

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

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

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

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

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	Б.І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук, (заст. відп. ред.); М.І. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук, (відп. секр.); Д.П. Дума, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук; В.І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук; Р.І. Костик, д-р фіз.-мат. наук, чл.-кор. НАН України; В.Г. Кручиненко, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г.П. Міліневський, д-р фіз.-мат. наук; С.Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф., чл.-кор. НАН України
Адреса редколегії	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06, адреса електронної пошти: pish@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 13.01.09 (протокол № 3)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/9 від 08.09.99
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
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	01601, Київ-601, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 3172, 239 32 22; факс 239 31 28

Александров О., Жданов В.

Коефіцієнт підсилення блиску малого гаусівського джерела поблизу каустики гравітаційної лінзи..... 4

Вовкогон Т., Жданов В.

Когерентні властивості випромінювання протяжного джерела, мікролінзованого точковою лінзою 8

Ізотова І., Парновський С.

Картографування віку областей іонізованого водню в спіральній галактиці M101 12

Кудря Ю.

Коллективний рух спіральних галактик об'єднаної вибірки каталогів SFI++ та 2MFGC 15

Мельник О., Елиїв А., Шихман В.

Світності та морфологічний склад галактик у парах 23

Слюсар В., Александров О., Жданов В.

Моделювання кривих блиску мікролінзованого протяжного джерела 29

Федорова О.

Бінарне гравітаційне мікролінзування позагалактичних джерел випромінювання 33

Хміль С.

Алгоритм опрацювання панорамних спектрограм гравітаційних лінз..... 39

Бабій В., Лозицький В.

Особливості інтегрального розподілу діаметрів сонячних плям у 20 та 21 циклах сонячної активності..... 43

Лозицький В., Андрієць О.

Співставлення вимірювань магнітного поля в області слабкого сонячного спалаху по лініях FeI і H α 46

Казанцев А.

Уточнення розподілу астероїдів за розмірами та оцінка числа біляземних астероїдів..... 49

Кравцов Ф., Лук'яник І.

Спостереження покриттів зірок астероїдами за допомогою ПЗЗ-камери у 2005–2007 роках..... 52

Пам'яті Павла Родіоновича Романчука (Єфіменко В.)..... 58

CONTENTS

Alexandrov A., Zhdanov V.

Brightness magnification factor for small Gaussian source near caustic of gravitation lens 4

Vovkogon T., Zhdanov V.

Coherent properties of the extended source radiation gravitationally microlensed by a point mass..... 8

Izotova I., Parnovsky S.

Age of star forming regions in spiral galaxy M101 12

Kudrya Yu.

The bulk motion of the spiral galaxies from combined sample of the SFI++ and 2MFGC catalogs 15

Melnyk O., Elyiv A., Shihman V.

Luminosities and morphological content of galaxies in pairs 23

Slyusar V., Alexandrov A., Zhdanov V.

Simulations of brightness curves of a microlensed extended source 29

Fedorova E.

Binary gravitational microlensing of extragalactic sources 33

Khmil S.

A program code for gravitational lens integral field spectra processing..... 39

Babij V., Lozitsky V.

Peculiarities of the integral distribution for sunspot diameters in 20–23 cycles of solar activity..... 43

Lozitsky V., Andriets' O.

Comparison of the magnetic field measurements in area of a weak solar flare using metallic and $H\alpha$ lines..... 46

Kazantsev A.

Specifiation and possible explanation of asteroid-size distribution 49

Kravtsov F., Lukyanyk I.

Observations of asteroid occultations with the help of CCD in 2005–2007 52

On the memory of Romanchuk Pavlo Rodionovych (*Efimenko V.*) 58

КОЕФІЦІЄНТ ПІДСИЛЕННЯ БЛИСКУ МАЛОГО ГАУСІВСЬКОГО ДЖЕРЕЛА ПОБЛИЗУ КАУСТИКИ ГРАВІТАЦІЙНОЇ ЛІНЗИ

В околі регулярної точки каустики для протяжного джерела з гаусівським розподілом поверхневої яскравості знайдено уточнену формулу залежності коефіцієнта підсилення від координат центра. Порівняно з добре відомим "нульовим наближенням" нова формула враховує поправки, пропорційні до розміру джерела, і містить три додаткові параметри гравітаційно-лінзової системи. Шляхом граничного переходу знайдено формулу коефіцієнта підсилення точкового джерела.

