. В усіх комірках мав місце один і той самий процес. Таку циркуляційну течію називають конвекцією Релея – Бенара, оскільки теоретичний аналіз явища (1916) належить Релею (Джон Вільям Стретт, він же лорд Релей із 1873) [9]. Спостереження показують, що у природі існують два різних типи рухів рідини. Перший – шарувата упорядкована течія – ламінарний рух, за якого шари рідини ковзають один повз одного паралельно напрямку течії, не змішуючись між собою. Другий – турбулентна неврегульована течія, за якої частинки рідини рухаються по складних траєкторіях і при цьому відбувається інтенсивне перемішування між шарами рухомої рідини. Турбулентність була експериментально відкрита Рейнольдсом у 1883 р. [10]. Зазвичай турбулентний режим течії наступає при перевищенні деякого критичного значення числа Рейнольдса (яке представляє собою відношення величин турбулентної і газокінетичної в'язкостей), що залежить від конкретного виду течії. Ламінарні і турбулентні рухи зазвичай ускладнюються природною конвекцією, що виникає, як зазначено вище, внаслідок різниці температур по перерізу течії. Процеси конвективного перенесення, що представляють практичний інтерес, відбуваються зазвичай в умовах турбулентних рухів середовища. Перехід від ламінарного режиму конвекції до турбулентної конвекції відбувається за збільшення безрозмірного числа Релея Re, яке становить собою відношення імпульсу підйомної сили до сили, що гальмує конвективні рухи [9]. На елемент, що піднімається, діє спрямована вгору сила, яка залежить від різниці температур усередині і зовні цього елемента. Разом із тим, на рухомий елемент діє сила тертя (в'язкість, що може бути газокінетичною або ж турбулентною), яка гальмує рухи. Від співвідношення цих сил залежить структура конвекції. Якщо сила в'язкості переважає підйомну силу, то число Re буде малим і конвекція не виникатиме. У випадку, коли ці сили порівнянні, то рух газу вгору має спокійний характер із майже сталою швидкістю. Якщо число Релея перевищує певну критичну величину Reкр ~10<sup>3</sup>, то буде збуджуватися конвекція, яка в міру зростання Re набуває вигляду правильної коміркової структури. Зокрема, стаціонарна конвекція Бенара збуджується за умови Reкр < Re < 10<sup>5</sup>.

Конвективна зона Сонця. Розглянемо детальніше питання про виникнення конвекції на Сонці [11–15]. Як зазначено вище, енергія Сонця виділяється в його ядрі у вигляді ү-квантів, що утворюються під час термоядерних реакцій синтезу хімічних елементів. У радіативній зоні відбувається тільки радіальне перенесення енергії, виділеної в ядрі, завдяки процесам дифузії випромінювання: кванти світла випромінювання поглинаються і послідовно перевипромінюються атомами, передаючи енергію від одного сферичного шару до іншого шару більшого радіусу. Внаслідок цього густина потоку променистої енергії падає, а температура газу зменшується вздовж радіусу Сонця. На певній відстані від центру Сонця температура виявляється вже невеликою порівняно з ядром. Звідси випливає *два надзвичайно важливі наслідки. Перше*, з падінням температури внаслідок процесів фотоіонізації в газі з'являється багато *віль*-

(1)

них електронів, що рухаються досить повільно для того, щоб ядра водню, гелію або важчих хімічних елементів (таких як вуглець, азот, кисень, кальцій і залізо) могли захопити їх у зв'язані стани, утворюючи атоми. Друге, при зміщенні до поверхні фотони дедалі частіше поглинаються зростаючою кількістю атомів, внаслідок чого створюється дедалі більший опір дифузії випромінювання (погіршуються умови перенесення енергії випромінюванням – тобто газ стає менш прозорим для випромінювання), а променистий (реальний, структурний) радіальний градієнт температури | dT/dr |пром стає все більш крутим. Надзвичайно важливо, що при наближенні до поверхні температура газу падає в такій мірі, що повністю іонізована плазма, починаючи з певних сонячних глибин, переходить у стан часткової іонізації водню, гелію і важчих елементів. У найглибших шарах частково іонізованого газу внаслідок рекомбінацій вільних електронів із ядрами й іонами з'являються іони важчих елементів, що сильно поглинають випромінювання. Це призводить до значного збільшення коефіцієнту поглинання к і тим самим до зростання променистого (структурного) радіального градієнту температури | dT/dr |пром, величина якого пропорційна коефіцієнту к (тобто відбувається різке падіння температури в радіальному напрямку). Внаслідок цього створюються умови для збудження конвективної нестійкості. Для виникнення конвекції необхідно, щоб зменшення температури у спливаючому елементі, якщо він не обмінюється теплотою з атмосферою (адіабатичний процес), відбувалося повільніше, ніж в атмосферою на тій же висоті. Іншими словами, з падінням температури зростає непрозорість речовини і поступово створюється такий різкий променистий радіальний градієнт температури | dT/dr |пром, що на певній відстані від центру Сонця він перевищить адіабатичне значення радіального градієнту | dT/dr |ад усередині якогось елемента газу, який повільно зміщується знизу вгору без додаткового нагрівання зовні. З огляду на це його рух угору прискорюється і збуджується турбулентна конвекція. Умовою виникнення конвекції є нерівність

#### $|dT/dr|_{\text{пром}} > |dT/dr|_{\text{ад}},$

що відома під назвою *критерію Шварцшильда* [16]. Для виконання цієї умови необхідно, щоб газ, який піднімається, незважаючи на його охолодження, залишався гарячішим ніж навколишній газ. Це буде тоді, коли температура середовища падає з висотою швидше, ніж в елементі газу, що адіабатично піднімається і розширюється.

Обернена нерівність сприяє стійкості: при її виконанні об'єм, що змістився випадково вгору, буде важчим навколишньої речовини і не зможе рухатися далі вгору, а буде коливатися навколо положення його рівноваги. Саме за такої умови у променистій зоні виникають радіальні коливання речовини відносно положення гравітаційної рівноваги з частотою Брунта – Вяйсяля. Вони викликаються хвилями, що збуджуються ефектами плавучості, зумовленими гравітацією. Тому ці хвилі отримали назву внутрішні гравітаційні хвилі [17]. Зауважимо, що їх не слід плутати з відкритими недавно космологічними гравітаційними хвилями.

Зазначимо, що вимога, згідно з якою для збудження конвекції необхідно, щоб число Релея переважало певне критичне значення Re<sub>кp</sub>, є більш строга, ніж критерій Шварцшильда (1). Критерій Шварцшильда є необхідною, але недостатньою умовою виникнення конвекції. Та обставина, що число Re має перевищувати критичну величину Re<sub>кp</sub>, означає: перш ніж наступить конвективний режим, підйомна сила, що розвинулася, має стати більшою сили гальмування. З огляду на це достатньою умовою встановлення стаціонарного режиму конвекції є вимога Re >> Re<sub>кp</sub>.

На Сонці конвективна нестійкість наступає на глибині близько 200 тис. км, де температура спадає до величини ~2·10<sup>6</sup> К, яка вже недостатня для повної іонізації важких елементів, тому тут розпочинається ділянка їх часткової іонізації. Вище цієї межі лежить шар конвективної турбулентності, у якому енергія переноситься зазвичай рухомою речовиною, а не випромінюванням. Його називають конвективною зоною. Поблизу зовнішнього шару конвективної зони вступає в дію інший чинник. пов'язаний із ділянками часткової іонізації водню і гелію, який сприяє підсиленню нестійкості. У цих ділянках об'єм газу, що повільно рухається знизу вгору, де тиск менший, буде розширюватися і внаслідок цього охолоджуватися, навіть якщо він і не віддає тепло в зовнішній простір. Таке охолодження називають адіабатичним. Водночас об'єм газу, що піднімається, незважаючи на його охолодження, буде нагріватися за рахунок енергії, яка вивільнюється при рекомбінації електронів із ядрами водню і гелію в зонах їхньої часткової іонізації. Тому температура цього елемента газу буде падати не так швидко, як за відсутності рекомбінації, що і призводить до зменшення величини | dT/dr |ад. Внаслідок такого нагрівання, газ, що піднімається, виявляється більш гарячим і, що ще більш важливо, внаслідок поперечного балансу тисків менш щільним (легшим), ніж газ навколишнього середовища. Завдяки цьому створюються умови для підсилення критерію конвективної нестійкості (1). Такого ж роду нестійкість властива і для елементу газу, що випадково починає рухатися згори донизу. У цьому випадку ключову роль відіграє процес іонізації водню і гелію при стисненні елементу газу, який опускається донизу, що призводить до охолодження газу при його низхідному русі. На важливу роль зон часткової іонізації хімічних елементів у збудженні конвекції в надрах зірок уперше в 1930 р. звернув увагу А. Унзольд [18]. Зауважимо, що насправді в СКЗ мають місце три способи перенесення теплоти: теплопровідність, конвекція і радіація. Кінетична енергія конвективних елементів здобувається за рахунок теплової енергії випромінювання, що йде знизу і підтримує різницю температур всупереч згладжувальному впливу конвекції, яка завжди зменшує реальний структурний градієнт температури і намагається наблизити його до адіабатичного значення.

Перенесення теплоти в зоні конвекції значно ефективніше, ніж у стійких шарах, тому радіальний градієнт температури в конвективної зоні |*dT/dr*|<sub>конв</sub> виявляється малим. Цим пояснюють велику товщину конвективної зони Сонця: для повної іонізації гелію за великого тиску потрібна висока температура, отож за малого температурного градієнту потрібно пройти великий шлях від поверхні вниз, щоб потрапити в ділянку високих температур. Чим нижча температура зірки, тим більша товщина її конвективної зони; у холодних червоних зірок її товщина сягає майже половини радіусу. Навпаки, у гарячих зірок спектрального класу А водень помітно іонізований уже на поверхні, тому навіть на невеликій глибині водень, а потім і гелій повністю іонізовані, внаслідок чого товщина їхньої конвективної зони виявляється малою. Отже, **конвекція** є переважаючим способом перенесення енергії за умови, коли температура в елементі газу, що піднімається, спадає повільніше, ніж у навколишньому середовищі, внаслідок чого цей конвективний елемент виявляється менш щільним і набуває властивості плавучості. Він переносить своє надлишкове тепло вгору і передає частину його навколишньому середовищу за допомогою випромінювання, а розсмоктуючись і руйнуючись – також шляхом безпосереднього перемішування. Після цього охолоджені залишки елемента, ставши щільнішими за навколишнє середовище, опустяться у глибокі і гарячі шари, і весь процес повториться.

За виникнення конвективного турбулентного шару на Сонці *несуть відповідальність* насамперед рекомбінації вільних електронів із ядрами й іонами важких елементів *у глибоких шарах* іонізованого газу (що викликає зростання непрозорості середовища та зростання структурного променистого градієнту температури | *dT/dr* |<sub>пром</sub>), а також збільшення числа рекомбінацій у ділянках часткової іонізації водню і гелію *ближче до поверхні* (які приводять до пониження адіабатичного градієнту температури | *dT/dr* |<sub>ад</sub> всередині спливаючого елементу газу). Таким чином, існування і локалізація конвективної зони Сонця визначається двома причинами: перша – структурний (променистий) градієнт температури *збільшується* через зростання непрозорості при падінні температури; друга – адіабатичний градієнт температури спливаючих елементів *зменшує* своє значення в зонах часткової іонізації водню і гелію.

При наближенні до поверхні стрімко зростає непрозорість речовини, внаслідок чого на відстані від поверхні близько 0,3 радіуса Сонця створюються необхідні і достатні умови для виникнення конвективної нестійкості плазми. На допомогу випромінюванню в дію вступає **конвективне перенесення енергії** внаслідок гідродинамічних рухів. Поблизу поверхні більша частина потоку сонячної енергії перетворюється в енергію турбулентних конвективних рухів плазми і в такій формі доходить до видимої границі Сонця. Тут енергія знову перетворюється в попередню світлову і теплову форми. Ця частина перенесеної до поверхні *променистої* енергії надає можливість спостерігати Сонце в різних діапазонах хвиль. Тоді як друга частина перенесеної вгору енергії, зумовлена *конвективними* рухами, буде виявлятися на фотосферному рівні у вигляді доступних для спостережень грануляційних рухів різних масштабів. При розгляді процесу збудження конвекції в ролі гальмівної сили слід брати до уваги турбулентну в'язкість. Розрахунки чисел Релея в цьому випадку приводять до значень, що відповідають стаціонарній конвекції Бенара.

Оскільки конвективні комірки виходять на поверхню, то їхнє існування випливає не тільки із викладеної концепції, але й із прямих спостережень поверхневих явищ. Спостереження свідчать, що в поверхневій конвекції переважають комірки чотирьох цілком чітко виділених масштабів, що відповідають *грануляції, мезогрануляції, супергрануляції і гігантським коміркам* [1]. Вважають, що перші три типи конвективних комірок виникають як наслідок іонізації атомів водню і гелію, і що ці комірки мають масштаби порівнянні із глибинами, на яких відбуваються процеси іонізації. Водень стає сильно іонізованим на глибині 1 000 км під фотосферою, а гелій стає на 90 % однократно і двократно іонізованим на глибинах 5 000–10 000 і 30 000 км, що відповідає горизонтальним розмірам гранул, мезогранул і супергранул. Звідси випливає, що чим вище до поверхні виникає конвективний елемент, тим менші його розміри. Оскільки в сонячній плазмі постійно виникають неоднорідності температури і густини в масштабах природної неоднорідності середовища, які сумірні з т. зв шкалою висот (висотою однорідної атмосфери), то розміри конвективних елементів на певній глибині в СКЗ також сумірні із шкалою висот на цій глибині. Існування гігантських комірок встановлено менш надійно. Як вважають, їхні типові розміри порівнянні із глибиною конвективної зони. Вони можуть визначати структуру великомасштабних магнітних полів на поверхні і розподіл волокон.

Крім конвективних рухів, на поверхні Сонця спостерігаються також періодичні вертикальні рухи із характерними розмірами, більшими розмірів гранул (~5 000 – 10 000 км). Зони, що коливаються, рівномірно розподілені по сонячному диску, у кожний даний момент часу 2/3 поверхні Сонця беруть участь у коливаннях. Розподіл швидкостей газу, отриманий із вимірювань доплерівських зміщень спектральних ліній, показав, що на зазначеній ділянці газ піднімається й опускається зі швидкістю ~ 0,4 км/с. Частотний спектр вертикальних коливань досить широкий (інтервал періодів становить 150-400 с), але максимуму спектра відповідає період 300 с, тому їх прийнято називати п'ятихвилинними коливаннями [17]. Найімовірніше пояснення п'ятихвилинних коливань полягає в тому, що їх викликають резонансні стоячі акустичні хвилі, які захоплені акустичним резонатором у глибоких підфотосферних шарах Сонця. Щонайбільше загальновизнаним механізмом збудження п'ятихвилинних коливань є стохастичний механізм збудження коливань турбулентною конвекцією. Фізична суть спостережуваного явища радіальних коливань поверхні Сонця полягає в тому, що постійні хвильові рухи, подібно до сейсмічних хвиль на Землі, потрясають сонячні надра. Спостережені на сонячній поверхні коливання внаслідок розв'язання фахівцями обернених задач дають важливу інформацію про його внурішню структуру, зокрема про внутрішнє обертання Сонця, яке відіграє кардинальну роль у збудженні тороїдального магнітногоо поля в межах моделей турбулентного динамо. Розділ геліофізики, у якому вивчають внутрішню будову Сонця на основі даних про спектр коливань його поверхневих шарів, називають геліосейсмологією.

Магнітне перенесення енергії. Однак у сонячних надрах поряд із висвітленими вище двома основними механізмами перенесення енергії *існує ще один чинник*, який бере активну участь у процесах перенесення енергії. Цим чинником є магнітне поле. Частина конвективного потоку енергії, що йде із надр Сонця, накопичується і переноситься назовні в "магнітній формі". Саме параметрами магнітного поля, величиною його магнітної індукції, просторовою структурою і часовою еволюцією зумовлюються як існування, так й основні властивості сонячних активних утворень. На Сонці змінне магнітне поле служить одним із специфічних високоефективних механізмів перенесення енергії, який має вигляд своєрідного нелінійного відгуку Сонця на конвективний потік енергії, що проходить через його шари [13]. Специфічність цього перенесення енергії виявляється в нагріванні до високих температур верхніх шарів сонячної атмосфери (за рахунок електричних струмів і МГД-хвиль), а також у нестаціонарній спалаховій конверсії магнітної енергії в тепло, у кінетичну енергію прискорених часток і макроскопічних викидів плазми (т. зв. корональних викидів маси). У сильно розріджених верхніх шарах сонячної атмосфери магнітна енергія вивільнюється, зумовлюючи тим самим спостережену інверсію температури у хромосфері і короні. Надлишок накопиченої магнітної енергії скидається у міжпланетний простір у процесах сонячних спалахів і корональних викидів маси. Другою специфічною властивістю магнітного перенесення енергії є його суттєві варіації в часі, які виявляються в циклічних змінах більшості явищ, породжуваних магнітними полями. Середній період магнітних циклічних змін становить 22 роки і складається із двох 11-річних циклів сонячних плям Швабе – Вольфа [19]. На Сонці весь комплекс магнітних явищ, що містить у собі плямоутворюючу, спалахову, хвильову й інші форми (факели, протуберанці, корональні викиди маси) виявів нестаціонарних процесів, прийнято називати сонячною активністю.

Нестаціонарні процеси на Сонці переважно пов'язані з локальними тонкоструктурними (дискретними) магнітними полями активних зон. Разом із тим, в основі практично будь-яких теорій виникнення сонячного магнетизму лежить концепція великомасштабного (глобального) поля. Згідно із сучасними уявленнями глобальне магнітне поле Сонця складається із трьох компонент [20–22]. Перша компонента – аксіально-симетричне слабке полоїдальне (меридіональне) поле реліктового походження **В**, силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, очевидно, формують фонові магнітні поля. Друга аксіально-симетрична компонента – це глибинне сильне тороїдальне (азимутальне) поле Вт, яке при спливанні на сонячну поверхню зумовлює інтенсивність плямоутворення. При спостереженнях ми бачимо лише викликані магнітною плавучістю випадкові локальні опуклості силових трубок тороїдального поля, що виявляються на сонячній поверхні в "королівській зоні" у вигляді магнітних біполярних груп плям. Третя магнітна компонента лежить у площині сонячного екватора і пов'язана з магнітними полями на сонячній поверхні. Вона має секторну структуру і визначає міжпланетне магнітне поле. Спостереження свідчать, що, незважаючи на ясно виражені випадкові флуктуації в еволюції сонячного магнетизму, полоїдальна і тороїдальна компоненти поля осцилюють у часі за величиною і знаком із середнім періодом близько 22 роки у протифазі. Полоїдальне поле змінює свою полярність (проходить через нульовий стан) в епохи максимумів сонячних плям, коли тороїдальне поле найбільш потужне, і, навпаки, полоїдальне поле досягає свого максимуму в епоху мінімумів активності плям (магнітний цикл Хейла) [19]. Тому очевидно, що глобальні магнітні компоненти пов'язані між собою і збуджуються, напевно. одним процесом. який має коливальний циклічний характер.

Турбулентне магнітне динамо. Роль полігона, де зароджуються основні процеси, відповідальні за циклічні вияви сонячної активності, виконує конвективна зона. Згідно із сучасними поглядами, що сформувалися на основі спостережень і теоретичних уявлень, практично всі теорії циклічних магнітних змін на Сонці базуються на концепції збудження глобального магнетизму внаслідок механізму турбулентного динамо [20–34]. Рухи плазми в астрофізичних умовах і, зокрема, у конвективній зоні Сонця, як було зазначено вище, зазвичай сильно турбулізовані. З огляду на це найбільшого поширення серед геліофізиків набула теорія динамо в турбулізованому електропровідному середовищі. Суть динамо-процесу полягає в підсиленні первісного слабкого магнітного поля рухами електропровідного турбулізованого середовища з позитивним зворотним зв'язком, які приводять до самопідтримки або подальшого зростання поля. Магнітні поля в умовах їх вмороженості у високопровідну плазму захоплюються гідродинамічними рухами і, розтягуючись і згинаючись, здобувають додаткову енергію. Тобто, турбулентні потоки електропровідної речовини діють подібно до динамо-машини із самозбудженням (принцип якої в лабораторних умовах був розроблений у 1866 знаменитим німецьким фізиком і винахідником Вернером фон Сіменсом), перетворюючи механічну енергію в магнітну енергію. Зауважимо, що динамо-теорія в астрофізичних умовах пов'язана з динамо-машиною тільки назвою і найзагальнішою ідеєю, оскільки в космічній плазмі відсутні ізолятори, тверді провідники, обмотки тощо. Цікаво, що теорія магнітного динамо, яка спочатку була задумана для пояснення постійності космічних магнітних полів, у випадку магнітного поля Сонця залучається для пояснення екстремально швидких (порівняно із характерними довготривалими космологічними проміжками часу) змін магнітного поля. Зазначимо, що динамо-механізми не в змозі пояснити, як виникли магнітні поля небесних тіл від самого початку. Вони пояснюють лише, як космічний магнетизм зберігається і підсилюється впродовж тривалого часу, незважаючи на постійне послаблення полів внаслідок омічного виснаження струмів, які їх породжують. Для здійснення динамо-процесу необхідна наявність за якихось причин хоча б невеликого "затравочного" магнітного поля або слабкого первісного струму.

Винятково плідним для теорії космічного динамо виявився двомасштабний підхід, суть якого полягає в поділі поля швидкостей і магнітного поля на усереднені (великомасштабні, із характерними розмірами порядку радіуса Сонця) і флуктаційні (маломасштабні) розміри, і залученні до розгляду асиметрії маломасштабних рухів [20–22]. Саме в конвективній зоні, де поле гідродинамічних рухів природно поділене на два істотно відмінних масштаби: регулярні рухи (відповідають сонячному обертанню) і хаотичні (відповідають маломасштабній турбулентній конвекції), існують належні умови для турбулентної "динамо-машини" [24–27, 30]. Надзвичайно важливо, що внаслідок взаємодії обертання і конвекції тут створюється специфічна комбінація двох полів швидкостей різних масштабів: великомасштабного неоднорідного (диференційного) обертання і маломасштабної гіротропної (дзеркально-несиметричної) турбулізованої конвекції. Іншими словами, під впливом обертання турбулентна в'язкість стає анізотропною, тоді як анізотропія турбулентності викликає диференційне обертання

Особливих складнощів із пошуком механізму збудження тороїдального поля не було. Турбулентна в'язкість конвективних зон зір і Сонця під впливом обертання стає анізотропною, що приводить до їхнього диференційного обертання Ω(*r*,θ) (*r* – відстань від центра Сонця, θ – полярний кут у сферичній системі координат) [35]. Піонерські дослідження в цьому напрямі ще в 1941 р. зробив О. Лебединський [36]. Однак його результат було незаслужено забуто, чи можливо не помічено під час війни. Згодом у 1951 р. цю ж ідею незалежно запропонував Л. Бірман [37]. Саме диференційне обертання Ω(r,θ) в умовах високопровідної плазми генерує тороїдальне поле Вт із полоїдального Вр. Уперше це показав В. Ельзассер у 1946 р. [38]. Каменем спотикання і найбільш важливою ланкою для дослідників тривалий час залишалася проблема зворотного зв'язку тороїдального поля з полоїдальним: як відтворити в наступному циклі полоїдальне поле, та ще й протилежного спрямування (протилежної полярності) щодо його орієнтації в попередньому циклі. Перший крок у напрямі розв'язання цієї проблеми зробив Ю. Паркер [23], який показав, що під дією коріолісової сили турбулізована конвекція в підфотосферних шарах стає циклонічною. Фізична концепція Паркера отримала математичне обґрунтування у роботах [22], присвячених вивченню електродинамічного впливу турбулентності на замагнічену плазму. Дослідження електромагнітних властивостей турбулентної плазми, розпочаті в 60-х рр. ХХ ст. під керівництвом фізика М. Штеєнбека (Йенський інститут магнітогідродинаміки) у співпраці з теоретиками-астрофізиками Ф. Краузе і К.-Х. Редлером (Потсдамський інститут астрофізики), привели до створення магнітогідродинаміки (МГД) для усереднених (великомасштабних) статистичних параметрів поля – так званої макроскопічної МГД [22].

Пояснимо детальніше основний *новий турбулентний ефект* макроскопічної МГД – виникнення спіральності в конвективній зоні Сонця, яка обертається [20]. Густина плазми в СКЗ зменшується (збільшується) при зміщенні по радіусу вгору (донизу) – згідно з моделями СКЗ густина речовини при переході від дна конвективної зони до

поверхні зменшується на 5-6 порядків величини. Конвективні комірки, що піднімаються (опускаються) з радіальною швидкістю и, входять у ділянки з меншою (більшою) густиною, де вони розширюються (стискуються) з тангенціальною швидкістю иц, щоб набути густини навколишньої плазми. Оскільки це відбувається на небесному тілі, що обертається, то на тангенціальні (горизонтальні) складові швидкості **u**tg діє сила Коріоліса 2[**u**tg **Ω**], внаслідок якої конвективні комірки повертаються зі швидкістю **u**rot навколо вертикальної осі – закручуються у протилежних напрямках для висхідних і низхідних потоків. Якщо взяти операцію rot від швидкості певного повороту **u**rot, то отримаємо вектор rot **u**<sub>rot</sub>, паралельний вертикальній осі. Нагадаємо, що основний рух комірки радіальний **u**<sub>r</sub>, тобто також паралельний цій осі. З огляду на це повна швидкість **u** = **u**<sub>r</sub> + **u**<sub>tg</sub> + **u**<sub>rot</sub> характеризується відмінною від нуля усередненою кореляцією ( $\mathbf{u} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{u}$ ) = (( $\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{tg} + \mathbf{u}_{rot}$ ) · rot ( $\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{tg} + \mathbf{u}_{rot}$ )) = ( $\mathbf{u}_r \cdot \operatorname{rot} \mathbf{u}_{rot}$ )  $\neq 0$ , що представляє собою добуток "спіну" вихору на його швидкість. Для отримання сумарного ефекту закручування певного знаку необхідна деяка асиметрія між висхідними і низхідними потоками. Головною причиною асиметрії на Сонці служить стратифікація, зумовлена тим, що висхідні комірки розширюються, а низхідні стискуються. Інші причини можуть бути пов'язані з топологією рухів (оскільки плазма піднімається переважно в центрі конвективної комірки й опускається на її краях) і магнітною плавучістю, що сприяє підйому намагніченої плазми. Результуюча комбінація радіального й обертального рухів приводить у досить протяжних ділянках до переважання в північній півсфері лівогвинтового, а в південній – правогвинтового закручування (гіротропності) < **u** · rot **u** > ≠ 0. Таким чином, гіротропність (спіральність) є абсолютно природним ефектом, який із необхідністю виникає у гравітаційному полі в охоплених турбулентною конвекцією системах, що обертаються. Саме тому в усіх зорях, які мають конвективні зони, поле швидкостей турбулізованої конвекції завжди набуває спірального характеру. Зауважимо, що в земній атмосфері поле конвективних рухів також має спіральний характер.

За умови вмороженості магнітного поля у високопровідну плазму усереднена спіральна турбулентність збуджує електричне поле  $\varepsilon = \alpha < B > / c$ , з яким пов'язаний електричний струм **ј** =  $\sigma_T \varepsilon$ , необхідний для самопідтримання глобального магнетизму  $\langle \mathbf{B} \rangle$  ( $\alpha = -(\tau/3) \langle \mathbf{u} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{u} \rangle -$  параметр спіральності, що має розмірність швидкості,  $\tau -$  час кореляції турбулентних пульсацій, στ – коефіцієнт турбулентної електропровідності). Можливість появи індукованого електричного поля ε = α <B>/с, паралельного чи антипаралельного (залежно від знаку параметра α) до напряму усередненого магнітного поля <B> в середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває у стані турбулентних рухів, *суперечить* звичній картині у класичній електродинаміці, коли індуковане регулярними рухами зі швидкістю U електричне поле (U × B)/с завжди є перпендикулярним до напряму магнітного поля В. Параметр гвинтової (гіротропної) турбулентності α був уведений М. Штеєнбеком, Ф. Краузе і К.-Х. Редлером [22], які виникнення усередненого турбулентного електричного поля ε назвали "α-ефектом". Незважаючи на свою довільність, цей термін досить міцно вкоренився, а сам α-ефект відтоді є суттю усієї сучасної теорії турбулентного динамо. Хоча вперше із фізичних міркувань цей ефект виявив Паркер [23] й евристично ввів параметр циклонічності Г, що майже збігається з уведеним пізніше параметром гіротропності α [22]. Згодом Г. Моффат [39] запровадив термін *спіральна* (англ. helical) турбулентність, який нині став загальновживаним. За досить інтенсивної спіральності α-ефект збуджує магнітні поля, які можуть протистояти омічним виснаженням електричних струмів, відкриваючи тим самим прямий шлях до пояснення походження космічного магнетизму.

Отже, під впливом глобального обертання (коріолісової сили) в умовах зумовленого гравітацією сильного вертикального градієнту густини плазми ∇ρ турбулізовані конвективні рухи в підфотосферних шарах набувають анізотропного гіротропного (спірального) характеру, що описується параметром  $\alpha(r, \theta)$ , тоді як внаслідок анізотропії конвекції обертання стає неоднорідним (диференційним)  $\Omega(r, \theta)$  [20–22].

Диференційне обертання в умовах вмороженості магнітних полів у плазму, розтягуючи силові лінії полоїдального поля **B**<sub>P</sub>, генерує тороїдальну компоненту **B**<sub>T</sub>, так званий Ω-ефект, який описується рівнянням

$$\partial \mathbf{B}_{\mathrm{T}} / \partial t = r \sin\theta \left( \mathbf{B}_{\mathrm{P}} \nabla \right) \mathbf{\Omega} \, \mathbf{i}_{\mathrm{o}} + \mathbf{v}_{\mathrm{T}} \Delta \mathbf{B}_{\mathrm{T}}, \tag{2}$$

де ∇ = ∂/∂*r* – радіальний градієнт, і<sub>φ</sub> – азимутальний одиничний вектор, ν<sub>T</sub> ≈ (1/3)*ul* – коефіцієнт турбулентної в'язкості, яка викликає дисипацію (затухання) поля, *u* і *l* – ефективна швидкість і характерний масштаб турбулентних рухів. Разом із тим, усереднена спіральна турбулентність регенерує із цього поля **B**<sub>T</sub> нову полоїдальну компоненту **B**<sub>P</sub>, антипаралельного спрямування щодо його вихідної орієнтації (α-ефект), замикаючи досить просто тим самим сонячний динамо-цикл. Регенерація полоїдального поля описується рівнянням

$$\partial \mathbf{A} / \partial t = \alpha \mathbf{B}_{\mathrm{T}} + \mathbf{v}_{\mathrm{T}} \Delta \mathbf{A}, \tag{3}$$

де **A** = *A* **i** <sub>φ</sub> – тороїдальний векторний потенціал (**B**<sub>P</sub> = rot **A**). Механізм самопідтримання аксіально-симетричних тороїдального та полоїдального полів, у якому основну роль відіграють α-ефект і Ω-ефект отримав назву "αΩ-динамо". Турбулентна в'язкість (магнітна дифузія) V<sub>T</sub> відіграє подвійну роль в еволюції і перебудові магнітних полів: вона об'єднує всі маломасштабні петлі магнітного потоку в одне згладжене поле і, крім того, сприяє поширенню великомасштабного поля із ділянки його збудження по всій СКЗ. У випадку, коли генерація і турбулентна дисипація магнітних потоків зрівноважені, то отримуємо циклічну модель αΩ-динамо, що описується системою рівнянь (2)–(3). При розробці нелінійних динамо-моделей слід мати на увазі, що наростаюче із часом магнітне поле буде насамперед впливати на спіральність поля швидкостей. Це зумовлено тим, що кінетична енергія маломасштабних рухів спіральної турбулізованої конвекції значно менша кінетичної енергії великомасштабного диференційного обертання, тому сенситивний α-ефект буде слабшим, ніж потужний Ω-ефект.

Уперше гідромагнітну динамо-модель, основану на спільній дії циклонічної турбулентності і диференційного обертання, розглянув Ю. Паркер [23], який розв'язок рівнянь динамо (2)–(3) подав у вигляді динамо-хвиль, період яких зумовлює тривалість сонячного циклу. Після Паркера стало зрозуміло, що для підсилення магнітного поля і циклічних змін його величини та полярності особливо ефективною є комбінація неоднорідного обертання й асиметричного поля маломасштабного поля швидкостей (спіральної турбулізованої конвекції) [20, 21]. Однак цих двох ефектів недостатньо для побудови реалістичної моделі магнітного циклу Сонця. З огляду на це при побудові сценарію спостереженої карти-

~ 3

ни магнітної циклічності необхідно доповнити модель αΩ-динамо новітніми ефектами турбулентної перебудови глобального магнетизму (макроскопічного турбулентного діамагнетизму [40], магнітної накачки в неоднорідному за густиною турбулентному середовищі [41]) і меридіональною циркуляцією (дет. див. нижче).

Розподілена локалізація ефектів сонячного динамо. Нині запропоновано численні моделі сонячного динамо, які складніші, ніж модель Паркера, однак у більшості своїй вони базуються на останній. Новизна моделей останніх років полягає в тому, що генерація полоїдальної і тороїдальної компонент аксіально-симетричного глобального магнітного поля відбувається неоднаково ефективно у всьому об'ємі СКЗ, як це вважалося раніше, а в її розподілених ділянках.

Зокрема, найсприятливішими для регенерації полоїдальної компоненти служать шари СКЗ поблизу сонячної поверхні, де внаслідок α-ефекту Бебкока – Лейтона, який визначається кутами нахилу (англ. tilt angle) спостережених біполярних магнітних зон (утворених дугами спливаючих магнітних силових трубок тороїдального поля), турбулентною дифузією і меридіональною циркуляцією, відбувається збудження нового полоїдального поля, протилежного спрямування щодо його орієнтації в попередньому циклі [30, 42, 43]. Як зазначалося вище, це дозволяє замкнути сонячний динамо-цикл. Водночас, з погляду амплітуди сонячного циклу надзвичайної актуальності набуває питання про локалізацію Ω-ефекту, оскільки у присутності слабкого полоїдального поля саме він збуджує потужне тороїдальне поле, від якого залежить інтенсивність плямоутворення (нагадаємо, що на Сонці індукційна дія диференційного обертання на кілька порядків сильніша збудження полів α-ефектом). У зв'язку із цим дослідники останнім часом зосередили свою увагу на дослідженні глибинних шарів. У підсумку було знайдено переконливі докази, що саме поблизу дна СКЗ існують необхідні умови для ефективної генерації і тривалого утримання тороїдального поля. Зупинимося коротко на цих аргументах.

Магнітна плавучість Паркера й ефекти "антиплавучості". Для ефективної генерації тороїдального магнітного поля внаслідок дії диференційного обертання на полоїдальне поле необхідно, щоб магнітні силові трубки тривалий час перебували в ділянці генерації. Проте внаслідок магнітної плавучості Паркера важко забезпечити значне підсилення та зберігання сильних полів в усьому об'ємі СКЗ упродовж тривалого часу, порівнянного з періодом сонячного циклу, що приводить до обмеження на амплітуду збуджуваного тороїдального поля. Обмеження зумовлено тим, що швидкість магнітного спливання *U*в залежить від величини поля *B* і густини плазми ρ [44]

$$U_{\rm B}(B,\rho) \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}.$$
 (4)

Із виразу (4) видно, що за заданого поля *В* швидкість спливання буде найменшою у глибоких шарах, де найбільша величина густини плазми. Разом із тим, навіть тут важко забезпечити значне підсилення полів і тривале утримання полів величиною понад 100 Гс упродовж часу, порівнянного з періодом сонячного циклу, внаслідок швидкої евакуації сильних полів із зони генерації. Водночас моделювання процесів спливання магнітних трубок в СКЗ показало, що для пояснення спостережених в активних ділянках на сонячній поверхні величин магнітних полів необхідно, щоб поблизу дна СКЗ інтенсивність тороїдальних магнітних полів досягала, принаймні, значень порядку 10<sup>3</sup>–10<sup>4</sup> Гс. З огляду на це з особливою потребою на перший план виходить проблема компенсації магнітної плавучості таких сильних полів й утримання їх тривалий час у ділянці динамо. Іншими словами, виникає необхідність пошуку механізмів магнітної "антиплавучості" (негативної магнітної плавучості). Як виявилося, роль таких механізмів у гравітні турбулентні ефекти макроскопічної МГД: турбулентний діамагнетизм [40] і магнітна накачка в неоднорідному за густиною турбулентному середовищі, що обертається (ротаційний ∇ρ-ефект) [41]. У зв'язку із цим важливого значення набувають глибинні шари (перехідна ділянка) між конвективною і променистою (радіативною) зонами, де характерні розміри турбулентних рухів зазнають кардинальної перебудови.

Шар проникної конвекції (овершут). Важливо пам'ятати, що в космічних умовах характерні розміри турбулентних вихорів зазвичай достатньо великі для того, щоб у більшості випадків між турбулізованими і незбуреними астрофізичними структурами чи об'єктами виникали ділянки поступового спадання інтенсивності турбулентності. Як зазначено вище, поле швидкостей в СКЗ природно розділене на два масштаби (маломасштабну спіральну турбулентну конвекцію та великомасштабне диференційне обертання). Характерні розміри цих двох полів швидкостей достатньо великі для того, щоб між СКЗ і радіативної зоною виникали ділянки поступового спадання амплітуд їхніх швидкостей. Тому біля дна СКЗ має сформуватися **деа перехідних шари**, у яких відсутнє різке обривання поля швидкостей різних масштабів. **Перший шар** пов'язаний із турбулентною конвекцією, а **другий** – із диференційним обертанням. Слід очікувати, що перехідний шар між *маломасштабною* турбулентною конвекцією і променистою зоною *буде тоншим* порівняно з перехідним шаром від *великомасштабних* широтних варіацій кутової швидкості в СКЗ до майже однорідного обертання у променистих надрах.

Дійсно, оскільки біля дна СКЗ кореляційна довжина турбулентних рухів *l* за порядком величини становить значну частку вертикальної довжини зони конвекції, то поле швидкостей *u* турбулізованої конвекції буде по інерції проникати у стабільну щодо рухів радіативну зону (*перколяція турбулентності*), збільшуючи довжину зони механічного перемішування речовини, хоча в ній уже не виконується критерій Шварцшильда (1) виникнення конвективної нестійкості. Внаслідок такого просочування (проковзування) турбулентності нижче "*активної*" СКЗ формується перехідний шар своєрідної "*пасивної* конвекції" (оскільки тут несприятливі умови для її самозбудження) – тобто шар поступового зменшення інтенсивності пульсацій плазми до нуля. У літературі цей шар, усередину якого енергія переноситься конвекцією, а зовні – виноситься радіацією, отримав назву *шару проникної (проковзаної) конвекції* (*анал. convective overshoot layer*) [2–6]. Згідно з оцінками на основі геліосейсмологічних даних [45] і модельних розрахунків на базі реальної фізичної стратифікації сонячних надр [46], товщина шару проникної конвекції становить ≈ 3000 – 3500 км. Шар проникної конвекції сприяє накопиченню великомасштабного магнітного поля Сонця біля дна СКЗ і витісненню його в радіативні шари [20, 21].

Процес витіснення поля коротко можна описати так: внаслідок вмороженості поля у плазму магнітні силові лінії будуть "закидатися" інерційними турбулентними пульсаціями згори донизу в шар проникної конвекції. Зважаючи на це, через деякий час магнітне поле з'явиться на верхній межі радіативної зони, де раніше його не було, і де сприятливі умови для його тривалого існування, оскільки тут турбулентні пульсації вже майже відсутні. Водночас у шарах вище конвективного овершуту внаслідок процесу заплутування силових ліній інтенсивними турбулізованими рухами в зоні розвиненої конвекції і джоулевої омічної дисипації магнітне поле поступово зникатиме в СКЗ. Отже, перколяція турбулентності приводить на нижній межі СКЗ до магнітної адвекції – поле витісняється з конвективної зони і концентрується у відносно тонкому шарі з великим градієнтом магнітного поля на вершині стабільної радіативної зони. Саме таким чином проявляється на Сонці **макроскопічний турбулентний діамагнетизм** (відкритий акад. Я. Зельдовичем [47]), фізичний сенс якого полягає у витіснення однорідного в початковий момент магнітного поля із ділянок високопровідної плазми з вихровими турбулентними рухами. Зауважимо, що спостережені на сонячній поверхні грануляційні рухи різних масштабів також є результатом проникнення конвекції у фотосферні шари (поверхневий конвективний овершут).

Діючи у глибинах СКЗ проти магнітної плавучості, макроскопічний турбулентний діамагнетизм відіграє роль негативної магнітної плавучості. Згідно з нашими розрахунками [27] для параметрів турбулентності (*u*,*l*), узятих із моделі СКЗ [48], швидкість спрямованого вниз уздовж сонячного радіусу діамагнітного витіснення горизонтального поля у глибинних шарах в зоні проникної конвекції досягає значень  $U_{\mu} = -\nabla v_T/2 \approx 2 \cdot 10^3$  см/с, що істотно зменшує ефективність магнітного спливання полів. Оскільки швидкість магнітного спливання  $U_B$  (*B*,*p*)  $\approx B/(4\pi\rho)^{1/2}$  залежить від величини поля *B*, то з умови взаємної компенсації швидкостей магнітного спливання  $U_B$  і діамагнітного занурення  $U_{\mu}$  можна знайти значення горизонтального стаціонарного поля  $B_0 \approx U_{\mu}(4\pi\rho)^{1/2}$ , спливання якого буде повністю компенсовано макроскопічним турбулентним діамагнетизмом. Наші розрахунки показали, що внаслідок балансу зазначених двох ефектів у глибинах СКЗ формується магнітний шар завтовшки 40 тис. км з величиною заблокованого магнітного поля 2000–3000 Гс [27].