For a small Gaussian source near a fold the improved formulae for the brightness magnification factor is found as a function of the centre coordinates. As compared with the well-known leading approximation the new formula takes into account correction terms proportional to the source size and contains three additional parameters of the gravitational lens system. By means of the limit process a formula for point source magnification is derived.

1. Вступ. Гравітаційне лінзування є потужним засобом отримання астрофізичної інформації про позагалактичні об'єкти. Зокрема, значну увагу привертають так звані події великого підсилення (ПВП) в гравітаційно-лінзових системах (ГЛС) – характерні швидкі підйоми блиску спостережуваного джерела з подальшим його спаданням. ПВП впевнено інтерпретується як перетин джерелом каустики гравітаційної лінзи. Це дозволяє застосовувати для аналізу ПВП спрощені малопараметричні універсальні моделі.

Каустичні криві відокремлюють області на площині джерел, які мають різну кількість зображень. При наближенні точкового джерела до каустики з її опуклої сторони два зображення наближаються до критичної кривої, їх підсилення прямує до нескінченності, а в момент перетину джерелом каустики ці два зображення зникають. Ці зображення ми називаємо критичними. У найнижчому наближенні інтенсивності обох критичних зображень змінюються обернено пропорційно до $\sqrt{y_2}$, де y_2 – відстань від джерела до каустики [5; 3]. Ця залежність широко використовується при теоретичному моделюванні спостережуваних кривих блиску. Проведений аналіз показав, що точність вказаних асимптотичних формул у порівнянні з точністю фотометричних вимірювань не можна вважати задовільною [4]. У роботі [1] було отримано наступне наближення для коефіцієнта підсилення критичних зображень точкового джерела. Але ще більшу цікавість викликає моделювання кривих блиску протяжного джерела.

Метою цієї роботи є уточнення наближеної залежності від координат в околі каустики ГЛС коефіцієнта підсилення малого протяжного джерела з гаусівським розподілом яскравості.

2. Вихідні положення та позначення аналітичної теорії лінзування. Нагадаємо позначення та вихідні співвідношення, необхідні для подальшого розгляду; більш докладне викладення нашого підходу подане у [1; 2], де також можна знайти відповідні літературні посилання.

Припускаємо, що вздовж променя зору можна знехтувати густиною неперервної матерії. За цієї умови нормоване рівняння лінзи в комплексній формі має такий вид (див., наприклад, [5; 3]):

$$v(u, \bar{u}) = u + F(\bar{u}). \quad (1)$$

Тут $v = v_1 + iv_2$, $u = u_1 + iu_2$ – комплексні координати відповідно в площині джерел і зображень, $F(\bar{u}) = F_1 + iF_2$ – нормований вектор відхилення зображення. Критичні точки u_{cr} відображення (1) визначаються рівнянням

$$J(u_{cr}, \bar{u}_{cr}) = 0, \quad (2)$$

де $J(u, \bar{u}) = |D(v, \bar{v})/D(u, \bar{u})| = |D(v_1, v_2)/D(u_1, u_2)|$. Рівняння критичної кривої $\bar{u}_{cr}(\varphi)$ можна подати у формі:

$$F'(\bar{u}_{cr}) = e^{i\varphi}. \quad (3)$$

Каустика $v_c(\varphi)$ – це образ критичної кривої при відображенні (1):

$$v_c(\varphi) = u_{cr}(\varphi) + F(\bar{u}_{cr}(\varphi)). \quad (4)$$

Добре відомо, що стійкі критичні точки бувають лише двох типів: складки та зборки. На каустиці складкам відповідають регулярні точки, а зборкам – так звані вістря (каспи). У цій роботі ми розглядаємо околицю складок.