Тахоклін (шар спадання швидкості диференційного обертання). Незважаючи на привабливість шару проникної конвекції для перебудови магнетизму, він занадто тонкий і тому суттєво не впливає на збудження магнетизму, а тільки сприяє збереженню магнітних полів у зоні генерації. Збудження великомасштабного магнітного поля в такому тонкому шару породжує низку проблем [49]. Зважаючи на це, особливого значення для перебудови магнетизму набуває *другий перехідний шар* (товщиною ≈ 30 тис. км), який простягається глибше в надра Сонця - так званий **тахоклін** (англ. tachocline), у якому обертання стрімко змінюється від диференційного в СКЗ до майже жорсткого у променистій зоні [7]. Розглянемо коротко, у чому полягає суть явища. Згідно з геліосейсмічними вимірюваннями [50, 51] диференційне обертання проникає в радіативні надра, внаслідок чого на нижній межі СКЗ утворюється тонкий перехідний шар від широтного диференційного до твердотільного (жорсткого) обертання. Походження цього перехідного шару, імовірно, пов'язане з тим, що під СКЗ якийсь механізм перенесення кутового моменту (наприклад в'язке перенесення) ефективно усуває широтну неоднорідність обертання. Смуга різкого спадання кутової швидкості перебуває нижче СКЗ, подібно до того, як термокліни лежать нижче шару перемішаної води в океані. Зважаючи на це, по аналогії з океанічним термокліном перехідний шар спадання кутової швидкості Е. Шпігель і Ж.-П. Цан [7] у 1992 р. назвали *тахокліном* – тобто шаром стрімкого спадання швидкості диференційного обертання (англ. tachocline). Товщина його за геліосейсмологічними даними дорівнює ≈ 30 тис. км, хоча остаточно вона не встановлена [52]. Внаслідок різкого спадання кутової швидкості саме в тахокліні радіальний градієнт кутової швидкості досягає свого максимуму, чим створює тут найсприятливіші умови для збудження сильного тороїдального поля. Вагомою обставиною є також те, що у глибинному тахокліну виявляється найменшою ефективність магнітної плавучості, оскільки в цьому районі густина плазми найбільша за об'ємом СКЗ.

Крім того, згідно з останніми геліосейсмологічними експериментами, тахоклін має ще одну надзвичайно важливу для моделей динамо властивість. Він складається з ділянок, що по-різному обертаються. У низькоширотній ділянці повільного обертання кутова швидкість зменшується із глибиною ( $\partial\Omega/\partial r > 0$ ), тоді як у високоширотних ділянках швидкого обертання вона, навпаки, зростає із глибиною ( $\partial\Omega/\partial r < 0$ ) [50]. Природний поділ тахокліну на домени із протилежними знаками радіального зсуву кутової швидкості має принципове значення для теоретичного пояснення північно-південної магнітної асиметрії Сонця, спостереженої під час переполюсування полярного поля в епохи максимумів циклів сонячних плям, оскільки парність гармонік глобального поля, що збуджується механізмом динамо, залежить від знаку  $\partial\Omega/\partial r$  [27].

Меридіональна циркуляція. Поширення динамо-хвиль не у змозі задовільно пояснити спостережену міграцію сонячних плям у "королівській зоні" від середніх широт до екватору. З огляду на це було запропоновано пояснення екваторіальної міграції плям внаслідок меридіональних течій [53–55]. На сонячній поверхні слабка великомасштабна меридіональна течія речовини спрямована від екватору до полюсів. Спочатку вона була виявлена шляхом відстеження рухів магнітних структур [56, 57] і прямими вимірами доплерівських зсувів у спектральних лініях [58]. У наступні роки геліосейсмічні вимірювання показали, що спрямовані до полюсів меридіональні течії діагностуються методами локальної геліосейсмології [59] всередину Сонця до глибин *г*≈ 0,85*R* (*R* – радіус Сонця) [60, 61]. Виходячи із закону збереження речовини, дослідники прийшли до висновку, що біля нижньої основи СКЗ має існувати меридіональна течія протилежного напрямку від полюсів до екватора. За такої умови речовина біля полюсів має опускатися вниз до тахокліну, тоді як біля екватору вона повинна підніматися із глибин на поверхню, щоб таким чином забезпечити замкнутий цикл меридіональної циркуляції речовини [53, 62]. Внаслідок чисельного моделювання на основі геліосейсмологічних кекспериментів було продемонстровано, що меридіональна циркуляція охоплює всі шари СКЗ і навіть може проникати нижче тахокліну в радіативну зону [63–65].

Конвективний овершут і тахоклін – найсприятливіше місце для генерації тороїдального магнітного поля. Як було зазначено вище, з погляду амплітуди сонячного циклу надзвичайної актуальності набуває питання про локалізацію Ω-ефекту, оскільки згенеровані ним тороїдальні поля при спливанні регулюють інтенсивність плямоутворення. З огляду на проведений вище аналіз найсприятливішим місцем для генерації тороїдального магнітного поля є глибинні шари поблизу дна СКЗ, що охоплюють шар проникної конвекції (овершут) і тахоклін. В овершуті під впливом процесів антиплавучості створюються необхідні умови для формування шару тривалого утримання магнітних полів, тоді як у тахокліні внаслідок різкого спадання кутової швидкості ефективно генерується потужне **тороїдальне поле**, паркерівська плавучість якого із часом починає переважати ефекти антиплавучості, внаслідок чого воно виноситься на поверхню. Крім того, у глибинах СКЗ густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину магнітної енергії, що сприяє трансформації кінетичної енергії в магнітну. Важливим чинником глибинних шарів служить також спрямована до екватору меридіональна течія, яка в межах моделі гідромагнітного динамо забезпечує міграцію тороїдальних полів від високих широт до низьких.

Для пояснення спостережуваного явища подвійних максимумів циклу сонячних плям нами розроблено сценарій [33], що містить генерацію магнітного поля поблизу дна СКЗ і його наступне винесення із глибинних шарів на поверхню в "королівській зоні". У запропонованій схемі перебудови магнітного поля беруть участь п'ять МГД-процесів: Ω-ефект поблизу тахокліну, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діамагнетизм, ротаційний ∇ρ-ефект і меридіональна циркуляція. Згідно із цим сценарієм у тахокліні внаслідок різкого спадання кутової швидкості із полоїдального поля ефективно генерується потужне тороїдальне поле. Разом із тим, у шарі конвективного овершуту внаслідок ефектів негативної магнітної плавучості це зростаюче поле може утримуватися тривалий час, набуваючи при цьому значень до 3000 Гс. У міру подальшого підсилення за рахунок Ω-ефекту заблоковане поле із часом досягає величин, достатніх для того, щоб завдяки перевазі паркерівської магнітної плавучості над ефектами негативної магнітної плавучості розпочати свій підйом до поверхні Сонця і зрештою через деякий час з'явитись у вигляді сонячних плям у ділянці "королівської зони". Встановлено, що перебудова магнетизму у високоширотних і приекваторіальному доменах СКЗ відбувається у відмінних режимах. У полярних доменах проти магнітної плавучості діють два ефекти антиплавучості, які тривалий час блокують магнітні поля в конвективному овершуті. Тоді як у нижній половині приєкваторіального домену один із цих ефектів змінює свій знак на протилежний, допомагаючи таким чином плавучості транспортувати поля до поверхні. Вагомим чинником сценарію служить глибинна меридіональна циркуляція, що забезпечує перенесення заблокованих тороїдальних полів із полярних ділянок до низьких широт. Ключову роль у розробленому механізмі подвійних максимумів плям відіграють дві хвилі тороїдальних полів, які завдяки глибинній меридіональній циркуляції зсунуті одна відносно одної в часі на 1–2 роки і поширюються у приекваторіальному домені від нижньої основи СКЗ до сонячної поверхні.

Висновок. Первісним джерелом енергії активності Сонця служить його ядро, де під час термоядерних реакцій синтезу нових хімічних елементів виділяється енергія у вигляді тепла і потужного електромагнітного випромінювання, а також частинок нейтрино високих енергій. Радіативна (промениста) зона, що оточує ядро, не має власних джерел енергії, тому вона лише переносить енергію назовні внаслідок дифузії випромінювання. Ближче до поверхні (починаючи із глибин 0,7 сонячного радіусу) внаслідок різкого падіння температури і зумовленого цим зростання непрозорості газу промениста (теплова) енергія перетворюється в механічну енергію турбулентних конвективних рухів газу. Зважаючи на це, цю ділянку сонячних надр назвали конвективною зоною. Саме вона виконує роль полігону, відповідального за сонячну активність. У конвективній зоні енергія переноситься переважно самим газом і в такій формі доходить до видимої межі Сонця, де зрештою проявляється на фотосферному рівні у вигляді доступних для спостережень грануляційних рухів різних масштабів. Водночас тут частина енергії конвективних потоків знову перетворюється в колишню форму і вивільнюється в зовнішніх шарах атмосфери, що надає можливість спостерігати її у вигляді випромінювання. Разом із тим, внаслідок локалізованого в конвективній зоні гідромагнітного механізму динамо частина кінетичної енергії великомасштабного диференційного обертання й енергії маломасштабних спіральних турбулізованих конвективних рухів у ході сонячного циклу переходить у магнітну енергію, забезпечуючи при цьому циклічні зміни магнітної активності Сонця. У глибинних шарах конвективної зони поблизу ділянок проникної конвекції (овершуту) і тахокліну у присутності слабкого полоїдального поля створюються сприятливі умови для збудження потужного тороїдального поля, яке, спливаючи на поверхню, визначає інтенсивність плямоутворення. У тахокліні завдяки Ω-ефекту генерується сильне тороїдальне поле, тоді як у конвективному овершуті завдяки ефектам антиплавучості воно утримується тривалий час, допоки завдяки подальшому його підсиленню не настане черга паркерівського спливання. Внаслідок залучення до розгляду п'яти МГД-процесів перебудови великомасштабного магнетизму нами був розроблений сценарій пояснення спостережуваного явища подвійних максимумів циклу сонячних плям.

Список використаних джерел

1. Гибсон Э. Спокойное Солнце / Э. Гибсон. – М., 1977.

2. Roxburgh I.W. Convection and solar structure / I.W. Roxburgh // Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 65. – P. 281–285.

3. Spiegel E.A. Magnetic activity and variations in solar luminosity / E.A. Spiegel, N.O. Weiss // Nature. - 1980. - Vol. 287. - P. 616-617.

4. Ballegooijen A.A. van. The overshoot layer at the base of the solar convective zone and the problem of magnetic flux storage / A.A. Ballegooijen van. // Astron. Astrophys. – 1982. – Vol. 113. – P. 99–112.

5. Schmitt J.H.M.M. The overshoot region at the bottom of the solar convection zone / J.H.M.M. Schmitt, R. Rozner, H.U. Bohn // Astrophys. Journ. – 1984. – Vol. 282. – P. 316–329.

6. Solar Dynamics, Rotation, Convection and Overshoot / S. Hanasoge, M.S. Miesch, M. Roth et al. J. // Space Science Reviews. - 2015. - Vol. 196, No. 1-4. - P. 79-99.

7. Spiegel E.A. The solar tachocline / E.A. Spiegel, J.-P. Zahn // Astron. Astrophys. - 1992. - Vol. 265. - P.106-114.

8. Bénard H. Les tourbillans cellulaires dans une nappe liquide / H. Bénard // Revue Générale des Sciences Pures Appliquées. – 1900. – Vol. 11. – P. 1261–1271; P. 1309–1328.

9. Rayleigh Lord. On convective currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side / Lord Rayleigh // Philosophical Magazine. - 1916. - Vol. 32. - P. 529-546.

10. Reynolds O. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water in parallel channels shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels / O. Reynolds // Philosophical Transactions of the Royal Society A. – 1883. – Vol. 173. – P. 935–982.

11. Вандакуров Ю.В. Конвекция на Солнце и 11-летний цикл / Ю.В. Вандакуров. – М., 1976. 12. Priest E.R. Solar Magnetohydrodynamics / E.R. Priest. – Dordrecht ; Boston ; L., 1982.

13. Соловьев А.А. Диффузная теория солнечного магнитного цикла / А.А. Соловьев, Е.А. Киричек. – Элиста ; СПб., 2004.

14. Miesch M.S. Large-scale dynamics of the convection zone and tachocline / M.S. Miesch // Living Rev. Solar Phys. - 2005. - Vol. 2, No.1. - P. 1-139.

15. Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце / Б.П. Филиппов. – М., 2007.

16. Schwarzschild K. Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre / K. Schwarzschild // Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math.-phys. Klasse. – 1906. – Vol. 195. – P. 41–53.

17. Воронцов С.В. // Гелиосейсмология / С.В. Воронцов, В.Н. Жарков // Итоги науки и техники. Астрономия. – М., 1988. – Т. 38. – С. 253–338.

18. Унзольд А. Физика звездных атмосфер / А. Унзольд. – М., 1949.

19. Hathaway D.H. The solar cycle / D.H. Hathaway // Living Rev. Solar Phys. - 2015. - Vol. 12, No. 4. - P. 1-87.

20. Вайнштейн С.И. Турбулентное динамо в астрофизике / С.И. Вайнштейн, Я.Б. Зельдович, А.А. Рузмайкин. – М., 1980.

21. Zeldovich Ya.B. Magnetic Fields in Astrophysics / Ya.B. Zeldovich, A.A. Ruzmaikin, D.D. Sokoloff. - N. Y., 1983.

22. Krause F. Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory / F. Krause, K.-H. Rädler. – Oxford, 1980.

23. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo models / E.N. Parker // Astrophys. Journ. - 1955. - Vol. 122. - P. 293-314.

24. Stix M. Theory of the solar cycle// Solar Phys / M. Stix. - 1981. - Vol. 74. - P.79-101.

25. Krivodubskij V.N. Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone / V.N. Krivodubskij // Astron. Reports. - 1998. - Vol. 42. - P. 122-126.

26. Krivodubskij V.N. The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism / V.N. Krivodubskij // Astron. Reports. - 2001. - Vol. 45. - P. 738-745.

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

28. Kryvodubskyj V.N. Dynamo parameters of the solar convection zone / V.N. Kryvodubskyj // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2006. – Vol. 22, № 1. – P. 1–20.

29. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle / P. Charbonneau // Living Rev. Solar Phys. – 2010. – Vol. 7, № 3. – P. 1–91.

30. Kitchatinov L.L. The solar dynamo: Inferences from observations and modeling / L.L. Kitchatinov // Geomagnetism. Aeronomy. - 2014. - Vol. 54. - P. 867-876.

31. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2012. – Vol. 28, № 5. – P. 232–238.

32. Krivodubskij V.N. Small scale alpha-squared effect in the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2015. – Vol. 31, № 2. – P. 55–64.

33. Krivodubskij V.N. Double maxima of 11-year solar cycles / V.N. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. - 2017. - Vol. 33, No. 1. - P. 24-38.

34. Simulation the generation of the solar toroidal magnetic field by differential rotation / A.A. Loginov, V.N. Krivodubskij, N.N. Salnikov, Yu.V. Prutsko // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2017. – Vol. 33, № 6. – P. 265–275.

35. Tassoul J-L. Theory of Rotating Stars / J.-L.Tassoul. – Princeton ; New Jersy, 1978.

36. Лебединский А.И. Вращение Солнца / А.И. Лебединский // Астрон. журнал. – 1941. – Т. 18, № 1. – С.10–25.

37. Biermann L. Bemerkungen uber das Rotationsgesetz in irdischen und stellaren Instabilitatszonen / L. Biermann // Zeits. Astrophys. – 1951. – B. 28. – S. 304–309.

38. Elsasser W.M. Induction effects in terrestrial magnetism / W.M. Elsasser // Phys. Rev. – 1946. – Vol. 69. – P.106–116.

39. Moffat H.K. Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids / H.K. Moffat. – L.; N. Y.; Melbourne, 1978.

40. Krivodubskij // Šoviet Astronomy. – 1984. – Vol. 28, № 2. – P. 205–211.

41. Krivodubskij V.N. Transfer of the large-scale solar magnetic field by inhomogeneity of the material density in the convective zone// Soviet Astronomy Lett / V.N. Krivodubskij. – 1987. – Vol. 13. – P. 338–341.

42. Криводубський В.Н. Роль альфа-ефекту Бебкока-Лейтона в генерації полоїдального магнітного поля Сонця / В.Н. Криводубський // Вісник астрономічної школи. – 2016. – Т. 12, № 1–2. – С.153–165.

43. *Криводубський В.* Альфа-ефект Бебкока-Лейтона у поверхневих шарах Сонця / В. Криводубський // Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія. – 2017. – № 1 (55). – С. 22–29.

44. Parker E.N. The formation of sunspots from the solar toroidal field / E.N. Parker // Astrophys. Journ. – 1955. – Vol. 121. – P. 491–507.

45. Basu S. Seismology of the base of the solar convection zone / S. Basu // Mon. Not. Royal Astron. Soc. - 1997. - Vol. 288. - P. 572-584.

46. *Marik D*. A new model for the lower overshoot layer in the Sun / D. Marik, K. Petrovay // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 396. – P.1011–1014.

47. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости / Я.Б. Зельдович // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31. – С. 154–156.

48. Stix M. The Sun: an introduction, second edition / M. Stix. - Berlin, 2002.

49. Rudiger G. A solar dynamo in the overshoot layer: cycle period and butterfly diagram / G. Rudiger, A. Brabdenburg // Astron. Astrophys. - 1995. - Vol. 296. - P. 557-566.

50. Howe R. Dynamic variations at the base of the solar convection zone / R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill et al. // Science. - 2000. - Vol. 287. - P. 2456-2460.

51. Helioseismic constraints on the structure of solar tachocline / P. Charbonneau, J. Christensen-Dalsgaard, R. Henning et al. // Astrophys. Journ. – 1999. – Vol. 527. – P. 445–460.

52. Kosovichev A.G. Helioseismic constraints on the gradient of angular velocity at the base of the solar convection zone / A.G. Kosovichev // Astrophys. Journ. - 1996. - Vol. 469. - L61-L64.

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

54. Wang Y.-M. A new solar cycle model including meridional circulation / Y.-M. Wang, N.R. Sheeley Jr., A.G. Nash // Astrophys. Journ. - 1991. - Vol. 383. - P. 431-442.

55. Choudhuri A.R. The solar dynamo with meridional circulation / A.R. Choudhuri, M. Schussler, M. Dikpati // Astron. Astrophys. - 1995. - Vol. 303. - P. L29.

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

57. Snodgrass H.B., Dailey S.B. Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere / H.B. Snodgrass, S.B. Dailey // Solar Phys. - 1996. - Vol. 163. - P. 21-42.

58. Hathaway D.H. Doppler measurements of the Sun's meridional flow / D.H. Hathaway // Astrophys. Journ. – 1996. – Vol. 460. – P. 1027–1033.

59. Gizon L. Local helioseismology / L. Gizon, A.C. Birch // Living Rev. Solar Phys. – 2005. – Vol. 2, № 6. – P. 1–75.

60. Giles P.M. A subphotospheric flow of material from the Sun's equator to its poles / P.M. Giles, T.L. Duval Jr., P.H. Scherrer, R.S. Bogart // Nature (London). – 1997. – Vol. 390. – P. 52–54.

61. Braun D.C. Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation / D.C. Braun, A.C. Birc // Astrophys. Journ. Lett. - 2008. - Vol. 689. - P. L161-L165.

62. Hazra G. Is a deep one-cell meridional circulation essential for the flux transport solar dynamo? / G. Hazra, B.B. Karak, A.R. Choudhuri // Astrophys. Journ. – 2014. – Vol. 782, № 2. – P. 93–104.

63. Hathaway D.H. Supergranules as probes of the Sun's meridional circulation / D.H. Hathaway // Astrophys. Journ. - 2012. - Vol. 760. - P. 83-89.

64. Howe R. Solar interior rotation and its variation / R. Howe // Living Rev. Solar Phys. - 2009. - Vol. 6, No.1. - P. 1-75.

65. Jackiewicz J. Meridional flow in the solar convection zone. II. Helioseismic inversions of GONG DATA / J. Jackiewicz, A. Serebryanskiy, S. Kholikov // Astrophys. Journ. – 2015. – Vol. 805, № 2. – P.133–141.

#### Надійшла до редколегії 02.05.18

В. Криводубский, д-р физ.-мат. наук Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев

### РОЛЬ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ В ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

Проанализированы источники энергии солнечной активности. Первичным источником солнечной энергии служит ядро Солнца, где в результате реакций термоядерного синтеза выделяется энергия в форме ү-квантов и частиц нейтрино, которые распространяются вовне наружу. При приближении к поверхности стремительно падает температура и одновременно растёт непрозрачность вещества лучистой зоны, в результате чего на расстоянии около 0,3 радиуса Солнца от его поверхности возникают условия для возбуджения конвективного переноса энергии. Выше этой границы лежит слой, который называют конвективной зоной. Существование и локализация конвективной зоны Солнца определяется двумя причинами: переая – структурный (лучистый) градиент температуры увеличивается из-за роста непрозрачности при падении температуры; вторая – адиабатический градиент температуры всплывающих элементов уменьшает свою величину в зонах частичной ионизации водорода и гелия. Именно конвективная зона играет роль полигона, где зарождаются основные процессы, ответственные за циклические прояв-

Именно конвективная зона играет роль полигона, где зарождаются основные процессы, ответственные за циклические проявления активности Солнца. Вместе с тем, часть конвективного потока энергии, которая идёт из недр Солнца, накапливается и переносится наружу в "магнитной форме". Специфичность магнитного переноса энергии проявляется в циклических изменениях большинства порождаемых магнитными полями явлений, которые принято называть магнитной активностью Солнца. Основным механизмом, который обеспечивает циклический характер колебаний магнитной активности, служит турбулентное динамо, локализованное в конвективной зоне.