У загальному випадку одному положенню точкового джерела v відповідає декілька зображень $u_i(v)$ – розв'язків рівняння (1). Коефіцієнт підсилення кожного з них дорівнює [5; 3]

$$K_i(v) = 1/|J(u_i(v), \bar{u}_i(v))|. \quad (5)$$

Коли кілька зображень не можна розділити, як при мікролінзуванні, то загальний коефіцієнт підсилення дорівнює сумі $K(v) = \sum_i K_i(v)$.

Особливий інтерес становлять околиця каустик. Каустичні криві відокремлюють області на площині джерел, які мають різну кількість зображень. Під час ПВП саме змінність інтенсивності критичних зображень визначає хід кривої блиску, при цьому інтенсивність інших зображень можна вважати сталою, або повільно змінною. Відповідно, коефіцієнт підсилення K є сумою двох доданків $K = K_{cr} + K_{ot}$, де K_{cr} – підсилення двох критичних зображень, K_{ot} – підсилення решти зображень.

Розглядуваний підхід до вивчення околу каустики полягає у тому, що поблизу критичної точки u_{cr} функція $F(\bar{u})$

апроксимується своїм поліномом Тейлора. Введемо нові змінні: $z \equiv X_1 + iX_2 = (u - u_{cr})e^{-i\varphi/2}$, $\zeta \equiv Y_1 + iY_2 = (v - v_c)e^{-i\varphi/2}$ та функцію $\Phi(\bar{z}) = e^{-i\varphi/2} [F(\bar{u}_{cr} + \bar{z}e^{-i\varphi/2}) - F(\bar{u}_{cr})]$. В цих позначеннях рівняння (1) приймає вид:

$$\zeta = z + \Phi(\bar{z}), \quad (6)$$

а тейлорівський розклад функції $\Phi(\bar{z})$:

$$\Phi(\bar{z}) = \bar{z} + A \cdot \bar{z}^2 + C \cdot \bar{z}^3 + E \cdot \bar{z}^4 \dots \quad (7)$$

Тут

$$A \equiv a + ib = \frac{1}{2!} e^{-3i\varphi/2} F''(\bar{u}_{cr}); \quad C \equiv c + id = \frac{1}{3!} e^{-4i\varphi/2} F'''(\bar{u}_{cr}); \quad E \equiv g + if = \frac{1}{4!} e^{-5i\varphi/2} F^{(4)}(\bar{u}_{cr}); \dots \quad (8)$$

Координати z і ζ будемо називати адаптованими до точки на каустиці. Вісь Y_1 є дотичною до каустики, а додатний напрямок осі Y_2 спрямовується у бік опуклості каустики; при цьому $b < 0$ (умова $b = 0$ визначає точки зборки).

Перехід до адаптованих координат не змінює якобіана лінзового відображення: $J(u, \bar{u}) = J(X_1, X_2) = |D(Y_1, Y_2)/D(X_1, X_2)|$. Отже для коефіцієнта підсилення точки маємо вираз, який є аналогічним до (5): $K_i(\zeta) = 1/|J(z, \bar{z})|$.

У розгорнутому вигляді розклад (6)–(8) має такий вид:

$$\begin{aligned} Y_1 &= 2X_1 + a(X_1^2 - X_2^2) + 2bX_1X_2 + c(X_1^3 - 3X_1X_2^2) - d(X_2^3 - 3X_2X_1^2) + gX_2^4 + \dots \\ Y_2 &= b(X_1^2 - X_2^2) - 2aX_1X_2 + d(X_1^3 - 3X_1X_2^2) + c(X_2^3 - 3X_2X_1^2) + fX_2^4 + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

Зрозуміло, цей розклад не може бути обернений, тому для вивчення околу каустики необхідно застосувати інший підхід. Його основу утворюють теореми, які були сформульовані в [2]. Зокрема, якщо припустити, що джерело не лежить на дотичній до каустики, і покласти, що його координати квадратично залежать від параметра близькості t :

$$Y_1 = \alpha t^2, \quad Y_2 = \beta t^2, \quad \beta \neq 0, \quad (10)$$

то, як було показано, два критичні розв'язки лінзового рівняння аналітично залежать від t , причому $X_1 \sim O(t^2)$, $X_2 \sim O(t)$.

Для врахування малості окремих складових зробимо формальну заміну:

$$Y_i = t^2 y_i, \quad X_1 = t^2 x_1, \quad X_2 = t x_2. \quad (11)$$

Підставимо ці вирази у розклади (9) і врахуємо доданки з точністю до другого степеня змінної t . Отримуємо:

$$\begin{aligned} y_1 &= 2x_1 - ax_2^2 + t(2bx_1x_2 - dx_2^3) + t^2(ax_1^2 - 3cx_1x_2^2 + gx_2^4), \\ y_2 &= -bx_2^2 + t(-2ax_1x_2 + cx_2^3) + t^2(bx_1^2 - 3dx_1x_2^2 + fx_2^4). \end{aligned} \quad (12)$$

Неважко пересвідчитися, що інші доданки (також і ті, які не враховані в (9)) мають більшу степінь малості.

3. Наближена формула для коефіцієнта підсилення протяжного гаусівського джерела. Для протяжного джерела з поверхневою яскравістю $P(\mathbf{Y})$ загальний коефіцієнт підсилення дорівнює зваженій сумі коефіцієнтів підсилення окремих елементів:

$$K_P = \frac{\iint P(\mathbf{Y}) K(\mathbf{Y}) d^2\mathbf{Y}}{\iint P(\mathbf{Y}) d^2\mathbf{Y}}. \quad (13)$$

Тут інтегрування здійснюється по площі джерела. Складність використання цієї формули полягає у необхідності розв'язання рівняння (6), врахування декількох зображень (при визначенні $K(\mathbf{Y})$) та сингулярних каустичних кривих. У деяких випадках буває простіше перейти до інтегрування по площі всіх зображень

$$K_P = \frac{\iint P(\mathbf{Y}(\mathbf{X})) d^2\mathbf{X}}{\iint P(\mathbf{Y}) d^2\mathbf{Y}}. \quad (14)$$

За спрощену модель джерела будемо використовувати гаусівський розподіл яскравості

$$P_G(\mathbf{Y}) = \frac{1}{\pi L^2} \exp\left[-\frac{(Y_1 - Y_{c1})^2 + (Y_2 - Y_{c2})^2}{L^2}\right]. \quad (15)$$

Тут $\mathbf{Y}_c$ – координатний вектор центра джерела; інтегральна яскравість джерела нормована, так що знаменник у формулах (13)–(14) дорівнює одиниці; величина L характеризує розмір джерела.

Скористаємося формулою (14) з розподілом яскравості (15):

$$K_G(\mathbf{Y}_c) = \frac{1}{\pi L^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dX_1 dX_2 \cdot \exp\left\{-\frac{(Y_1(\mathbf{X}) - Y_{c1})^2 + (Y_2(\mathbf{X}) - Y_{c2})^2}{L^2}\right\} \quad (16)$$

Нагадаємо, що лінійні виміри нормовані на радіус Ейнштейна. При розгляді протяжного джерела в околі каустики його розміри порівнюються з її геометричними параметрами. Припускаємо, що характерні розміри каустики, зокрема радіус кривини, близькі до одиниці і вважаємо, що $L \ll 1$.