Наиболее благоприятным местом для генерации тороидального магнитного поля, от величины которого зависит интенсивность пятнообразования, служат глубокие слои вблизи дна конеективной зоны, охватывающие слой проникающей конвекции (конвективный овершут) и тахоклин. В овершуте возникают необходимые условия для формирования слоя длительного удержания магнитных полей, тогда как в тахоклине вследствие резкого падения угловой скорости в присутствии слабого полоидального поля эффективно генерируется сильное тороидальное поле. Паркеровская плавучесть этого поля со временем доминирует над эффектами антиплавучести. Поэтому в конечном итоге тороидальное поле поднимается к поверхности и формирует тем самым магнитные биполярные группы солнечных пятен. Важным фактором физических процессов в глубинных слоях является также направленное к экватору меридиональное течение, которое в рамках модели гидромагнитного динамо обеспечивает миграцию тороидальных полей от высоких гелиоширот к низким. Отмечены последние исследования автора о роли глубинных слоёв солнечной конвективной зоны в объяснении наблюдаемых явлений двойных максимумов цикла солнечных пятен.

Ключевые слова: Солнце, термоядерный синтез, излучение, конвекция, магнитная энергия, солнечная активность, овершут, тахоклин, магнитная плавучесть, меридиональная циркуляция, турбулентное динамо, магнитный цикл.

#### V. Krivodubskij, Dr. Sci.

Astronomical Observatory of Taras Schevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### THE ROLE OF THE CONVECTIVE ZONE IN THE EXCITATION OF THE MAGNETIC ACTIVITY OF THE SUN

The sources of energy of solar activity are analyzed. The primary source of solar energy is the core of the Sun, where as a result of the reactions of thermonuclear fusion, energy is released in the form of  $\gamma$ -quanta and neutrino particles that propagate outward. At approaching the surface, the temperature is rapidly decreasing and at the same time the opacity of the substance of the radiation zone steadily increases, resulting in the creation of conditions for the emergence of a convective energy transfer at a distance from surface of about 0.3 radius of the Sun. Above this boundary lies a layer called the convection zone. The existence and localization of the convection zone of the Sun is determined by two reasons: the first – the structural (radiative) temperature gradient increases due to increased opacity when the temperature drops; the second – the adiabatic gradient of the temperature of the floating elements reduces its value in the zones of partial ionization of hydrogen and helium.

It is the convection zone that plays the role of the landfill, where the main processes are born, which are responsible for the cyclic manifestations of the Sun's activity. However, part of the convective flow of energy coming from the interior of the Sun, accumulates and is carried upwards in the "magnetic form". An important specific property of magnetic energy transfer is manifested in cyclic changes in most of the phenomena generated by magnetic fields, which are called magnetic activity of the Sun. The main mechanism providing the cyclic nature of the fluctuations of magnetic activity is the turbulent dynamo, localized in the convection zone.

The most favorable place for the generation of a toroidal magnetic field, on which the intensity of spot formation depends, are the deep layers near the bottom of the convection zone, covering the layer of permeable convection (convective overshoot layer) and the tachocline. Overshoot creates the necessary conditions for the formation of a layer of long retention maintenance of magnetic fields, whereas in the tachocline. Overshoot sharp decrease in angular velocity in the presence of a weak poloidal field, a powerful toroidal field is effectively generated. Parker buoyancy of this field dominates over the effects of anti-buoyancy. Therefore, eventually, toroidal field rises to the surface and forms magnetic bipolar groups of sunspots. An important factor of physical processes in the deep layers is also the meridional flow directed to the equator, which, within the framework of the hydromagnetic dynamo model, provides the migration of toroidal fields from high latitudes to low ones. The author's recent studies on the role of the deep layers of the solar convection zone in explaining the observed phenomenon of double peaks of the cycle of sunspots are noted. Keywords: Sun; excitation of solar energy; radiation; convection; magnetic energy; convective zone; solar activity; overshoot layer; tacho-

cline; magnetic buoyancy; meridional circulation; turbulent dynamo; magnetic cycle.

### УДК 524.7

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

## КОМПАКТНІ ГАЛАКТИКИ З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ: ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ У РАДІОКОНТИНУУМІ НА ЧАСТОТІ 1.4 ГГЦ

Визначено частку теплового компонента в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц від 193 компактних галактик з активним зореутворенням. Розподіл цієї величини є близьким до лог-нормального з медіаною між 6 % та 14 %. Частка зростає за збільшення ЕW(H<sub>B</sub>) еквівалентної ширини емісійної лінії H<sub>B</sub> при постійному індексу кольору g–r, або збільшенні індексу кольору g–r при постійній EW(H<sub>B</sub>), еквівалентній ширині емісійної лінії H<sub>B</sub>. Знайдено залежність від обох параметрів одночасно. При збільшенні віку спалаху зореутворення частка теплового випромінювання зменшується. Не виявлено статистично значущої залежності від вмісту важких елементів. Ключові слова: галактики з активним зореутворенням, випромінювання в радіоконтинуумі, теплове випромінювання.

Вступ. Зореутворення є одним із найважливіших процесів у галактиці, що впливає на її еволюцію та визначає хімічний склад. Зважаючи на це, дослідженню галактик, у яких цей процес перебігає активно, присвячено багато праць. Проведено значну кількість досліджень випромінювання галактик з активним зореутворенням у різних діапазонах (від ультрафіолетового до радіо), які є індикаторами цього процесу; проаналізовано історію зореутворення та визначено характеристики, параметри й особливості цього процесу у галактик різних типів та на різних червоних зміщеннях (див., напр., огляд [6], роботи [1, 9, 12–15, 18–20, 22–26, 28, 30, 32–34, 36–37, 40–41, 43–44, 48].

Одним з індикаторів процесу зореутворення в галактиках є випромінювання в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц. Випромінювання в радіоконтинуумі на частотах, менших від кількох гігагерц, зазвичай має нетеплове походження, хоча в зонах HII іонізованого водню тепловий компонент (free-free випромінювання) може бути помітним. Нетепловий компонент у галактиках без активних галактичних ядер є наслідком синхротронного випромінювання електронів м'яких космічних променів, захоплених магнітним полем галактики. Ударні хвилі, пов'язані із залишками спалахів наднових зір типів SN II та SN lb, розглядаються як основні джерела електронів м'яких космічних променів у галактиках без активних ядер (див. огляд [8, 11]). Оскільки наднові SN II та SN lb утворюються завдяки еволюції масивних зір із масами M ~ 8 M<sub>☉</sub>, час життя яких менше 3×10<sup>7</sup> років, то в певному сенсі нетеплове випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц також є пов'язаним із процесами зореутворення, хоч і на більшій шкалі часу порівняно з тепловим (free-free випромінюванням) у радіоконтинуумі в зонах HII.

Дослідженню випромінювання галактик різних типів у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц та його кореляції з випромінюванням в інфрачервоному й оптичному діапазонах присвячено роботи [4–5, 10–11, 21, 27, 35, 38, 45, 48].

У роботах [35, 38] проаналізовано властивості випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц 52 галактик з активним зореутворенням з вибірки LCGs, яким є притаманними високі світність та еквівалентна ширина *EW*(*H*<sub>β</sub>) емісійної лінії *H*<sub>β</sub>, що свідчать про молодість спалаху зореутворення. Також було оцінено швидкість зореутворення та показано, що, незважаючи на високу активність зореутворення, випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц є переважно нетепловим, а частка теплового компонента у загальному випромінюванні в радіоконтинуумі становить у середньому 17 %.

Метою виконаної роботи є визначення частки теплового компонента (free-free випромінювання) в загальному випромінюванні у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц у компактних галактиках з активним зореутворенням з нової вибірки (це зроблено таким чином, як й у роботах [35, 38] для LCGs-вибірки).

Вибірка галактик. Дані спостережень у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц. Для дослідження теплового випромінювання в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц було використано вибірку галактик *CSFG* [43], яка охоплює близько 14 000 компактних галактик з активним зореутворенням, що має характер спалаху. Вибірку було створено на основі спектрального огляду неба SDSS Data Release 12 (SDSS DR12) [46], який містить дві підвибірки: із класичного SDSS огляду з Data Release 9 та більш ранніх, а також BOSS з Data Release 10 та 12. Спектри з підвибірок, що базуються на класичному SDSS та BOSS, отримано в різних діапазонах, ~ 3800–9200 Å і ~3600 – 10000 Å, та з різними апертурами, 3 агсяес та 2 агсяес, відповідно.

До складу базової вибірки *CSFG* [43] увійшли об'єкти, які задовольняють критеріям: наявність у спектрі емісійних ліній *H*<sub>β</sub> з еквівалентною шириною *EW*(*H*<sub>β</sub>) ≥ 10 Å; компактність; наявність надійно зареєстрованої лінії [O III] λ4363 Å (похибка у визначенні потоку у лінії < 50 % величини), яка надає можливість надійного визначення вмісту важких елементів, та відсутність таких спектральних ознак наявності активних галактичних ядер як широкі емісійні лінії у спектрах галактик Sy1 та ліній високої іонізації [NeV]λ3485 Å і HeII λ4686 Å у спектрах Sy2. На діаграмі [OIII]λ5007Å/*H*<sub>β</sub>λ4861Å – [NII]λ6583/*H*<sub>α</sub> λ6563Å [2] галактики *CSFG* вибірки займають позиції, притаманні галактикам

з активним зореутворенням, а не з активними галактичними ядрами.

Галактики *CSFG* вибірки мають червоні зміщення в діапазоні z = 0 - 1, значення медіани розподілу 0.2. Для всієї вибірки медіанне значення еквівалентної ширини  $EW(H_{\beta}) \approx 40$  Å, у той час як значна частина галактик (~ 10 %) має еквівалентну ширину  $EW(H_{\beta}) > 100$  Å, що свідчить про наявність молодого спалаху зореутворення. Зазначимо, що у спектрах галактик вибірки рекомбінаційну лінію  $H_{\alpha}$  видно у спектрах галактик з z < 0.4 у випадку підвибірки із класичної SDSS, та з z < 0.52 у випадку BOSS галактик.

Спектральні дані *CSFG* вибірки було доповнено даними про випромінювання галактик у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц за даними оглядів FIRST та NVSS.

Для вибірки CSFG галактик за даними огляду неба FIRST, розміщеними на сайті http://sundog.stsci.edu/first/catalogs.html/, було проведено пошук джерел випромінювання в радіоконтинуумі із граничною кутовою відстанню ≤ 15".

FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters) [3] – це Very Large Array (VLA) огляд неба в радіоконтинуумі на довжині хвилі ~20 см (1.4 ГГц) із шириною діаграми направленості 5" та 1 σ чутливості 0.15 мЯн. Ділянки неба, на яких виконано огляди FIRST та SDSS, досить близькі. Версія каталогу огляду FIRST на дату 17 грудня 2014 р. (анонсована як фінальна) містить дані спостережень 946432 радіоджерела на площі неба понад 10575 квадратних градусів. З порогом чутливості 1 мЯн спостерігається ~ 90 джерел випромінювання на ділянці неба 1 квадратний градус. Однак тут слід зауважити, що FIRST, як й інші огляди, що виконані з радіоінтерферометром, має певні обмеження із чутливості. Точність визначення положення джерела радіовипромінювання змінюється від 0.5" (зареєстрований потік ~ 3 мЯн) до ~ 1" для слабших джерел. Оцінено, що ~40 % радіоджерел із каталогу FIRST мають оптичних партнерів в SDSS. Так, у роботі [29] після ототожнення джерел із каталогу FIRST із даними огляду SDSS було отримано, що 35 % радіоджерел мають оптичного партнера з SDSS на відстані 3", 61 % – на відстані 10", 98 % – 30".

Огляд NVSS (NRAO-VLA Sky Survey) [47] також є VLA оглядом неба в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц, але виконаний з іншою конфігурацією антени, ніж у FIRST, та з меншою роздільною здатністю – 45". Менша роздільна здатність огляду приводить до того, що у ньому з більшою точністю вимірюється потік протяжних радіоджерел, тоді як огляди з більшою роздільною здатність можуть втрачати значну частину потоку таких джерел. Точність визначення положень коливається від 1" для найбільш яскравих джерел до 7" у найслабших. Огляд NVSS містить понад 1,8 млн унікальних спостережень радіоджерел, яскравіших від 2.5 мЯн, у ділянці неба на північ від δ = –40°. Для вибірки CSFG галактик було проведено пошук джерел радіовипромінювання в огляді NVSS також із граничною кутовою відстанню ≤ 15".

Внаслідок ототожнення було знайдено 618 радіоджерел із каталогу NVSS, що перебувають на відстані менш ніж 15" від об'єктів вибірки, 643 подібних радіоджерел у каталозі FIRST. Для 973 об'єктів вибірки були знайдені потенційні ототожнення, якщо враховувати водночас дані обох каталогів. В останньому випадку це переважно були ті ж

~ 43 ~

самі радіоджерела, але інколи для одного об'єкта з вибірки знаходили різні близькі радіоджерела в різних каталогах. Для 97 галактик вибірки одночасно є дані випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц з бази даних FIRST та NVSS. Співвідношення між ними приведено на рис. 1. З потенційних ототожнень для подальшої візуальної перевірки ми вибрали 221 об'єкт, що був умовно класифікований як компактна карликова галактика з активним зореутворенням. Під час візуального контролю з оглядовими картами SDSS було вилучено сумнівні позиційні ототожнення CSFG галактик із радіоджерелами, а також ураховано ймовірність того, що радіоджерело потрапляє у боковий пелюсток мережі радіотелескопів (інколи вона була великою). Для остаточно відібраних 193 галактик із відомими потоками випромінювання *F*<sub>Нβ</sub> та *F*<sub>1.4GHz</sub> кутова відстань між оптичними та радіоджерелами становить ≤ 2.5". У фінальний список потрапила тільки одна галактика з DR12 SDSS, яка знаходиться не дуже далеко (z = 0.0373). Загалом галактики вибірки, ототожнені з радіоджерелами, лежать у діапазоні червоних зміщень z = 0.0044 …0.24, з медіаною розподілу 0.049, яка, як зазначалось вище, для повної вибірки *CSFG* становить 0.2.

Частка теплового випромінювання галактик у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц. За припущення, що електронна густина становить 100 см<sup>-3</sup>, а густина Не+ – 8.1 % від густини протонів, типових для галактик вибірки, для кожної з відібраних 193 галактик потік теплового компонента в загальному монохроматичному випромінюванні у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц на основі роботи [7] було визначено із такого співвідношення:

$$\frac{F(1.4 \text{ GHz, thermal})}{F(H_{\rm B})} = 0.347 \times 10^{10} \left(\frac{\Theta}{10^4 K}\right)^{0.52},\tag{1}$$

де *F*(1.4 GHz, thermal) – це потік теплового компонента в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц у Ян; *F*(H<sub>β</sub>) – потік в емісійній лінії H<sub>β</sub> у ерг⋅см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> та Θ – електронна температура у кельвінах, які визначено у роботі [43] з дослідження спектрального розподілу енергії окремих *CSFG* галактик. Частка теплового компонента у загальному монохроматичному випромінюванні в радіоконтинуумі визначалась як

$$A = F(1.4GHz, thermal) / F(1.4GHz),$$
<sup>(2)</sup>

де F(1.4 GHz) – загальний потік випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц у Ян.

Перед аналізом результатів розглянемо точність отриманих оцінок. Потік в емісійній лінії Ηβ визначається досить точно. При розрахунках потоку теплового компонента в радіоконтинуумі потік F(Hβ) було належним чином відкореговано за екстинкцію. Дослідниками також було детально обговорено проведення корекції [36]. Залишилося відкритим питання корекції за апертуру спостережень. Візуальний аналіз галактик вибірки показав, що вони досить компактні, але не точкові об'єкти. У вибірку увійшли галактики, які візуально є компактною яскравою ділянкою зореутворення, для якої з певною шириною щілини спектрографа отримано спектр, яка розміщена на тлі більшого за кутовими розмірами випромінювання у видимому діапазоні. Корекція за апертуру спостережень, яку проводять із порівняння видимих зоряних величин, отриманих за даними спостережень із певною апертурою та модельними розрахунками (ці дані подано в базі SDSS), базується на припущенні, що розподіл яскравості у щілині та по всій поверхні галактики однаковий. Для неточкових об'єктів, якими є галактики вибірки, це припущення некоректне. З огляду на це розрахунки частки теплового компонента в загальному монохроматичному випромінюванні в радіоконтинуумі було проведено у двох варіантах: 1) поправку за апертуру враховано, але її обмежено однією зоряною величиною; 2) без урахування апертури спостережень, що веде до недооцінювання величини F(Hβ) потоку випромінювання у лінії Hβ, а відтак і частки теплового компонента. Ми будемо розглядати два варіанти опрацювання, а саме з поправками за поглинання та апертуру (обмежена однією зоряною величиною) та з поправками тільки за поглинання, як відповідно верхню та нижню межу оцінки частки теплового випромінювання для галактик вибірки.

Для потоку *F*<sub>1.4GHz</sub> випромінювання в радіоконтинуумі в каталогах наведено похибки вимірювання. Однак наскільки вони адекватні? Для відповіді на це запитання порівняємо потоки від об'єктів, що увійшли в наш перелік та мають потоки за даними обох каталогів радіоджерел (див. рис. 1). Відхилення даних від лінії рівності показує рівень похибок, який є вищим за похибки, наведені в каталогах. Потоки можуть відрізняться між собою в кілька разів, що показує: точність оцінки частки теплового випромінювання не перевищує 50 %. Частіше потік за даними NVSS перевищує потік за точнішими даними FIRST. Можливо, це пов'язано з тим, що чутливість FIRST зменшується при спостереженні об'єктів розмірами понад 10". FIRST у галактиках із розмірами ~ 12" фіксує близько 84 % випромінювання, і ця величина падає зі збільшенням розміру об'єкта [3]. Для розрахунків у всіх випадках, коли були дані про випромінювання за двома каталогами, ми використовували потоки, наведені в каталозі FIRST.

На рис. 2 (гістограма зі штрихуванням) наведено розподіл частки теплового випромінювання А, точніше log A., для випадку, коли враховано корекцію за апертуру. З гістограми видно, що розподіл добре відповідає лог-нормальному. Середнє значення A дорівнює 16.2 %, значення медіани розподілу 13.9 %, а exp(<ln A>) = 14.5 %, де <ln A> позначає усереднене значення логарифма A. Остання величина збігається із середнім геометричним оцінок частки теплового випромінювання в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц для галактик вибірки. З розподілу отримано, що A < 12 % для 43 % галактик вибірки, тоді як A >15 % для 57 % галактик CSFG вибірки з даними випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц. Для порівняння ми провели аналогічний аналіз для частки теплового випромінювання, розрахованої без корекції за апертуру спостережень. Розподіл, наведений на рис. 2 (контур без штрихування), також нагадує лог-нормальний, але його середні значення зменшуються. Середнє значення A дорівнює 7.3 %, медіана розподілу 6.02 %, а exp(<ln A>) = 5.9 %. Отримано, що у цьому випадку 87.6 % галактик мають частку теплового випромінювання в радіоконтинуумі A < 12 %. Для нормальних галактик отримано оцінку A ~ 11 % [11]. А з порівняння швидкостей зореутворення, визначених за випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц (дані NVSS) та далекому інфрачервоному діапазоні (дані IRAS) нижню межу величини A оцінено у 13 % [25].





Рис. 1. Порівняння потоків випромінювання у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц за каталогами NVSS та FIRST. Пряма лінія відповідає їх рівності. "Вуса" відповідають похибкам, наведеним у каталогах



Для порівняння, як уже зазначалось вище [35, 38], проводили дослідження випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц 52-х LCG галактик – компактних галактик високої світності у лінії *H*β, що свідчить про молодий спалах зореутворення. Значення червоного зміщення *z* вибірки 52 галактик із радіоданими лежать у діапазоні від 0.015 до 0.22 з медіаною вибірки 0.06, тобто є близьким до отриманих для 193 галактик вибірки CSFG. Для вибірки LCG галактик із даними про випромінювання в радіоконтинуумі було отримано, що частка теплового випромінювання в радіоконтинуумі лежить у межах від 2 до 47 %, з медіаною та середнім 14 та 17 %, відповідно. Результати, отримані для 52-х LCG галактик та 193-х CSFG (з неповним урахуванням апертури), є близькими.

Ми провели статистичний аналіз залежності логарифма частки теплового випромінювання від деяких параметрів галактик, визначених у роботі [43]. Вибір саме ІдА обумовлений лог-нормальним розподілом. Не було виявлено статистично значущої залежності від вмісту важких елементів й електронної температури t, визначених у роботі [43], натомість є залежність від *EW*(*H*<sub>β</sub>) еквівалентної ширини емісійної лінії *H*β та показника кольору g – r (модельних значень зоряної величини у відповідних смугах з бази даних SDSS). На рис. 3, 4 показано, що A зростає при збільшенні *EW*(*H*<sub>β</sub>). Оскільки *EW*(*H*β) зменшується після спалаху зореутворення [31, 39, 42], то можна очікувати, що частка теплового випромінювання зменшуватиметься при зростанні *T*<sub>starburst</sub> віку спалаху зореутворення. З рис. 5 видно, що так і є, хоча залежність менш виразна, ніж від *EW*(*H*<sub>β</sub>). Можливо, це пов'язано з тим, що вміст важких елементів у галактик вибірки різний, хоч і нижчий від сонячного, а зв'язок *EW*(*H*<sub>β</sub>) – *T*<sub>starburst</sub> є чутливим до цього параметру [31, 39, 42].









Аналіз залежності від індексу кольору натомість не може бути проведений так просто. Можна побудувати рис. 6, з якого начебто випливає, що частка теплового випромінювання падає при його зростанні. Однак це неправильний висновок. Річ у тому, що залежність від *EW*(*H*β) більш виразна, а *EW*(*H*β) й індекс кольору змінюються зкорельовано

**~** 45 **~** 

для вибірки, що використовується. Коректним буде провести багаторегресійний аналіз, використавши метод найменших квадратів для визначення коефіцієнтів і тест Фішера [16] для визначення їхньої статистичної значущості. Ми розглядали простішу модель, а саме:





Рис. 5. Залежність А частки теплового компонента у загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц від віку спалаху зореутворення Tstarburst (ураховано корекцію за апертуру). Пряма лінія – найкраща апроксимація залежності logA–Tstarburst, яку отримано методом найменших квадратів



Рис. 6. Залежність А частки теплового компонента у загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц від індексу кольору *g* - *r* (ураховано корекцію за апертуру). Пряма лінія – найкраща апроксимація залежності logA–(*g* - *r*), яку отримано методом найменших квадратів

Ми позначили W еквівалентну ширину  $EW(H\beta)$ , скореговану за червоне зміщення, а I – індекс кольору. Величини з індексом 0 відповідають середнім значенням даних показників у вибірці, вони введені для того, щоб регресори у (3) були практично ортогональні [17]. Ми використовуємо  $W_0 = 29.3$  та  $l_0=0.342$ . Для потоків, скорегованих за поглинання й апертуру, отримуємо  $C_1 = -0.884 \pm 0.02$ ,  $C_2 = 0.0044 \pm 0.001$ ,  $C_3 = 0.23 \pm 0.13$ . Статистична значущість останнього доданка за критерієм Фішера характеризується величиною F = 3.1, що відповідає ймовірності його значущості 92 %. Для другого доданка вона перевищує 99.9984 %. Для потоків, не скорегованих за апертуру, маємо  $C_1 = -1.22 \pm 0.02$ ,  $C_2 = 0.0053 \pm 0.001$ ,  $C_3 = 0.23 \pm 0.13$ . Статистична значущість останнього доданка за критерієм Фішера характеризується величиною F = 3.5, яка відповідає ймовірності його значущості 94 %. Ми бачимо, що у двох варіантах опрацювання коефіцієнт перед останнім доданком є додатним, тобто частка теплового випромінювання зростає зі зростанням індексу кольору.

**Висновки.** Ми отримали оцінки логарифма частки теплового випромінювання 193 компактних галактик з активним зореутворенням із вибірки *CSFG* у випромінюванні в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц. Як нижня так і верхня межа має лог-нормальні розподіли із середніми значеннями, що відповідають часткам у 5,9 та 14,5 %, відповідно. Частка зростає за збільшення еквівалентної ширини емісійної лінії *H*<sub>β</sub> за постійного показника кольору, або за збільшення показника кольору за постійнньої еквівалентної ширини емісійної лінії *H*<sub>β</sub>. Залежність від обох параметрів має вигляд (3) з параметрами та похибками, наведеними у статті. За збільшення віку спалаху зореутворення другий доданок, пов'язаний із *EW*(*H*<sub>β</sub>) еквівалентною шириною емісійної лінії *H*<sub>β</sub>, зменшується, а третій доданок, пов'язаний із показником кольору *g*–*r*, збільшується, але вплив другого доданку превалює, що відповідає загальному зменшенню частки теплового випромінювання (див. рис. 6).

Під час виконання роботи було використано інформацію з бази даних позагалактичних джерел NED (NASA/IPAC Extragalactic Database), що функціонує під керівництвом Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, при контракті з National Aeronautics and Space Administration; огляди Sloan Digital Sky Survey (SDSS) та SDSS-II, які виконано та функціонують завдяки Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the National Aeronautics and Space Administration; огляди Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society та the Higher Education Funding Council for England; огляди NVSS (National Radio Astronomy Observatory Very Large Array Sky Survey) та FIRST.

#### Список використаних джерел

4. Bell E.F. Estimating star formation rates from infrared and radio luminosities: the origin of the radio-infrared correlation/ E.F. Bell // Astrophys. J. – 2003. – V. 586, № 2. – P. 794–813.

<sup>1.</sup> A comparison of independent star formation diagnostics for an ultraviolet-selected sample of nearby galaxies / M. Sullivan, B. Mobasher, B. Chan et al. // Astrophys. J. – 2001. – V. 558. – P. 72–80.

<sup>2.</sup> Baldwin J.A. Classification parameters for the emission line spectra of extragalactic objectsn / J.A. Baldwin, M.M. Phillips, R. Terlevich // PASP. – 1981. – V. 93, № 551. – P. 5–19.

<sup>3.</sup> Becker R.H. The FIRST Survey: Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters / R.H. Becker, R.L. White, D.J. Helfand // Astrophys. J. – 1995. – V. 450. – P. 559.

5. Bicay M.D. The 60 micron to 20 centimeter infrared-to-radio ratio within spiral galaxies/ M.D. Bicay, G. Helou // Astrophys. J. - 1990. - Vol. 362. - P. 59-73.

Calzetti D. Star Formation Rate Indicators / D. Calzetti // Secular Evolution of Galaxies, by Jesús Falcón-Barroso, and Johan H. Knapen. – Cambridge, 2013.
 Caplan J. Extinction and reddening of HII regions in the Large Magellanic Cloud / J. Caplan, L. Deharveng // Astron. Astrophys. – 1986. – V. 155. – P. 297–313.

Colgate S.A. The supernova envelope shock origin of cosmic rays / S.A. Colgate // Advances in Space Research. – 1984. – Vol. 4, issue 2–3. – P. 367–379.
 Comparison of Hα and UV Star Formation Rates in the Local Volume: Systematic Discrepancies for Dwarf Galaxies / J.C. Lee, A. Gil de Paz, C. Tremonti et al. // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 706, issue 1. – P. 599–613.

10. Condon J.J. Correlation between far-infrared, radio and blue luminosities of spiral galaxies / J.J. Condon, M.L. Anderson, G. Helou // Astrophys. J. – 1991. – V. 376. – P. 95–103.

11. Condon J.J. Radio emission from normal galaxies / J.J. Condon // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 1992. - V. 30. - P. 575-611.

12. Continuous Mid-Infrared Star Formation Rate Indicators: Diagnostics for 0<z<3 Star-Forming Galaxies / A.J. Battisti, D. Calzetti, B.D. Johnson, D. Elbaz // Astrophys. J. – 2015. – Vol. 800, issue 2. – Id. 143.

13. Dust emission in star-forming dwarf galaxies: general properties and the nature of sub-mm excess / I.Y. Izotov, N.G. Guseva, K.J. Fricke et al. // Astron. Astrophys. - 2014. - Vol. 570. - Id. A97.

14. Dust-corrected Star Formation Rates of Galaxies. I. Combinations of Hα and Infrared Tracers / R.C., Jr. Kennicutt, C.-N. Hao, D. Calzetti et al. // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 703, issue 2. – P. 1672–1695.

15. Dust-corrected Star Formation Rates of Galaxies. II. Combinations of Ultraviolet and Infrared Tracers / C.-N. Hao, R.C. Kennicutt, B.D. Johnson et al. // Astrophys. J. – 2011. – Vol. 741, issue 2. – Id. 124.

16. Fisher R.A. Statistical methods for research workers / R.A. Fisher. – L., 1950.

17. Forsythe G. Generation and Use of Orthogonal Polynomials for Data-Fitting with a Digital Computer / G. Forsythe // Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics. – 1957. – № 5 (2). – P. 74–88.

18. GALEX-SDSS-WISE Legacy Catalog (GSWLC): Star Formation Rates, Stellar Masses, and Dust Attenuations of 700,000 Low-redshift Galaxies / S. Salim, J.C. Lee, S. Janowiecki et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2016. – Vol. 227, iss.1. – Art. id. 2.

19. *Hirashita H*. Dust-to-gas ratio and star formation history of blue compact dwarf galaxies / H. Hirashita, Y.Y. Tajiri, H. Kamaya // Astron. and Astrophys. 2002. – V. 388. – P. 439–445.

20. Hopkins A.M. On the evolution of star forming galaxies / A.M. Hopkins // Astrophys. J. – 2004. – V. 615,№ 1. – P. 209–221.

21. Hopkins A.M. Star formation rates of local blue compact dwarf galaxies. I. 1.4 GHz and 60 micron luminosities / A.M. Hopkins, R.E. Schulte-Labreck, I.O. Drozdovsky // Astron. J. – 2002. – V. 124, № 2. – P. 862–876.

22. Hunter D.A. Star formation properties of a large sample of irregular galaxies / D.A. Hunter, B.G. Elmegreen // Astron. J. – 2004. – V. 128, № 5. – P. 2170–2205.

23. Izotova I. Star formation rate in starburst galaxies / I. Izotova, S.L. Parnovsky, Yu. Izotov // New Astronomy Reviews. – 2000. – V. 44. – P. 283–285.

24. Izotova I.Y. Emission-line galaxies from SDSS DR4: Statistical studies of the current star formation / I.Y. Izotova, S.L. Parnovsky (in ukr.: Изотова И.Ю. Эмиссионные галактики из SDSS DR4 обзора: стат. исслед. текущего звездообразования / И.Ю. Изотова, С.Л. Парновский // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2008. – Vol. 24, issue 4. – Р. 183–191.

25. *Izotova I.* Y. Isolated galaxies: far infrared properties, current star formation rates and efficiency / I.Y. Izotova, S.L. Parnovsky, A.A. Tyutyunnyk (in ukr.: Ізотова *И.Ю.* Изолированные галактики: излучение в дальнем инфракрасном диапазоне, скорость и эффективность текущего звездообразования / И.Ю. Изотова, С.Л. Парновский, А.А. Тютюнник // Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel. – 2006. – Т. 22, № 3. – С. 187–203.

26. Izotova I.Y. Star formation rate in star-forming galaxies / I.Y. Izotova, Y.I. Izotov // Astrophysics and Space Science. – 2018. – Vol. 363, issue 3. – Id. 47.

27. Kennicutt R. The origin of the nonthetmal radio emission in normal disk galaxies / R. Kennicutt // Astron. Astrophys. – 1983. – Vol. 120. – P. 219.

28. Kennicutt R.C.Jr. Star formation in galaxies along the Hubble sequence / R.C. Kennicutt Jr. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 1998. - V. 36. - P. 189-231.

29. Kimball A.E. A unified Catalog of Radio Objects Detected by NVSS, FIRST, WENSS, GB6 and SDSS / A.E. Kimball, Ž. Ivezić // Astron. J. - 2008. - Vol. 136, issue 2. - P. 684-712.

30. Lee J.C. The Calibration of Star Formation Rate Indicators for WISE 22 µm-Selected Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey / J.C. Lee, H.S. Hwang, J. Ko // Astrophys. J. – 2013. – Vol. 774, issue 1. – Id. 62.

31. Leitherer C. Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation / C. Leitherer, D. Schaerer, J.D. Goldader et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 1999. - Vol. 123, issue 1. - P. 3-40.

32. Multiwavelength star formations indicators: observations / H.R. Schmitt, D. Calzetti., L. Armus et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2006. – V. 164, № 1. – P. 52–80.

33. Multi-wavelength study of 14 star-forming galaxies from the Sloan Digital Sky survey / I.Y. Izotov, N.G. Guseva, K.J. Fricke, C. Henkel // Astron. Astrophys. – 2014. – Vol. 561. – Id. A33.

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

35. Parnovsky S.L. Emission of Compact Starburst Galaxies in Radio Continuum at 1.4 GHz / S.L. Parnovsky, I.Y. Izotova (in ukr.: Парновський С.Л. Теплове випромінювання компактних емісійних галактик у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц / С.Л. Парновський, І.Ю. Ізотова // Bull. Kyiv National Taras Shevchenko University. Astronomy. – 2014. – Вип. 51. – С. 18–22.

36. Parnovsky S.L. Hα and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies / S.L. Parnovsky, I.Yu. Izotova, Y.I. Izotov // Astrophysics and Space Science. – 2013. – № 343. – Р. 361–376.

37. Parnovsky S.L. Luminosity function of luminous compact star-forming galaxies / S.L. Parnovsky, I.Yu. Izotova // Astrophysics and Space Science. - 2016. - V. 361.- Issue 3. - Id. 111.

38. Parnovsky S.L. Radio emission at 1.4 GHz from luminous compact galaxies / S.L. Parnovsky, I.Y. Izotova // Astronomische Nachrichten / Astronomical Notes. – 2015. – V. 336, № 3. – P. 276–283.

39. Schaerer D. New models for Wolf-Rayet and O star population in young starburst / D. Schaerer, W.D. Vacca // Astrophys. J. – 1998. – V. 497, № 2. – P. 618–644.

40. Star formation in the nearby universe: the ultraviolet and infrared points of view / J. Iglesias-Paramo, V. Buat, T.T. et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2006. – V. 164, № 1. – P. 38–51.

41. Star formation rate indicators in the Sloan Digital Sky Survey / A.M. Hopkins, C.J. Miller, R.C. Nichol et al. // Astrophys. J. – 2003. – V. 599. – P. 971–991.

42. Stasinska G. HII galaxies versus photoionisation models for evolving starbursts / G. Stasinska, C. Leitherer // Astrophys. J. Suppl. – 1996. – V. 107, № 2. – P. 661–692.

43. The bursting nature of star formation in compact star-forming galaxies from the Sloan Digital Sky Survey / I.Y. Izotov, N.G. Guseva, K.J. Fricke, C. Henkel // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2016. – Vol. 462, issue 4.– P. 4427–4434.

44. The Calibration of Monochromatic Far-Infrared Star Formation Rate Indicators / D. Calzetti, S.-Y. Wu, S. Hong et al. // Astrophys. J. – 2010. – Vol. 714, issue 2. – P. 1256–1279.

45. The effect of star formation on the far-infrared-radio correlation within galaxies / E.J. Murphy, G. Helou, R. Braun et al. // Astrophys. J. - 2006. - Vol. 651, issue 2. - P. L111-L115.

46. The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey: Final Data from SDSS-III / S. Alam, F.D. Albareti, P. Allende et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2015. – V. 219, issue 1. – Id. 12.

47. The NRAO VLA sky survey / J.J. Condon, W.D. Cotton, E.W. Greisen et al. // Astron. J. – 1998. – V. 115, № 5. – P. 1693–1716.

48. Towards universal hybrid star formation rate estimators / M. Boquien, R. Kennicutt, D. Calzetti et al. // Astron. Astrophys. - 2016. - Vol. 591. - Id. A6.

Надійшла до редколегії 12.04.18

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

### COMPACT STAR-FORMING GALAXIES: THE FRACTION OF THERMAL EMISSION IN THE RADIO CONTINUUM AT 1.4 GHZ

The fraction of thermal (free-free) emission in the radio continuum at the frequency of 1.4 GHz is derived in 193 compact star-forming galaxies (CSFG). These galaxies with detected radio emission represent the subsample of a larger CSFG sample of about 14 000 galaxies (Izotov, Y.I., Guseva, N.G., Fricke, K.J., Henkel, C.: Mon. Not. R. Astron. Soc. 2016, 462, 4427) selected from the Data Release 12 of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Alam, S., et al.: Astrophys. J. Suppl. Ser. 219, 12, 2015). We use the 1.4 GHz fluxes from the FIRST (Becker R.H., White R.L., & Helfand D.J.: 1995, ApJ, 450, 559) and NVSS (Condon, J.J., Cotton, W.D., Greisen, E.W., et al.: 1998, AJ, 115, 1693) catalogues. The fluxes of the thermal component at 1.4 GHz are derived from the extinction- and aperture-corrected fluxes of the H emission line in the SDSS spectra following to (Caplan, J., & Deharveng, L.: 1986, A&A, 155, 297) and are compared with the total fluxes in radio continuum.

The distribution of the fraction of thermal emission A at 1.4 GHz is similar to the log-normal one. Its median values of 6 % and 14 % are derived respectively with the H<sub>B</sub> emission line fluxes which are non-corrected and corrected for aperture. We consider these values as lower and upper limits and discuss their uncertainties introduced by aperture corrections. The derived fractions of thermal emission are similar to those found previously for different types of star-forming galaxies.

We study the dependence of A on various parameters and find strong correlation with the equivalent width of the H $\beta$  emission line W and the gr colour index I. The A value increases with increasing of the equivalent width W at a fixed colour index I or with increasing of the colour index I at a fixed equivalent width W. In the general case, when both W and I are varied, we obtain the relation  $\log(A) = C_1 + C_2(W - W_0) + C_3(I - I_0)$  where  $W_0 = 29.3$ ,  $I_0 = 0.342$ ,  $C_1 = -0.884 \pm 0.02$ ,  $C_2 = 0.0044 \pm 0.001$  and  $C_3 = 0.23 \pm 0.13$ . Additionally, we find that the fraction of thermal emission at 1.4 GHz is lower

for older starbursts. Key words: star-forming galaxies, continuum radio emission, thermal emission.

\_\_\_\_\_.

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

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

### КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ С АКТИВНЫМ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕМ: ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В РАДИОКОНТИНУУМЕ НА ЧАСТОТЕ 1.4 ГГЦ

Была определена часть теплового компонента в полном излучении в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц от 193 компактных галактик с активным звездообразованием. Распределение этой величины близко к лог-нормальному с медианой между 6 % и 14 %. Часть возрастает с увеличением EW(H<sub>B</sub>) эквивалентной ширини эмиссионной линии H<sub>B</sub> при постояннном индексе цвета g-r, или увеличении индекса цвета g-r при постоянной EW(H<sub>B</sub>) эквивалентной ширине эмиссионной линии H<sub>B</sub>. Найдена зависимость от обоих параметров одновременно. При увеличении возраста вспышки звездообразования часть теплового излучения уменьшается. Не обнаружено статистически значимой зависимсти от обилия тяжелых элементов.

Ключевые слова: галактики с активным звездообразованием, излучение в радиоконтинууме, тепловое излучение.

УДК 523.985

В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

### ВИМІРЮВАННЯ ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ ЗА РОЗЩЕПЛЕННЯМ ЕМІСІЙНИХ ПІКІВ У ЯДРАХ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ

Досліджено сонячний спалах 19.07.2000 р. балу М 5.6 / 3N, що виник в активній зоні NOAA 9087. Спостережний матеріал отримано на ешельному спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Локальні магнітні поля у цьому спалаху вимірювали за розщепленням емісійних піків ліній Fel 5269.54, Fell 4923.93, Hα, Hβ, Hγ i D3. Основна ідея методу базується на тому, що спалахова емісія в деяких спектральних лініях чітко розділяється на дві компоненти: (1) більш широку і неполяризовану і (2) вужчу і поляризовану, зі значним зеєманівським розщепленням. Це вказує на двокомпонентну структуру магнітного поля, із суттєво різними магнітними полями і термодинамічними умовами у двох компонентах. Завдяки тому, що поляризована емісія досить упевнено відділяється від неполяризованої, можна виміряти локальні магнітні поля безпосередньо у другій (сильній) компоненті, притому незалежно від фактора заповнення. Було з'ясовано, що у яскравому вузлі цього спалаху, який проектувався на півтінь сонячної плями, ефективне магнітне поле Вет у лініях Fel 6301.5 і 6302.5, виміряне по розщепленню фраунгоферових профілів, дорівнювало 900 Гс. Однак розщеплення емісійних піків у лініях Н<sub>α</sub>, Н<sub>β</sub>, Н<sub>γ</sub> і D3 відповідає 1000 Гс, 1400 Гс, 1450 Гс і ≈ 0 відповідно, за величини похибок 30–50 Гс для зазначених ліній Fel і близько 100–150 Гс для інших ліній. Така розбіжність результатів імовірно пов'язана з тим, що у випадку ліній Fel 6301.5 і 6302.5 величина Вен відображає кілька параметрів, у тому числі величину фонового поля, фактор заповнення і напруженість локальних полів у сильній компоненті. На противагу цьому, дані по лініях H<sub>α</sub>, H<sub>b</sub>, H<sub>γ</sub> і D3 відображають переважно локальні поля в сильній компоненті і вказують на немонотонний розподіл магнітного поля з висотою, з його максимумом на хромосферному рівні сонячного спалаху. Раніше в цьому спаласі, при побудові його напівемпіричної моделі, було виявлено локальне підсилення магнітного поля на фотосферному рівні, причому його величина досягала 1500 Гс. Ці дані підтверджуються прямими вимірюваннями розщеплення емісійних піків у лініях Fel 5269.54 і Fell 4923.93, згідно з якими магнітне поле у спалаху було 1250 ± 100 Гс. Таким чином, у зазначеному спалаху існувало принаймні дві ділянки (можливо, два плоских шари) локального підсилення магнітного поля.

Ключові слова: Сонце, сонячні магнітні поля, сонячні спалахи, ешельні зеєман-спектрограми, розщеплення емісійних піків, локальні напруженості магнітного поля у фотосфері і хромосфері. Вступ. Нині напруженість локальних магнітних полів на Сонці добре відома лише для сонячних плям, де вона зазвичай перебуває в межах 2100–2700 Гс для великих плям [8] і зрідка доходить до 4000–5000 Гс. Зареєстровано лише один випадок, коли ця напруженість дорівнювала 6100 Гс [7]. Ці дані відповідають спостереженням із фактором заповнення *f*, близьким до одиниці, тобто *f*≈1. Однак отримані спостережні свідчення щодо того, що ще сильніші магнітні поля, близько 8 кГс, також існують у великих сонячних плямах, але там вони мають невеликий фактор заповнення, *f* ≤ 0.2–0.3 [10, 13]. Висновок про магнітні поля напруженістю до 7.5 кГс у півтіні сонячних плям зроблено також у роботі [6].