Введемо малий параметр $t = \sqrt{L}$ і проведемо перемасштабування координат відповідно до формул (11):

$$Y_i = Ly_i, \quad X_1 = Lx_1, \quad X_2 = \sqrt{L}x_2. \quad (17)$$

Крім того введемо спеціальні позначення (s, h) для перемасштабованих координат центра джерела:

$$Y_{c1} = Ls, \quad Y_{c2} = Lh. \quad (18)$$

Підставимо розклади (12) та вирази (18) у показник експоненти з формули (16) та обмежимося доданками до другого степеня включно, що відповідає лінійному наближенню за розміром джерела. Отримуємо:

$$\frac{[Y(X) - Y_c]^2}{L^2} = A(x_1, x_2) + t \cdot B(x_1, x_2) + t^2 \cdot C(x_1, x_2), \quad (19)$$

де

$$\begin{aligned} A(x_1, x_2) &= (2x_1 - ax_2^2 - s)^2 + (bx_2^2 + h)^2, \\ B(x_1, x_2) &= 2(bx_2^2 + h)(2ax_1x_2 - cx_2^3) - 2(2x_1 - ax_2^2 - s)(dx_2^3 - 2bx_1x_2), \\ C(x_1, x_2) &= -2(bx_2^2 + h)(bx_1^2 - 3dx_1x_2^2 + fx_2^4) + (2ax_1x_2 - cx_2^3)^2 + \\ &\quad + 2(2x_1 - ax_2^2 - s)(ax_1^2 - 3cx_1x_2^2 + gx_2^4) + (dx_2^3 - 2bx_1x_2)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

З тією ж точністю підінтегральний вираз формули (16) можна замінити наступним чином:

$$\exp\left\{-\frac{[Y(X) - Y_c]^2}{L^2}\right\} \Rightarrow [1 - L \cdot Q(x_1, x_2^2)] \exp\{-A(x_1, x_2)\}, \quad (21)$$

де

$$Q(x_1, x_2^2) = C(x_1, x_2) - \frac{1}{2}B(x_1, x_2)^2. \quad (22)$$

Тут враховано, що $A(x_1, x_2)$ і $C(x_1, x_2)$ – парні функції змінної x_2 , а $B(x_1, x_2)$ – непарна, інтегрування за цією змінною здійснюється у симетричних границях. Отже, у виразі (21) залишено лише парну частину, це дозволяє перейти до інтегрування по додатній напівпрямій. Після цього зробимо заміну змінних інтегрування:

$$U = 2x_1 - ax_2^2 - s, \quad V = |b|x_2^2, \quad dx_1dx_2 = \frac{dUdV}{4\sqrt{|b|V}}. \quad (23)$$

Вираз (16) набирає виду:

$$K_G(s, h) = \frac{1}{2\pi\sqrt{L|b|}} \int_0^{+\infty} \frac{dV}{\sqrt{V}} \int_{-\infty}^{+\infty} dU [1 + L \cdot \tilde{Q}(U, V, s, h)] \exp\left\{-\left[U^2 + (V - h)^2\right]\right\}, \quad (24)$$

де $\tilde{Q}(U, V, s, h)$ – поліном четвертого порядку за U та п'ятого за V .

Залишаючи лише парні степені U , переходячи до інтегрування по додатній напівпрямій $U > 0$ та зробивши заміну змінної $u = U^2$, перетворимо (24) до виду:

$$K_G(s, h) = \frac{1}{2\pi\sqrt{L|b|}} \int_0^{+\infty} \frac{dV}{\sqrt{V}} \int_0^{+\infty} \frac{du}{\sqrt{u}} [1 + L \cdot \tilde{Q}(u, V, s, h)] \exp\left\{-\left[u + (V - h)^2\right]\right\}. \quad (25)$$

Інтегрування за змінною u дає гамма-функцію: $\int_0^{+\infty} \frac{u^m}{\sqrt{u}} \exp(-u) du = \Gamma\left(m + \frac{1}{2}\right)$. Розглянемо далі інтеграли по V :

$$\int_0^{+\infty} \frac{V^k}{\sqrt{V}} \exp\left[-(V - h)^2\right] dV = \left[\exp(-h^2)\right] \cdot \int_0^{+\infty} \frac{V^k}{\sqrt{V}} \exp\left[-V^2 + 2Vh\right] dV. \quad (26)$$

Позначимо останній інтеграл як $I_k(h)$. Його можна подати у формі нескінченного степеневого ряду:

$$I_k(h) = \int_0^{+\infty} V^{k-1/2} \exp(-V^2 + 2Vh) dV = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{4} + \frac{k+n}{2}\right)}{n!} [2h]^n, \quad k > -1/2, \quad (27)$$