У методичному розумінні, величину локального магнітного поля можна надійно визначити по ефекту Зеємана лише за одночасного виконання двох умов: (1) фактор заповнення *f* магнітним полем вхідної апертури близький до одиниці (*f*≈1) і (2) магнітне поле має бути настільки сильним, що відповідні зеєманівські σ-компоненти спостерігаються повністю розділеними спектрально, тобто їхнє зеєманівське розщеплення  $\Delta\lambda_{H}$  значно більше за спостережену спектральну півширина  $\Delta\lambda_{1/2}$  цих компонент.

Для сонячних спалахів умова (2) не виконується, особливо для емісійних виявів ефекту Зеємана в лініях водню. У таких випадках реєструють деяке ефективне магнітне поле *B*<sub>eff</sub>, що відображає середню величину і нахил силових ліній магнітного поля по площі вхідної апертури телескопа а також термодинамічні ефекти. У першому наближенні величина *B*<sub>eff</sub> є близькою до середнього значення поздовжньої компоненти *B*<sub>||</sub> магнітного поля. Для сонячних спалахів ця величина є різною в різних роботах, від кількох сотень до ~10<sup>4</sup> Гс, залежно від потужності спалаху, спектральної лінії (тобто висоти в атмосфері) і методики вимірювання (див. напр., [4, 11, 12]). Неодноразово спостерігався цікавий випадок, коли величина *B*<sub>eff</sub> у верхній фотосфері і зоні температурного мінімуму була більшою, ніж у глибших шарах. Однак, ураховуючи зазначену вище неоднозначність фізичного смислу параметра *B*<sub>eff</sub>, залишалося відкритим питання: це дійсне підсилення напруженості магнітного поля на верхньому рівні атмосфери чи тільки ефекти зміни орієнтації його силових ліній?

Для розв'язання цієї проблеми важливо те, що спалахову емісію в лініях Fel іноді можна розділити на дві компоненти: ширшу неполяризовану і вужчу поляризовану [9]. Імовірно, така двокомпонентність емісії відображає двокомпонентну структуру магнітного поля в картинній площині, причому поляризована (розщеплена) компонента відображає характеристики магнітного поля безпосередньо в його просторово нероздільних (субтелескопічних) структурах із підсиленим магнітним полем, тоді як неполяризована (нерозщеплена) – у слабшому фоновому полі у проміжках між цими структурами. У тих випадках, коли поляризовану емісію можна впевнено відокремити від неполяризованої (наприклад, ураховуючи її меншу спектральну ширину і меншу довжину крил відповідних профілів), можна виміряти зеєманівське розщеплення у маломасштабній компоненті із сильним полем безпосередньо, по спектральному розщепленню профілів *I* ± *V* цієї компоненти і без конкретизації фактора заповнення площі апертури цією компонентою. Н. Лозицька відповідну величину магнітного поля оцінювала по лініях *Fel* і була вона в межах 1.5–3 кГс для фотосферних висот сонячного спалаху [9].

Метою статті є аналогічний аналіз спостережень потужного спалаху в лініях заліза, водню і гелію, що дозволяє оцінити магнітні поля як у фотосфері, так і хромосфері.

**Матеріал спостережень і профілі спектральних ліній**. Спостережний матеріал отриманий на ешельному спектрографі горизонтального сонячного телескопа АО КНУ [1] і стосується спалаху 19 липня 2000 р., який виник в активній зоні NOAA 9087 і мав бал М 5.6 / 3N. Координати яскравого вузлика спалаху, який досліджено у статті, були 14°S, 15°E. Упродовж 6<sup>h</sup>54<sup>m</sup>15<sup>s</sup> – 8<sup>h</sup>30<sup>m</sup>05<sup>s</sup> UT отримали 10 зеєман-спектрограм, що представляють одночасні спостереження комбінацій стоксових параметрів *I* + *V* та *I* – *V* в інтервалі довжин хвиль від 4000 до 6600 Å. Усі спектри були сфотографовані на фотоплатівки ORWO WP3 при експозиціях 15–20 с. Нижче аналізується лише момент 7<sup>h</sup>12<sup>m</sup> UT, близький до максимуму спалаху.

Список вибраних спектральних ліній подано в табл. 1. Розшифрування хімічного елемента, довжина хвилі λ (Å), еквівалентна ширина лінії у спектрі спокійного Сонця *W* (*m*Å) і потенціал збудження нижнього терма *EP* (eB) наведені згідно з монографією [15]. Ефективні фактори Ланде *g*<sub>eff</sub> ліній *Fe* / відповідають лабораторним величинам [17], а для інших ліній – теоретичним значенням у припущенні *LS*-зв'язку.

№ п/п Елемент і номер мультиплету		Довжина хвилі λ (Å)	Еквівалентна ширина <i>W (m</i> Å )	Потенціал збудженняІ <i>EP</i> (eV)	Ефективний фактор Ланде g <sub>eff</sub>
1	<i>Fel</i> – 15	5269.541	478	0.86	1.208
2	<i>Fel</i> – 816	6301.51	127	3.65	1.669
3	<i>Fel</i> – 816	6302.50	83	3.69	2.487
4	Fell – 42	4923.93	167	2.89	1.70
5	<i>ΗΙ</i> -1 ( <i>H</i> <sub>γ</sub> )	4340.47	2855	10.15	1.06
6	$HI-1$ $(H_{\beta})$	4861.33	3680	10.15	1.05
7	<i>HI</i> -1 ( <i>H</i> <sub>α</sub> )	6562.80	4020	10.15	1.05
8	Hel -11 (D3)	5875.6	-	20.87	1.06

Список досліджених спектральних ліній

Таблиця 1

Слід зауважити, що подані в таблиці спектральні лінії формуються, загалом, на різних висотах в атмосфері Сонця. Так, крила лінії *Fel* 5269.541 формуються переважно в середній фотосфері (на висоті *h* ≈ 300 км), тоді як її емісійні піки – у верхній фотосфері і зоні температурного мінімуму (на висоті *h* ≈ 400–500 км). Приблизно на цій же висоті формуються й емісійні піки лінії *Fell* 4923.93. Лінії *Fel* 6301.5 і 6302.5 формуються зазвичай також у середній фотосфері (*h* ≈ 250–300 км). Емісійні піки водневих ліній *H*<sub>α</sub>, *H*<sub>β</sub> і *H*<sub>γ</sub> формуються на різних висотах у хромосфері (*h* ≈ 800–1500 км), причому можна очікувати, що лінія *H*<sub>γ</sub> формується на найнижчій висоті із зазначеного діапазону. Нарешті, лінія гелію *D*3 формується в перехідній зоні між хромосферою і короною, що відповідає висоті близько 2000 км [3].

Спостережені профілі *I* ± *V* ліній Fe I 6301.5 і 6302.5 у спалаху були суто фраунгоферовими і помітно розщепленими (рис. 1), тоді як у лініях *Fe II* і водню вони були емісійно-абсорбційними, із розщепленими емісійними піками в ядрах ліній (рис. 2 і 3).



Рис. 1. Спостережені профілі / ± V ліній Fel 6301.5 і 6302.5 у дослідженому спалаху. Зазначеним лініям *Fel* відповідають значення абсциси Δλ ≈ -500 і +500 мÅ, тоді як телуричним лініям *O*<sub>2</sub> – значення Δλ ≈ 0 і +750 мÅ



Рис. 2. Спостережені профілі I ± V лінії Fell 4923.93 у дослідженому спалаху



Рис. 3. Спостережені емісійні профілі *I* ± *V* лінії *H*γ разом із фраунгоферовими профілями найближчих фотосферних ліній, що відповідають Δλ ≈ -800 і +900 мÅ. Тонкими пунктирною і суцільною лініями показані відповідні бісектори спостережених профілів

Оцінки магнітного поля в зоні спалаху здійснювали на основі прямих вимірювань зеєманівського розщеплення емісійних піків у ядрах ліній. Наприклад, із рис. 2 видно, що розщеплення емісійних піків у ядрі лінії *Fell* 4923.93 приблизно дорівнює 46 mÅ. Вважаючи, що ця величина відповідає подвоєному зеєманівському розщепленню  $\Delta\lambda_{\rm H}$ (наближення поздовжнього магнітного поля), маємо тоді  $\Delta\lambda_{\rm H} \approx 23$  mÅ. Далі використовуємо відому формулу  $\Delta\lambda_{\rm H} = 4.67 \times 10^{-13} g_{\rm eff} \lambda^2 B$ , і беручи до уваги значення  $g_{\rm eff} = 1.70$  з табл. 1, отримуємо калібровочну формулу  $B = 5.2 \times 10^4 \Delta \lambda_H$ , де B - y гауссах (Гс), а  $\Delta \lambda_H - в$  Å. Із цієї формули, за  $\Delta \lambda_H = 23$  mÅ маємо B = 1200 Гс за величини похибок вимірювань близько ± 100 Гс. Практично таке ж магнітне поле (1250 ± 100 Гс) було виміряно по розщепленню емісійних піків лінії *Fel* 5269.54. У фотосферних лініях *Fel* 6301.5 і 6302.5 магнітне поле виявилось однаковим, близько 900 Гс при величині похибок ± (30–50) Гс.

Емісійні піки ліній водню були досить інтенсивними, їхні центральні інтенсивності досягали значень 1.6–1.8 щодо рівня найближчого континууму, і також помітно розщепленими (рис. 3). Відповідні магнітні поля дорівнювали 1000, 1400, 1450 Гс для ліній *H*α, *H*β і *H*γ, відповідно. Емісія в лінії *D*3 *HeI* була слабкою (рівня 1.1 щодо континууму) і не мала помітного розщеплення (*B* ≈ 0).

**Двокомпонентність емісії спалаху і метод оцінки локальних магнітних полів.** У спостереженому спалаху були виявлені ознаки двокомпонентності емісії в лініях *Fe I* та *Fe II*, аналогічні тим, які раніше вже згадувалися [9]. Це ілюструє рис. 4, де показано спостережені профілі  $I \pm V$  у спалаху (1), а також за межами спалаху (2), на віддалі 6 Мм від першого місця. Можна помітити, що на відстанях від центру  $|\Delta\lambda| > 130$  мÅ емісія у спалаху є практично неполяризованою, оскільки профілі  $I \pm V$  тут практично збігаються (строго кажучи, тут все-таки є деякі тонкі відмінності цих профілів, але в цій роботі їх не аналізують). Вважаючи, що неполяризована емісія спалаху є оптично тонкою ( $\tau_{\lambda} << 1$ ) і її розподіл є гауссоподібним не тільки за  $|\Delta\lambda| > 130$  мÅ, але й за  $|\Delta\lambda| \le 130$  мÅ, отримуємо профіль цієї емісії (3) як результат віднімання профіля (1) від профіля (2) з урахуванням ділянки екстраполяції  $|\Delta\lambda| \le 130$  мÅ, де профілі (1) доповнені ймовірним розподілом інтенсивності (1 а) за гауссового профіля. Тоді профілі поляризованої емісії (4) отримують як результат віднімання спостереженого профіля (1) від суми профіля.

Важливо зауважити, що емісії (3) і (4) відрізняються не лише величиною поляризації, але й спектральною шириною. Спектральна півширина поляризованої емісії, Δλ₁/₂(4), є близькою до 100 мÅ, тоді як неполяризованої Δλ₁/₂(3) ≈ 170 мÅ. Однак фраунгоферовий профіль (2) ще ширший, для нього Δλ₁/₂(2) ≈ 200 мÅ. Ця відмінність ширини профілів явно вказує на те, що термодинамічні умови є різними в різних місцях спалаху і за його межами. Вважаючи, що в зазначеному випадку переважно змінюється температура, можемо бачити, що кінетична температура в місцях формування поляризованої емісії суттєво знижена порівняно з тими місцями, де формується неполяризована емісія. Іншими словами, сильні магнітні поля суттєво знижують температуру. Цей ефект добре відомий у масштабах, доступних для просторового розділення: адже температура в сонячних плямах знижена майже у два рази, тоді як у протуберанцях – приблизно на два порядки. Об'єкти обох типів, як відомо, є передусім об'єктами з підсиленим магнітним полем. Щодо сонячних спалахів, то в них дійсна ширина емісій у лініях *Fel* може доходити до 10–30 мÅ [14].

Проте тоді природним є припущення, що, виділивши зазначеним методом спектральні компоненти емісії спалаху, ми одночасно розділили вклади і просторово нерозділених об'ємів емісії спалаху. Тобто поляризована емісія (4) відображає внесок лише сильної компоненти магнітного поля, без вкладу "фону". Іншими словами, за спектральним розщепленням компонент (4) ми знаходимо не ефективне (усереднене) магнітне поле, а локальне, яке відповідає, формально, фактору заповнення f ~ 1 для сильної субтелескопічної компоненти.

Звідси випливає такий простий методичний висновок: навіть не розділяючи емісії спалаху так, як це показано на рис. 4, а лише вимірюючи розщеплення сильних емісійних піків у складних емісійно-абсорбційних профілях ліній, можна виміряти локальні (а не ефективні, усереднені) магнітні поля.



Рис. 4. Порівняння профілів / ± V лінії Fell 4923.93:

1 – спостережений спалах, 1 а – апроксимація центральної частини профілю гауссовим розподілом, 2 – ділянка за межами спалаху, 3 – неполяризована емісія, 4 – поляризована емісія

~ 51 ~

Показовий щодо цього є рис. 3, де подані спостережені емісійні профілі *I* ± *V* лінії *H*<sub>Y</sub> а також бісектори цих профілів. Порівнюючи цей рисунок з рис. 4, можна помітити, що тут досить складно відокремити поляризовану компоненту емісії від неполяризованої. Водночас тут добре видно інший ефект – прогресивне збільшення розщеплення бісекторів при переході з рівня інтенсивності 1.0 до рівня інтенсивності 1.4, тобто в ядро інтенсивної емісії. Саме це збільшення розщеплення бісекторів і є прямою вказівкою на двокомпонентність емісії і на те, що спостережну оцінку локального магнітного поля у спалаху можна отримати по максимальній величині розщеплення, тобто на вершині емісійного піка. Хоча в зазначеному випадку середнє розщеплення емісійних піків лінії *H*<sub>Y</sub> відповідає 1450 Гс, на вершині цих піків розщеплення досягає 1900 Гс. Очевидно, остання величина є найближчою до дійсної локальної на-пруженості в субтелескопічних структурах спалаху на хромосферному рівні.

Поскільки вимірювання магнітного поля по лініях водню *H*<sub>α</sub>, *H*<sub>β</sub> і *H*<sub>γ</sub>, а також по лінії *D*3 *Hel* робилися однаково – по розщепленню емісійних піків – то отримані дані (*B* = 1000 Гс, 1400 Гс, 1450 Гс і ≈ 0, відповідно, при похибках 100– 150 Гс), з урахуванням висот формування цих ліній (див. вище), вказують на локальне по висоті підсилення магнітного поля у хромосфері. Інакше кажучи, вони вказують на локальне підсилення поздовжньої компоненти локального магнітного поля. Адже слід урахувати, що хоча в цьому випадку результати не залежать від фактора заповнення, вони можуть залежати (внаслідок неповного розщеплення зеєманівських σ-компонент) від орієнтації силових ліній у другій (сильній) компоненті.

Висновки. У статті акцентовано увагу на тому, що вимірювання магнітних полів у сонячних спалахах по розщепленню емісійних піків у ядрах емісійно-абсорбційних профілів ліній фактично відображають не ефективне (усереднене) магнітне поле Вет, а локальне магнітне поле в сильній компоненті спалахової емісії. Тобто, у наближенні двокомпонентного поля ("фон" зі слабким полем + маломасштабна компонента із сильним полем) є можливість визначити величину магнітного поля безпосередньо у просторово нероздільній маломасштабній компоненті, притому незалежно від фактора заповнення площі цією компонентою. У дослідженому спалаху 19.07.2000 балу М 5.6 / 3N величина локального поля у хромосфері виявилася різною по різних хромосферних лініях, а саме 1000 Гс, 1400 Гс, 1450 Гс і ≈ 0 по лініям Hα, Hβ, Hγ і D3, відповідно. Ці дані, ураховуючи висоти формування зазначених ліній і величини похибок вимірювань, вказують на немонотонний розподіл магнітного поля з висотою, з його максимумом на хромосферному рівні сонячного спалаху. У цьому ж місці спалаху розщеплення фотосферних лінії Fel 6301.5 і 6302.5 відповідало магнітному полю 900 Гс, однак ця величина відображає не тільки локальне магнітне поле, але і фактор заповнення, і термодинамічні ефекти. Щоб оцінити величину локального магнітного поля у фотосфері, було виміряно розщеплення емісійних піків у лініях Fel 5269.54 і Fell 4923.93, і згідно із цими вимірюваннями, напруженість локальних полів просторово нероздільних магнітних полів у діапазоні фотосферних висот оцінена величиною 1250 ± 100 Гс. Ураховуючи також раніше опубліковані результати побудови напівемпіричної моделі цього спалаху [6], можна дійти висновку, що в ньому був немонотонний розподіл магнітного поля з висотою, що мав два максимуми: один максимум у діапазоні фотосферних висот, а інший – у хромосфері. Для порівняння слід зауважити, що іншими авторами відзначались у спалахах як монотонні з висотою зміни магнітного поля [1, 2], так і немонотонні [5, 6], однак ще не було відмічено одночасно два максимуми поля у фотосфері і хромосфері.

#### Список використаних джерел

1. Abramenko V.I. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines / V.I. Abramenko, E.A. Baranovsky // Solar Physics. – 2004. – V. 220, iss. 1. – P. 81–91.

2. Photosphere model of 2N/2M solar flare: July 18, 2000 / E.S. Andriets, N.N. Kondrashova, E.V. Kurochka, V.G. Lozitsky // Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory. – 2012. – V. 108, iss. 1. – P. 1–3.

3. Avrett E.H. The PANDORA Atmosphere Program (Invited Review) Cool stars, stellar systems, and the sun / E.H. Avrett, R. Loeser // Proceedings of the 7th Cambridge Workshop, ASP Conference Series (ASP: San Francisco). – 1992. – V. 26. – P. 489–498.

Harvey J.W. Chromospheric magnetic field measurements in a flare and an active region filament / J.W. Harvey // Solar Physics. – 2012. – V. 280.
 – Iss. 1. – P. 69–81.

5. Kurochka E.N. Temporary changes of physical conditions in photospheric layers of solar flare (in Russ.: Временные изменения физических условий в фотосферных слоях солнечной вспышки) / E.N. Kurochka, V.G. Lozitsky, O.B. Osyka // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2008. – V. 24, № 4. – P. 308–320.

6. Kurochka E.V. 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. – Р. 143–145.

Livingston W. Sunspots with the strongest magnetic fields / W. Livingston, J.W. Harvey, O.V. Malanushenko // Solar Phys. – 2006. – V. 239. – P. 41–68.
 Lozitska N.I. Inter-annual variations of magnetic fields in sunpots: a comparison of different indexes / N.I. Lozitska // Kosm. Nauka i Tekhnologia. – 2010. – V. 16, № 4. – P. 30–36.

9. Lozitskaya N.I. Do magnetic transients exist in solar flares ? / N.I. Lozitskaya, V.G. Lozitskii // Soviet Astronomy Letters. - 1982. - V. 8. - P. 270-272.

10. Lozitsky V.G. Indications of 8-kilogauss magnetic field existence in the sunspot umbra / V.G. Lozitsky // Advances in Space Research. - 2016. - Vol. 57. - P. 398-407.

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

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. Spectral manifestations of extremely strong magnetic fields in the sunspot umbra / V.G. Lozitsky // Advances in Space Research. – 2017. – Vol. 59. – P. 1416–1424.

14. Anomalous decreasing of the turbulent velocities in space magnetoplasma with strong and small-scale magnetic fields Kinematics and Physics of Celestial Bodies, Suppl. / V.G. Lozitsky, M.Yu. Gordovsky, N.I. Lozitska, E. Golbraikh. – 2000. – № 3. – P. 449–450.

15. Moore Ch.E. The spectrum 2935 Å to 8770 Å. Second revision of Rowland's Table of solar spectrum wave lengths / Ch.E. Moore, M.G.J. Minnaert, J. Houtgast // National Bureau of Standards Monograph 61, Iss. Dec. 1966, Printed with financ. assist. from UNESCO, under the auspices of IAU.

Peripheral downflows in sunspot penumbrae / M. Noort van, A. Lagg, S.K. Tiwari, S.K. Solanki // Astron. Astrophys. – 2013. – V. 557, id. A24.
 Zemanek E.N. Splitting of some spectral lines of FeI in magnetic field / E.N. Zemanek, A.P. Stefanov // Vestnik Kiev Univ., Seria. Astronomii. – 1976.
 V. 18. – P. 20–36.

Надійшла до редколегії 02.05.18

### V. Lozitsky, Dr. Sci.

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### MEASUREMENTS OF LOCAL MAGNETIC FIELDS IN A SOLAR FLARE BY SPLITTING OF EMISSIVE PEAKS IN CORES OF SPECTRAL LINES

We present study of solar flare of 19 July 2000 which arose in active region NOAA 9087 and had M 5.6 / 3N importance. Observational material was obtained with the Echelle spectrograph of the horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv. The local magnetic fields in this flare were measured by the splitting of emissive peaks of the Fel 5269.54, Fell 4923.93,  $H_{\omega}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  and D3 Hel lines. The basic idea of the method is based on the fact that the flare emission in some spectral lines is clearly divided into two components: (1) wider and unpolarized, and (2) more narrow and polarized, with significant Zeeman splitting. This is indication to the two-component structure of the magnetic field, with substantially different magnetic fields and thermodynamical conditions in these two components. Due to the fact that the polarized emission is quite confidently separated from the unpolarized, it is possible to measure the local magnetic fields directly in the second (strong) component regardless of the filling factor. It was found that in the bright place of this flare, which was projected on the sunspot penumbra, the effective magnetic field B<sub>eff</sub> in the Fel 6301.5 i 6302.5 lines measured by splitting of the Fraunhofer profiles, was 900 G. However, the splitting of emissive peaks in H<sub>a</sub>, H<sub>b</sub>, H<sub>y</sub> and D3 lines corresponds to 1000 G, 1400 G, 1450 G and about zero, respectively, with errors of 30-50 G for abovenamed Fel lines and about 100–150 G for other lines. This difference in the results is probably due to the fact that in the case of Fel 6301.5 i 6302.5 lines, measured by the background field, the filling factor, and the intensity of the local fields in the strong component. In contrast, data on the H<sub>a</sub>, H<sub>b</sub>, H<sub>y</sub> and D3 lines anthy reflect local fields in the strong component and indicate the non-monotonous distribution of the magnetic field with height in solar atmosphere, with its maximum at the chromospheric level. Earlier in this f

Keywords: Sun, solar magnetic fields, solar flares, Echelle Zeeman-spectrograms, splitting of emissive peaks, local magnetic fields in the photosphere and the chromosphere.

#### В. Лозицкий, д-р физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев

### ИЗМЕРЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ ПО РАСЩЕПЛЕНИЮ ЭМИССИОННЫХ ПИКОВ В ЯДРАХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Исследуется солнечная вспышка 19.07.2000 г. балла М 5.6 / 3N, которая возникла в активной области NOAA 9087. Наблюдательный материал получено на эшеле-спектрографе горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. Локальные магнитные поля в этой вспышке измерялись по расщеплению эмиссионных пиков линий Fe I 5269.54, Fe II 4923.93, Ha, HB, Hy и D3. Основная идея метода базируется на том, что вспышечная эмиссия в некоторых спектральных линиях чётко разделяется на две компоненты: (1) более широкую и неполяризованную и (2) более узкую и поляризованную, со значительным зеемановским расщеплением. Это говорит о двухкомпонентной структуре магнитного поля, с существенно разными магнитными полями и термодинамическими условиями в этих двух компонентах. Благодаря тому, что поляризованная эмиссия достаточно уверенно отделяется от неполяризованной, можно померять локальные магнитные поля непосредственно во второй (сильной) компоненте, причем независимо от фактора заполнения. Было обнаружено, что в ярком узелке этой вспышки, который проектировался на полутень солнечного пятна, эффективное магнитное поле Berr в линиях Fel 6301.5 и 6302.5, измерянное по расщеплению фраунгоферовых профилей, равно 900 Гс. Однако расщепления эмиссонных пиков в линиях Нα H₅, H₁ и D3 coomeemcmвyem 1000 Гс, 1400 Гс, 1450 Гс и ≈ 0 соответственно, при величине ошибок 30–50 Гс для указанных линий Fel и около 100–150 Гс для других линий. Такой разброс результатов вероятно связан с тем, что в случае линий Fel 6301.5 и 6302.5 величина Ве∉ отражает несколько параметров, в том числе величину фонового поля, фактор заполнения и напряженность локальных полей в сильной компоненте. Противоположно этому, данные по линиях На, H<sub>B</sub>, H<sub>Y</sub> и D3 отражают в основном локальные поля у сильной компоненте и говорят о немонотонном распределении магнитного поля с высотой, с его максимумом на хромосферном уровне солнечной вспышки. Ранее в этой вспышке, при построении ее полуэмпирической модели, было обнаружено локальное усиление магнитного поля на фотосферном уровне, причем его величина достигала там 1500 Гс. Эти даные подтверждаются прямыми измерениями расщепления эмиссионных пиков в линиях Fel 5269.54 и Fell 4923.93, согласно которым магнитное поле во вспышке было 1250 ± 100 Гс. Таким образом, в данной вспышке сосуществовало по крайней мере две области (возможно, два плоских слоя) локального усиления магнитного поля.

Ключевые слова: Солнце, солнечные магнитные поля, солнечные вспышки, эшеле-зеэман-спектрограммы, расщепление эмиссионных пиков, локальные напряженности магнитного поля в фотосфере и хромосфере.

### УДК 523.985

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

### АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2017 РОЦІ

На початок 2017 р. у штаті Астрономічної обсерваторії працювало 53 працівники, з них науковців – 28, у тому числі 6 докторів наук і 17 кандидатів наук. До складу обсерваторії входять сектор астрометрії та малих тіл сонячної системи (зав. сектором канд. фіз.-мат. наук В.В. Клещонок), відділ астрофізики (зав. відділу д-р фіз.-мат. наук, проф. В.І. Жданов) та дві спостережні станції (Лісники, Пилиповичі).

Упродовж року виконувалися бюджетні теми: "Фундаментальна фізика та моделі високоенергетичних астрофізичних явищ", науковий керівник д-р фіз.-мат. наук, проф. В.І. Жданов; "Космічні чинники земних катаклізмів. Спостереження, аналіз, інформатизація", науковий керівник д-р фіз.-мат. наук В.К. Розенбуш. Молоді науковці обсерваторії виграли конкурс на фінансування молодіжної теми "Мультихвильові дослідження космічних джерел гама-випромінювання в рамках СТА-проекту", науковий керівник канд. фіз.-мат. наук В.О. Пономаренко.

Основні наукові результати. Знайдено потенційне джерело триплету космічних променів з енергіями вище 10<sup>20</sup>еВ — магнетар SGR 1900+14. Досліджено можливі вияви прискорення КП залишком наднової, при спалаху якої народився магнетар SGR 1900+14.

~ 53 ~

З метою моніторингу потенційно небезпечних тіл Сонячної системи на спостережній станції обсерваторії (Лісники) отримано 3323 спостережень 70 комет і 103 астероїдів, відкрито 3 нових астероїди (2017 ST39, 2017 SV39, 2017 TS7), що офіційно підтверджено Міжнародним центром малих планет. За 2017 р. співробітниками обсерваторії опубліковано 3 монографії, 81 наукова стаття, з них 36 у закордонних виданнях, зроблено 78 доповідей на 12 конференціях. Ключові слова: сектор астрометрії і малих тіл сонячної системи, відділ астрофізики, бюджетна тема.

Інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії за 2016 р. подано у віснику Київського університету [1]. Тут висвітлено результати наукових досліджень та найважливіші події в житті обсерваторії за 2017 р.

Структура та склад. На початок 2017 р. у штаті Астрономічної обсерваторії працювали 53 особи, з них співробітників, які беруть участь у виконанні НДР – 28, у тому числі докторів наук – 6, кандидатів наук – 17; інженернотехнічних працівників – 7; обслуговуючий персонал – 24 особи; штат музею – 1 працівник. У науковій роботі брали участь викладачі, аспіранти та студенти кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету університету.

Було зараховано на посаду головного наукового співробітника д-ра фіз.-мат. наук В.К. Розенбуш. Захистив кандидатську дисертацію Р.Б. Гнатик "Енергетичний спектр та хімічний вміст космічних променів найвищих енергій" (наук. кер. В.І. Жданов). Отримав наукове звання професора провідний науковий співробітник, д-р фіз.-мат. наук Б.І. Гнатик.

У 2017 р. змін у структурі обсерваторії не було: до її складу входили сектор астрометрії та малих тіл сонячної системи (зав. сектора канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб. В.В. Клещонок), відділ астрофізики (зав. відділу д-р фіз.-мат. наук, проф. В.І. Жданов), а також дві спостережні станції (с. Лісники Києво-Святошинського р-ну і с. Пилиповичі Бородянського р-ну Київської обл.).

Обсяг бюджетного фінансування у 2017 р. досяг 4572.7 тис. грн, договірного — 196.4 тис. грн. Інші джерела — гранти на стажування та відрядження тощо — 321.05 тис. грн.

Співробітниками обсерваторії у 2017 р. опубліковано 3 монографії, 1 навчальний посібник, 81 наукова стаття, з них 36 у закордонних виданнях; зроблено 78 доповідей на 12 конференціях. Проведено міжнародну наукову конференцію "Астрономія і фізика космосу в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка".

У 2017 р. було видано 55 випуск Вісника КНУ, ще один випуск (56) подано до друку. Видано також тези доповідей Наукової конференції 2017 р. "Астрономія та фізика космосу в КНУ". У "Рейтингу наукових видань Київського національного університету імені Тараса Шевченка щодо відповідності умовам їх внесення до світових реферативних та наукометричних баз", який було укладено в листопаді 2017 р. Службою інформаційного моніторингу, вісник "Астрономія" посідає 4-те місце серед 88 видань університету. Із 2017 р. розпочато рєстрацію DOI для статтей журналу.

Тематика наукових досліджень. Упродовж року виконувалися бюджетні теми: "Фундаментальна фізика та моделі високоенергетичних астрофізичних явищ", науковий керівник д-р фіз.-мат. наук, проф., зав. відділом В.І. Жданов (обсяг фінансування 2838.8 тис. грн); "Космічні чинники земних катаклізмів. Спостереження, аналіз, інформатизація", науковий керівник д-р фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб. В.К. Розенбуш (1733.9 тис. грн). Договірні теми: "Просторово-часовий розподіл забруднення атмосфери дрібнодисперсним аерозолем у Східноєвропейському регіоні за даними одночасних фотометричних і лідарних вимірювань та моделювання" з Державним фондом фундаментальних досліджень, науковий керівник д-р фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб. Г.П. Міліневський, відповідальний виконавець канд. фіз.-мат. наук В.О. Данилевський; проект Відділення цільової підготовки Київського національного університету імені Тараса Шевченка при Національній академії наук України "Прояви темної енергії і темної матерії в модифікаціях стандартної космологічної моделі" науковий керівник В.І. Жданов відділ астрофізики (обсяг фінансування 63,9 тис. грн); Договір № 17ДФ023-01 "Розрахунок розміщення площини скульптури "Єднання" відповідно до видимості Сонця з точки розміщення у дні сонцестоянь та рівнодень" науковий керівник Л.В. Казанцева, сектор астрометрії та малих тіл сонячної системи (обсяг фінансування 2.5 тис. грн).

Молоді науковці обсерваторії виграли конкурс на фінансування молодіжної теми "Мультихвильові дослідження космічних джерел гама-випромінювання в рамках СТА-проекту", науковий керівник канд. фіз.-мат. наук В.О. Пономаренко. Початок фінансування теми – 2018 р.

#### Результати наукових досліджень

**Астрофізика.** Знайдено потенційне джерело триплету космічних променів з енергіями вище 10<sup>20</sup>еВ– магнетар SGR 1900+14. Досліджено можливі вияви прискорення КП залишком Наднової, при спалаху якої народився магнетар SGR 1900+14. Показано, що нововідкрите неототожнене гамма-джерело 2HWC J1907+084 з енергіями фотонів порядку десятків ТеВ природно пояснюється в цій моделі. Виділено групи КП, які могли бути прискорені у близькій галактиці з активним ядром Діва А та визначені заряди частинок Z = 7–10 в цих подіях відповідають останнім даним щодо хімічного вмісту КП надвисоких енергій (Б.І. Гнатик, Р.Б. Гнатик).

На основі нової вибірки (розміром 3173) з каталогу 2MFGC уточнена дипольна складова колективного руху галактик: V = (264±36) км/с у напрямку /=308°±8°, b =–16°±6° (у Галактичних координатах). Для кількох вибірок галактик із каталогу 2MFGC визначені параметри баріонних і зоряних залежностей Таллі – Фішера. Показано, що нещодавно висунута гіпотеза про суттєвий внесок концентрації Шеплі та порожнини у колективні рухи не суперечить даним про колективні рухи галактик каталогу RFGC (Ю.М. Кудря, С.Л. Парновський).

У межах співпраці з консорціумом СТА науковці теми брали участь, зокрема, у розробці системи автоматичного керування прототипу малого телескопа СТА SST-1M, що передбачає можливість віддаленого доступу чи автономних спостережень (В.М. Слюсар).

Проведено аналіз механізмів формування аерозольних частинок в атмосфері під впливом КП, оцінені очікувані характеристики аерозолів (В.О. Данилевський).

Для вибірки компактних галактик з активним зореутворенням (понад 14 тис.), де цей процес має характер короткочасного спалаху, визначено характеристики швидкості (SFR) та світності зореутворення. Результати принципово змінюють уявлення про величину SFR для галактик цього типу (І.Ю. Ізотова, спільно з ГАО НАН України). Промодельовано мікролінзовані профілі спектральних ліній типу флуоресцентної Fe K<sub>α</sub>, що формуються в акреційних дисках активних ядер галактик (АЯГ) для різних розподілів інтенсивності по акреційному диску та різних орієнтацій каустики. Знайдено розв'язок оберненої задачі про визначення розподілу інтенсивності тонкої лінії при проходженні каустики по диску (В.І. Жданов, О.В. Федорова).

Проведено аналіз спостережень 15 пекулярних активних ядер галактик з борту низки космічних місій; визначено спектральні параметри (індекс континууму, відбиття тощо); та виявлено їхні зміни в часі (О.В. Федорова).

У межах загальної теорії відносності визначено умови існування розділених ділянок колових орбіт навколо сферично-симетричної конфігурації зі скалярними полями; знайдено точні розв'язки, де виникає це розділення (В.І. Жданов, О. Сташко). Для простору-часу типу IX за Біанкі із часоподібною сингулярністю виявлено деталі, що принципово відрізняють його від аналогічного простору-часу із простороподібною сингулярністю (С.Л. Парновський).

Виконано регулярні вимірювання характеристик аерозолю у стовпі атмосфери над Києвом за програмою AERONET/PHOTONS, дослідження динаміки та характеристик аерозольного шару, а також регулярний моніторинг загального вмісту озону над Києвом. Результати вимірювань розміщені в базі даних Всесвітної метеорологічної організації (В.О. Данилевський, спільно з НДЛ фізики космосу фізичного факультету).

Астрометрія та малі тіла сонячної системи. З метою моніторингу потенційно небезпечних тіл Сонячної системи на спостережній станції АО КНУ в Лісниках отримано 3323 спостереження 70 комет і 103 астероїдів, відкрито 3 нових астероїди (2017 ST39, 2017 SV39, 2017 TS7), що офіційно підтверджено Міжнародним центром малих планет. Станція четвертий рік поспіль займає перше місце в рейтингу серед 413 обсерваторій світу за кількістю позиційних спостережень комет. Отримано великий масив фотометричних, поляриметричних і спектральних даних на шістьох (САО РАН), 4.1-м SOAR (Чилі), 2.6-м і 1.25-м (КрАО) і 2-м (Терскол) телескопах, на основі якого отримано нові знання про фізичні властивості низки комет (Р.О. Баранський, А. Сімон, В.К. Розенбуш, І.В. Лук'яник, В.В. Клещонок, В.О. Пономаренко, Ф.І. Кравцов).

На основі поляриметричних, фотометричних і спектральних спостережень комети 67P/Churyumov–Gerasimenko на 6-му телескопі САО, яка спостерігалася в межах міжнародної програми наземної підтримки космічної місії "Розетта", виявлено взаємопов'язані варіації поляризації і кольору по комі, які свідчать про еволюцію фізичних властивостей пилу з відстанню від ядра комети і можуть бути діагностикою швидкості сублімації та фрагментації частинок, їхнього початкового розміру та складу (В.К. Розенбуш).

Ґрунтуючись на спектральних і фотометричних дослідженнях комети 29P/Schwassmann-Wachmann 1, які проводяться спільно зі словацькими та бразильськими колегами, визначено хімічний склад газової коми, що містить переважно іони CO<sup>+</sup> і N<sub>2</sub><sup>+</sup> зі співвідношенням N<sub>2</sub><sup>+</sup>/CO<sup>+</sup>=0.01. Виявлено нові коливальні переходи (6,0) і (5,0) молекули CO<sup>+</sup> (A<sup>2</sup>Π–X<sup>2</sup>Σ), які раніше не спостерігалися. Отримані результати свідчать про те, що комета формувалась у ділянках із низькими температурами, ~25 К (I.В. Лук'яник).

Створено нову базу даних поляриметрії комет, яка містить 3441 спостереження 95-ти комет, що спостерігалися з 1881 р. до 2016 р. База розміщена в Міжнародній базі даних NASA "PLANETARY DATA SYSTEM" і може бути використана як спостережний базис для розвитку теорії розсіяння світла, чисельного моделювання, визначення фізичних характеристик пилу в атмосферах комет, класифікації комет і вибору майбутніх цілей космічних місій (В.К. Розенбуш).

У межах договору про співпрацю між Головною астрономічною обсерваторією НАН України та Київським національним університетом імені Тараса Шевченка від 4.06.2010 р. було розроблено і виготовлено програмно-апаратний комплекс для спостереження покриття зір астероїдами. При виготовлені комплексу використано нову методику спостереження покриттів із використанням режиму синхронного переносу ПЗЗ камери. Проведено тестові спостереження з даним комплексом на телескопі АЗТ-2 ГАО НАН України, які показали його ефективність і високу точність отриманих результатів (В.В. Клещонок, М.І. Буромський).

За різними моделями розраховано швидкість виносу пилу з ядра комети S1 (ISON) на *r* = 6.2–4.8 а. о. і показано, що параметр *Аf*<sub>р</sub>, який характеризує темп виносу пилу з поверхні ядра комети, є неоднозначною величиною, оскільки він сильно залежить від динамічних та оптичних характеристик пилинок (I.B. Лук'яник).

Спектрополяриметрія комети Garradd дала можливість досліджувати розподіл лінійної поляризації випромінювання комети залежно від довжини хвилі та визначити ступінь поляризації *P* в емісіях. Після корекції вкладу континууму, *P*<sub>em</sub>≈3.3 % для емісії *C*<sub>2</sub>(∆v=0), що дещо вище ніж теоретичне значення 2.5 % на α = 35.9°. Отримано розподіл кругової поляризації по комі комети Garradd і виявлено її змінність із часом (В.К. Розенбуш).

За допомогою моделі Назарчук – Шульмана визначено індукцію магнітного поля (97 нТ) хвоста комети C/2014 Q2 (Lovejoy). Подібна величина індукції отримувалася при прямих вимірюваннях магнітного поля у хвостах комет космічними місіями (В.В. Клещонок, І.В. Лук'яник).

За результатами досліджень метеорного спектра, отриманого в AI AH Чеської Республіки, визначено температуру збудження атомів FeI у метеорній комі і її варіації з висотою. Знайдено, що більшому спалаху (більшому викиду речовини) відповідає менше значення температури, порівняно з попереднім менш інтенсивним спалахом (А.М. Мозгова, В.В. Клещонок).

Після проведення детального аналізу бази даних власних базисних спостережень метеорів виявлено один метеор, дотичний до земної атмосфери, та сім метеорів з аномальними висотами появи. Проведено дослідження їхніх кінематичних характеристик (П.М. Козак).

Досліджено орбітальну еволюцію Дамоклоїдів на 100 млн років уперед. Виявлено, що за динамічним часом життя Дамоклоїди можна поділити на дві підпопуляції: з коротким (2.68 ± 0.04 млн років, 85.75 % об'єктів) та довгим (126 ± 6 млн років, 14.25 %) часом життя (Н.С. Коваленко). Досліджувалась еволюція орбіт 235 довгоперіодичних комет до їхнього відкриття з метою пошуку тісних і помірних зближень комет із великими транснептуновими об'єктами. Знайдено 36 зближень і зроблено припущення, що койперовські тіла мають вплив на гравітаційну еволюцію довгоперіодичних комет (Н.С. Коваленко).

Фізика Сонця, сонячно-земні зв'язки. На горизонтальному сонячному телескопі обсерваторії велися спектрополяриметричні спостереження для дослідження магнітних полів у спорадичних сонячних утвореннях. Також вимірювалися напруженості магнітного поля в тіні великих сонячних плям і спостереження спектрів активних процесів на Сонці. Проаналізовано дані щодо потужних сонячних спалахів, під час яких було зареєстровано високі потоки рентгенівського випромінювання; визначено параметри напівемпіричних моделей для ділянок інтенсивного енерговиділення (В.Г. Лозицький, Н.Й. Лозицька).

Досліджено відхилення від тренду (середньозгладжені місячні значення площ груп плям) місячних значень площ груп плям за 12–24 цикли сонячної активности окремо для кожного циклу. Знайдено, що значення відхилень змінюються з певним періодом, середнє значення якого близько 13 місяців (В.М. Єфіменко).

Запропоновано сценарій пояснення спостереженого явища подвійних максимумів 11-річних циклів сонячних плям, у якому беруть участь п'ять процесів перебудови магнетизму в сонячній конвективній зоні (СКЗ): Ω-ефект, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діамагнетизм, ротаційний ∇ρ-ефект і меридіональна циркуляція. Встановлено, що перебудова магнетизму у високоширотному і приекваторіальному доменах СКЗ відбувається у відмінних режимах. Ключову роль у розробленому механізмі відіграють дві зсунуті в часі хвилі тороїдального поля до сонячної поверхні у приекваторіальному домені (В.Н. Криводубський).