або виразити через вироджену гіпергеометричну функцію, або функцію параболічного циліндру:

$$\begin{aligned} I_k(h) &= \frac{1}{2} \Gamma\left(\frac{1}{4} + \frac{k}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{1}{4} + \frac{k}{2}; \frac{1}{2}; h^2\right) + h \Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{k}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{3}{4} + \frac{k}{2}; \frac{3}{2}; h^2\right) = \\ &= 2^{-\left(\frac{k+1}{2}\right)} \Gamma\left(k + \frac{1}{2}\right) e^{\frac{h^2}{2}} D_{-\left(k+\frac{1}{2}\right)}(-\sqrt{2} \cdot h). \end{aligned} \quad (28)$$

Доцільно ввести позначення $i_n = 2^{n-1} \Gamma\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4}\right)$, так що

$$I_0(h) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{i_n}{n!} h^n, \quad I_k(h) = 2^{-k} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{i_{n+k}}{n!} h^n. \quad (29)$$

При розгляді всієї сукупності доданків у формулі (25) беремо до уваги співвідношення $i_{n+2} = (2n+1) i_n$ та $h^l \cdot l_k = 2^{-k} \sum_{n=l}^{\infty} \frac{i_{n+k-l}}{n!} n(n-1)\dots(n-l+1) h^n$. У кінцевому підсумку знаходимо шукану формулу:

$$K_G(s, h) = \frac{1}{2\sqrt{\pi|b|L}} e^{-h^2} \left\{ I_0(h) + L \left[\delta \cdot I_1(h) - \beta \cdot h \cdot I_0(h) + 3\gamma \cdot s \cdot I_0(h) - 2\beta \cdot s^2 \cdot (h \cdot I_0(h) - I_1(h)) \right] \right\} \quad (30)$$

Тут введені такі позначення:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{a^2 + b^2}{4|b|}; \quad \gamma = \frac{a^3 - ac + ab^2 - bd}{4b^2}; \\ \delta &= 5\beta + \frac{15}{8} \frac{a^2 b^2 + (a^2 - c)^2}{|b|^3} - \frac{3}{4} \frac{(2f - 5ad)}{b^2}. \end{aligned} \quad (31)$$

Перший доданок у виразі (30) відповідає нульовому наближенню, яке було отримане у роботі [6]. Інші доданки відповідають поправці першого порядку за розміром джерела. З формули (30) видно, що у нульовому наближенні коефіцієнт підсилення критичних зображень під час ПВП характеризується одним параметром ГЛС, а саме добутком $|b|L$; поправка першого порядку містить три додаткові параметри: βL , γL , δL . Як було показано в роботі [2], параметр 2β дорівнює кривині каустики в опорній точці.

Відношення поправки першого порядку до нульового наближення характеризує його відносну похибку. Слід сподіватися, що у типовому випадку відносна похибка формули (30) має порядок квадрата цього відношення.

Щоб проілюструвати хід окремих складових формули (30) введемо такі позначення:

$$\Phi_0(h) = I_0(h) \exp(-h^2), \quad \Phi_1(h) = I_1(h) \exp(-h^2), \quad \Phi_2(h) = [h I_0(h) - I_1(h)] \exp(-h^2). \quad (32)$$

Ці функції показано на рис. 1.

Добре видно, що всі складові формули (30) прямують до нуля, коли центр джерела знаходиться ззовні каустики на відстані від неї, більшій за $2L$. Максимуму нульового наближення відповідає значення $h \approx 0.54$.