#### Список використаних джерел

1. Ефіменко В.М. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2016 р. / В.М. Єфіменко // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2017. – Вип. 1 (55). – С. 57–58.

Надійшла до редколегії 05.04.18

V. Efimenko, Ph. D.

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF TARAS SHEVCHENKO NATIONAL UNIVERSITY OF KYIV IN 2017

At the beginning of 2017, 53 workers worked in the State Astronomical Observatory, of which 28 were scientists, including 6 doctors of sciences and 17 candidates of sciences. The structure of the observatory includes the sector astrometry and the small bodies of the solar system (the head of the sector is Kleshchonok V.V., Ph. D.), the department of astrophysics (the head of the department is professor Zhdanov V.I., doctor of Science) and 2 observation stations (Lisnyky, Pylypovychi).

During the year budget topics were carried out: "Fundamental physics and models of high-energy astrophysical phenomena", scientific leader professor Zhdanov V.I., doctor of Science; "Cosmic factors of terrestrial cataclysms: observation, analysis, informatization", scientific leader Rosenbush V.K., doctor of Science. Young scientists of the Observatory won the competition for financing the youth theme "Multi-wave research of cosmic sources of gamma radiation in the framework of the STA project", scientific leader Ponomarenko V.O., Ph. D.

Main scientific results. The potential source of the triplet of cosmic rays with energies above 10<sup>20</sup>

eV – magnetar SGR 1900 + 14 is found. The possible manifestations of the acceleration of the cosmic rays by the remnant of the Nebula, in which the magnetar SGR 1900 + 14 was born, was investigated. In order to monitor potentially dangerous bodies of the solar system at the observatory station (Lisnyky) 3323 observations were received from 70 comets and 103 asteroids, 3 new asteroids (2017 ST39, 2017 SV39, 2017 TS7) were officially confirmed by the International Center for Small Planets.

In 2017, the staff of the Observatory published 3 monographs, 81 scientific articles, 36 of them in foreign publications; 78 reports have been made at 12 conferences.

Keywords: sector of astrometry and small bodies of the solar system, department of astrophysics, budget topic.

В. Ефименко, канд. физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев

### АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ КИЕВСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА ИМЕНИ ТАРАСА ШЕВЧЕНКО В 2017 ГОДУ

В начале 2017 г. в штате Астрономической обсерватории работало 53 сотрудника, из них научных – 28, в том числе 6 докторов наук и 17 кандидатов наук. В состав обсерватории входят сектор астрометрии и малых тел солнечной системы (зав. сектором канд. физ.-мат. наук В.В. Клещонок), отдел астрофизики (зав. отделом д-р физ.-мат. наук, проф. В.И. Жданов) и 2 наблюдательные станции (с. Лесники, с. Пилиповичи).

В течение года выполнялись бюджетные темы: "Фундаментальная физика и модели высокоэнергетических астрофизических явлений", науч. рук. до-р физ.-мат. наук, проф. В.И. Жданов; "Космические факторы влияний на земные катаклизмы. Наблюдения, анализ, информатизация", науч. рук. д-р физ.-мат. наук В.К. Розенбуш. Молодые учёные обсерватории выиграли конкурс на финансирование молодёжной теми "Мультиволновые исследования космических источников гамма-излучения в рамках СТА-проекта", науч. рук. канд. физ.-мат. наук В.О. Пономаренко.

Основные научные результаты. Найден потенциальный источник триплета космических лучей с энергиями више 10<sup>20</sup> эВ– магнетар SGR 1900+14. Исследованы возможные проявления ускорения КЛ остатком сверхновой, при вспышке котрой родился магнетар SGR 1900+14.

С целью мониторинга потенциально небезопасных тел Солнечной системы на наблюдательной станции обсерватории (с. Лесники) проведены 3323 наблюдения 70 комет и 103 астероида, открыты 3 новых астероида (2017 ST39, 2017 SV39, 2017 TS7), что официально подтверждено Международным центром малых планет. За 2017 г. сотрудниками обсерватории опубликованы 3 монографии, 81 научная статья, из них 36 в иностранных изданиях; сделано 78 докладов на 12 конференциях.

Ключевые слова: сектор астрометрии и малых тел солнечной системы, отдел астрофизики, бюджетная тема.

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

### ДО 100-РІЧЧЯ ПРОКОПА МИКОЛАЙОВИЧА ПОЛУПАНА

У серпні 2018 р. виповнюється 100 років з часу народження Прокопа Миколайовича Полупана, який понад півстоліття свого життя присвятив Астрономічній обсерваторії. Виходець із багатодітної бідної родини, пройшов через битви Другої світової війни, був важко поранений. Після тривалого лікування у госпіталях він вступив на навчання у Київський університет ім. Т.Г. Шевченка. Після закінчення кафедри астрономії фізичного факультету отримав направлення на роботу за обраним фахом астронома в Астрономічну обсерваторію університету.

Усе подальше життя Прокіп Миколайович присвятив вивченню фізичних умов в активних сонячних утвореннях – флоккулах, протуберанцях, спалахах. Зі студентських років він бере участь в астрономічних спостереженнях малих планет, фотосфери Сонця, сонячних затемнень, активних сонячних утворень. З початку роботи в обсерваторії долучається до створення горизонтального сонячного телескопа, який стає головним інструментом не тільки для нього, але і для багатьох науковців обсерваторії на довгі роки. За результатами досліджень захищає кандидатську дисертацію. У 70–90-ті рр. XX ст. за його ініціативи розпочинаються спільні дослідження фахівців із фізики Сонця обсерваторії Київського університету і Головної астрономічної обсерваторії НАН України з вивчення змін у фотосферних шарах Сонця перед, під час та після спалахів. Спектральні спостереження вели на горизонтальних сонячних телескопах АЦУ-5 (Київ) та АЦУ-26 (Приельбрусся, г. Терскол) у межах міжнародних програм спостережень сонячної активності. Ці дослідження виявились актуальними і тривають донині. Про отримані результати доповідали на багатьох міжнародних наукових конференціях. Вони опубліковані у провідних астрономічних журналах.

П.М. Полупан є автором близько 100 наукових робіт, був членом Міжнародної астрономічної спілки.

Ключові слова: активні сонячні утворення, сонячні спалахи, горизонтальний сонячний телескоп.



Прокоп Миколайович Полупан народився 19 серпня 1918 р. в м. Старокостянтинів Хмельницької обл. У сім'ї було дев'ятеро дітей, Прокоп був старшим. Жила сім'я бідно. У 1925 р. хлопчик пішов до школи, але змушений був переривати навчання, оскільки потрібно було допомагати батькам по господарству. Улітку було багато роботи, а взимку не мав у чому ходити – не було взуття. Інколи він бігав у школу босоніж, тому що чоботи мав тільки його батько. Після закінчення школи з 1936 по 1939 р. навчався в технікумі важкого машинобудування в Бердичеві. Часто бував голодним, оскільки батьки не могли надати допомоги, а навпаки, він намагався допомогти своїм батькам.

У 1939 р. був призваний до армії, направлений на навчання до Саратовського бронетанкового училища. З 1940 р. по 1941 р. – курсант Військово-політичного училища в Куйбишеві, по закінченню якого у званні лейтенанта був.

призначений на посаду заступника командира роти з політичної роботи. У 1942 р. отримав призначення на Ленінградський фронт і в 1942–1943 рр. брав участь в обороні Ленінграда. У 1943 р. – політрук маршевої танкової роти, командир танкового взводу, а потім – командир роти 53 гвардійського танкового полку гвардійської танкової армії 2 Українського фронту.

Улітку 1943 р. військова частина, у якій служив П.М. Полупан, у складі Воронезького фронту брала участь у Курській битві. В одному з боїв Прокоп Миколайович був поранений і кілька місяців лікувався в госпіталі. Після лікування в 1944 р. був командиром маршевої роти (Нижній Тагіл). У 1945 р. – командир танкової роти 170 танкової бригади 18 танкового корпусу З Українського фронту. Брав участь у боях за Будапешт та біля о. Балатон. У бою за село Н. Перката був важко поранений і дуже обгорів у танку. Півроку лікувався в госпіталі. Усе життя із вдячністю згадував молоду медсестру, яка допомогла йому. Коли розпочиналася гангрена ноги і лікарі хотіли ампутувати її, то Прокоп попросив лікаря почекати до ранку, а медсестра всю ніч просиділа біля нього, промиваючи рану. Це допомогло врятувати ногу від ампутації. Після виписки з госпіталю лікарі говорили йому: якщо він і зможе ходити, то тільки з паличкою. Проте Прокоп Миколайому з мав таку силу волі, що, незважаючи на біль, розробляв ногу і навіть займався спортом.

За військову доблесть нагороджений двома орденами Великої Вітчизняної війни І та ІІ степенів, орденом Червоної Зірки і багатьма медалями. Після госпіталю П.М. Полупан був комісований з армії через інвалідність. Він почав готуватися до вступу в Київський університет й у 1945 р. вступив на кафедру астрономії фізичного факультету. Під час навчання в університеті і після зарахування на роботу брав участь у спостереженнях малих планет [1] за планами наукових досліджень обсерваторії. З травня 1949 р. студенти 4 курсу астрономічної спеціальності фізичного факультету розпочали проходження виробничої практики в обсерваторії.

Після закінчення університету 11 липня 1950 р. П.М. Полупана зараховано на посаду лаборанта-спостерігача відділу служби Сонця, де він брав участь у спостереженнях фотосфери Сонця під керівництвом Є.М. Земанек. У цей час за ініціативи М.А. Яковкіна розпочинаються роботи із проектування та створення сонячного телескопа для проведення спектральних спостережень сонячних утворень. Зі складових частин телескопу в наявності був целостат експедиційного типу. М.В. Стешенко виготовив систему дзеркал для спектрографа і головне дзеркало телескопа. Згодом вони були замінені дзеркалами більших розмірів. Механіку виготовили завідувач механічною майстернею Д.М. Рубан і О.С. Бенюх. П.М. Полупан брав безпосередню участь у проектуванні, виготовленні та монтуванні телескопа, спектрографа та павільйона для них. У березні 1953 р. П.М. Полупан робить доповідь на науковій сесії університету "Дифракційний спектрограф КАО", а у 1962 р. була опублікована його стаття "Сонячна установка" [2], де подано перший детальний опис горизонтального сонячного телескопа обсерваторії.

Співробітники обсерваторії почали використовувати телескоп із 1954 р. Від цього часу інструмент постійно вдосконалювався. Зокрема, головними змінами стали зміна дзеркала телескопа, фокусна відстань якого була збільшена вдвічі і зроблено новий спектрограф зі схрещеною дисперсією на основі дифракційної гратки-ешеле 37 шт/мм [3]. Згодом було замовлено і виготовлено дифракційну гратку із 25 штрихами на 1 мм [4]. На її основі було виготовлено новий диспергуючий вузол, який надає можливість одночасно отримувати весь спектр від ультрафіолетової до інфрачервоної ділянки (11 000 Ф). Горизонтальний сонячний телескоп зі спектрографом стає одним із головних інструментів Астрономічної обсерваторії.

Систематичні спектральні спостереження активних сонячних утворень – спалахів, протуберанців, спікул, плям – були розпочаті в 1956 р. Отриманий матеріал став основою для виконання наукових робіт для багатьох співробітників обсерваторії, зокрема М.В. Стешенка, М.А. Яковкіна, Є.М. Земанек, П.М. Полупана, В.Г. Лозицького, В.А. Остапенка, Л.М. Курочки, М.Ю. Зельдіної, М.В. Братійчук та ін.

Основним напрямом наукових досліджень П.М. Полупана стало вивчення контурів спектральних ліній активних сонячних утворень. Спільно з М.А. Яковкіним було розв'язано рівняння стаціонарності для багаторівневого атома водню з урахуванням радіативних й ударних процесів і визначено основні фізичні характеристики крайового спалаху [5]. Він виконав багато робіт із вивчення фізичних умов у флокулах, факелах, протуберанцях, спалахах [6–9]. За результатами цих робіт у 1963 р. Прокіп Миколайович захистив кандидатську дисертацію "Дослідження контурів спектральних ліній в хромосферних спалахах".

У 1975 р. за ініціативи П.М. Полупана розпочинаються дослідження фізичного стану фотосфери спалаховоактивних ділянок. Перші роботи в цьому напрямі дозволили виявити вплив спалахів на фраунгоферів спектр [10]. З 1977 р. фізичні процеси у фотосфері Сонця перед та під час спалахів вивчаються разом зі співробітниками відділу фізики Сонця Головної астрономічної обсерваторії НАН України. Спектральні спостереження вели на горизонтальних сонячних телескопах АЦУ-5 (Київ) та АЦУ-26 (Приельбрусся, г. Терскол) у межах міжнародних програм спостережень сонячної активності. Спостережний матеріал використано для досліджень фізичного стану спалахів, факелів і флокулів. Виявлено основні закономірності у змінах температури, густини, магнітного поля, поля швидкостей фотосфери Сонця перед та під час спалахів. Зокрема, при вивченні потужного спалаху 16 травня 1981 р. К.В. Алікаєва, Е.А. Барановський і П.М. Полупан виявили, що під час спалаху температура хромосферних шарів зросла на 500 К, а швидкість руху речовини, у початкові моменти спалаху, спрямована вгору і досягає 50 км/с [11]. Результати цих досліджень показали, що спалахові процеси охоплюють усю фотосферу Сонця. Перед спалахами в активній ділянці виникає новий магнітний потік, під час спалахів із верхніх шарів тепло переноситься в нижні шари. Результати досліджень продовжувались з отриманням спостережного матеріалу з вищою просторовою і часовою роздільністю і неодноразово доповідалися на міжнародних конференціях [12–13].

З 1957 р. П.М. Полупан займав посаду молодшого наукового співробітника, а з 1968 р. – старшого наукового співробітника обсерваторії. У 1969–1970 рр. був заступником директора. З 1972 р. по 1983 р. керував відділом сонячної активності, а потім до 1987 р. був завідувачем лабораторії астрофізики та фізики Сонця. У 1988 р. вийшов на пенсію, продовжуючи наукові дослідження.

Майже все свідоме життя П.М. Полупана пройшло в обсерваторії, ураховуючи те, що він не тільки працював але і проживав у квартирі на її території. Внесок Прокопа Миколайовича у створення матеріальної бази сонячних досліджень в Астрономічній обсерваторії у повоєнні роки неможливо переоцінити, а результати його наукових досліджень назавжди залишаться у скарбниці досягнень світової сонячної фізики.

#### Список використаних джерел

1. Наблюдения малых планет на Киевской Астрономической обсерватории / В.П. Коноплева, П.Г. Духновский, П.Н. Полупан и др. // Публікації Київської астрономічної обсерваторії. – 1953. – № 5. – С. 169–191.

2. Полупан П.Н. Солнечная установка / П.Н. Полупан // Публікації Київської астрономічної обсерваторії. – 1962. – № 10. – С. 59–64.

3. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета / Е.В. Курочка, Л.Н. Курочка, В.Г. Лозицкий и др. // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1982. – Вып. 22. – С. 48–56.

 Одновременные наблюдения солнечного спектра в инфракрасной и видимой областях с помощью нового эшельного спектрографа / Л.Н. Курочка, Н.Й. Лозицкая, В.Г. Лозицкий, Ю.С. Нагулин // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1988. – Вып. 30. – С. 46–50.
 Полупан П.Н. Исследование краевой хромосферной вспышки / П.Н. Полупан, Н.А. Яковкин // Астрономический журнал. – 1965. – № 42.

С. 764-774.
 6. Полупан П.Н. Спектрофотометрия краевой хромосферной вспышки / П.П. Полупан, П.А. Любкин // Астрономический журнал. – 1960.
 1960. – 1994.

— Т. 37, № 5. – С. 1032–1042. 7. Полупан П.Н. Контуры линий хромосферной вспышки 30 августа 1956 г. I; II / П.Н. Полупан // Солнечные данные. – 1961. – № 9. – С. 63–67;

1962. – № 10. – C. 53–57.

8. Полупан П.Н. Спектрофотометрия хромосферной вспышки 12 июля 1961 г. / П.Н. Полупан // Солнечная активность. – М., 1968. – № 3. – С. 125–139.

9. Остапенко В.А. Термический механизм свечения и физические условия в хромосферных вспышках на Солнце / В.А. Остапенко, П.Н. Полупан // Проблемы космической физики. – 1984. – Вып. 19. – С. 34–41.

10. Полупан П.Н. О профилях слабых линий поглощения под вспышками / П.Н. Полупан, Н.Н. Кондрашова // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1977. Вып. 19. – С. 14–19.

11. Аликаева К.В. Изменение состояния низкотемпературной плазмы в процессе мощной солнечной вспышки / К.В. Аликаева, Э.А. Барановский, П.Н. Полупан // Кинематика и физика небесных тел. – 1986. – Т.2, № 4. – С. 27–33.

12. Нижняя фотосфера активных областей Солнца перед вспышками и без вспышек. І. Фраунгоферов спектр / К.В. Аликаева, Н.Н. Кондрашова, Т.И. Редюк, Е.Г. Рудникова // Кинематика и физика небесных тел. – 1993. – Т.9, № 1. – С. 24–36.

13. Нижняя фотосфера активных областей Солнца перед вспышками и без вспышек. II. Физические условия / К.В. Аликаева, Н.Н. Кондрашова, Т.И. Редюк, Е.Г. Рудникова // Кинематика и физика небесных тел. – 1993. – Т. 9, № 2. – С. 57–70.

Надійшла до редколегії 05.04.18

V. Efimenko, Ph. D. Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### To the 100th ANNIVERSARY of PROKOP MYKOLAYOVYCH POLUPAN

In August 2018, the 100th anniversary of the birth of Prokop Mykolayevych Polupan, who lived and worked at the Astronomical Observatory for more than half a century, is celebrated. He came from a large family of poor families, went through the battles of the Great Patriotic War, after longterm treatment in hospitals, he sought to study at the Kiev University of T.G. Shevchenko. After graduating from the Department of Astronomy at the Faculty of Physics, he received a referral for work on the chosen specialty of the astronomer at the Astronomical Observatory of the University.

All further life Prokop Mykolayevych Polupan devoted to the study of physical conditions in active solar formations – flocculates, prominences, flares. From student years he participates in astronomical observations of small planets, solar photosphere, solar eclipses, active solar formations. Since the beginning of work at the Observatory, he has been involved in the creation of a horizontal solar telescope, which becomes the main instrument not only for him, but also for many scientists of the observatory for many years. As a result of research, he protects a candidate's dissertation. In the 70's and 90's of the 20th century, on its initiative, joint investigations of scientist's of the Observatory of Kyiv University and the Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine on the study of changes in the photosphere layers of the Sun before, during and after the flares begin. Spectral observations were carried out on the horizontal solar telescopes of the ATSU-5 (Kiev) and the ATSU-26 (Mount Terskol) in the framework of the international solar activity monitoring programs. These studies have become relevant and continue to this day. The results obtained were reported at many international scientific conferences and published in leading astronomical journals.

Polupan P.M. is the author of about 100 scientific works, was a member of the International Astronomical Union.

Key words: active solar formations, solar flares, horizontal solar telescope.

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

### К 100-ЛЕТИЮ ПРОКОПА НИКОЛАЕВИЧА ПОЛУПАНА

В августе 2018 р. исполняется 100 лет со дня рождения Прокопа Николаевича Полупана, который более полувека своей жизни посвятил Астрономической обсерватории. Виходец из многодетной бедной семьи, прошел через битвы Второй мировой войны, был тяжело ранен. После долгого лечения в госпиталях он поступил учиться в Киевский университет им. Т.Г. Шевченко. По окончанию кафедры астрономии физического факультета получил направление на работу по выбранной специальности астронома в Астрономическую обсерваторию университета.

Всю дальнейшую жизнь Прокоп Николаевич посвятил изучению физических условий в активных солнечных образованиях – флоккулах, протуберанцах, вспышках. Со студенческих лет он участвует в астрономических наблюдениях малых планет, фотосферы Солнца, солнечных затмений, активных солнечных структур. С начала работи в обсерватории участвует в создании горизонтального солнечных затмений, активных солнечных структур. С начала работи в обсерватории участвует в создании горизонтального солнечных отелескопа, который становится главним инструментом не только для него, а и для многих ученых обсерватории на долгие годы. По результатам исследований защищает кандидатскую диссертацию. В 70–90-е гг. XX в. по его инициативе начинаются совместные исследования специалистов по физике Солнца обсерватории Киевского университету и Главной астрономической обсерватории НАН Украини по изучению изменений в фотосферных слоях Солнца перед, во время и после вспышек. Спектральные наблюдения велись на горизонтальных солнечных телескопах АЦУ-5 (Киев) и АЦУ-26 (Приэльбрусье, г. Терскол) в рамках международных программ наблюдений солнечной активности. Эти исследования оказались актуальными и продолжаются до настоящего времени. Полученные результаты докладывались на многих международных конференциях и опубликованы в ведущих астрономических журналах.

П.Н. Полупан является автором около 100 научных работ, был членом Международного астрономического общества. Ключевые слова: активные солнечные образования, солнечные вспышки, горизонтальный солнечный телескоп.

### Наукове видання



# ВІСНИК

# КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

# АСТРОНОМІЯ

Випуск 1(57)

Друкується за авторською редакцією

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"

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



Формат 60х84<sup>1/8</sup>. Ум. друк. арк. 7. Наклад 300. Зам. № 218-8793. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1. Підписано до друку 5.10.18

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