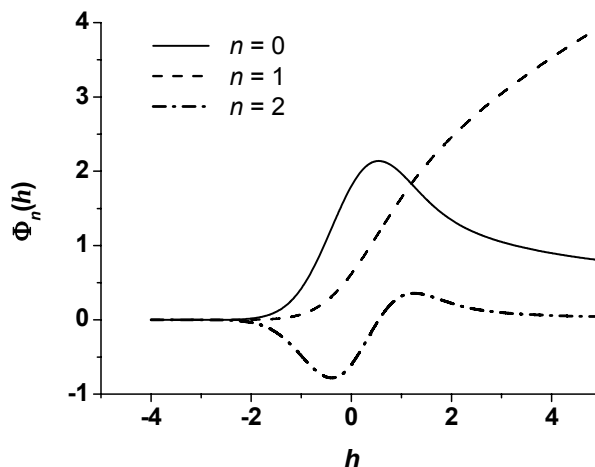


Рис. 1. Хід складових формули (30) для коефіцієнта підсилення протяжного гаусівського джерела поблизу каустики

4. Граничний перехід до точкового джерела. Розглянемо тепер граничне значення функції $K_G(s, h) \rightarrow K_\delta(Y_{C1}, Y_{C2})$ коли $L \rightarrow 0$, $sL = Y_{C1}$, $hL = Y_{C2}$, тобто коефіцієнт підсилення точкового δ -видного джерела. Асимптотики функцій $\Phi_i(h)$ при великих додатних h позначимо як $\tilde{\Phi}_i(h)$. Коли $Y_{C2} \neq 0$ скористаємося відомими формулами асимптотичної поведінки виродженої гіпергеометричної функції або функцій параболічного циліндра. Знаходимо, що при великих додатних h

$$\tilde{\Phi}_0(h) = \sqrt{\frac{\pi}{h}}, \quad \tilde{\Phi}_1(h) = \sqrt{\pi h}, \quad \tilde{\Phi}_2(h) = \frac{1}{4h} \sqrt{\frac{\pi}{h}}. \quad (32)$$

При від'ємних Y_{C2} і $L \rightarrow 0$, як ми бачили з рис. 1, усі $\Phi_i(h)$ прямують до нуля.

Отже, отримуємо:

$$K_\delta(Y_{C1}, Y_{C2}) = \frac{\Theta(Y_{C2})}{2\sqrt{|b|Y_{C2}}} \left\{ 1 + \left[(\delta - \beta) \cdot Y_{C2} + 3\gamma \cdot Y_{C1} - \frac{\beta}{2} \cdot \frac{Y_{C1}^2}{Y_{C2}} \right] \right\}. \quad (33)$$

Цей вираз з точністю до позначень співпадає з формулою для сумарного підсилення критичних зображень точкового джерела, яка іншим шляхом була отримана в роботі [1]. Вона дає ефективне наближення, коли обидві координати (Y_{C1}, Y_{C2}) є достатньо малими, а відношення $|Y_{C1}/Y_{C2}|$ – скінченне. На дотичній до каустики, при $Y_{C2} = 0$, формула

(33) втрачає сенс. Аналіз цього випадку потребує більш вишуканого математичного апарату, він буде проведений в іншій роботі.

1. Александров О. Аналітична теорія гравітаційного линзування: асимптотичні формули в околі каустики і квадратичне наближення // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2007. – Вип. 44. – С. 21–29.
2. Александров О.М., Жданов В.І., Федорова О.В. Аналітичні співвідношення для гравітаційно-лінзового відображення в околі критичної кривої // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2003. – Вип. 39–40. – С. 52–59.
3. Захаров А.Ф. Гравітаційні линзи і мікролинзи. – М., 1997.
4. Fedorova O.V., Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+030 // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія – 2005. – Вип. 41–42. – С. 49–54.
5. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses. – New York, 1992.
6. Schneider P., Weiss A. A gravitational lens origin of AGN-variability? Consequences of microlensing // Astron. Astrophys. – 1987. – Vol. 171. – P. 49–65.

Надійшла до редколегії 16.04.08

УДК 524.8

Т. Вовкогон, В. Жданов

КОГЕРЕНТНІ ВЛАСТИВОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРОТЯЖНОГО ДЖЕРЕЛА, ГРАВІТАЦІЙНО-МІКРОЛІНЗОВАНОГО ТОЧКОВОЮ МАСОЮ

Розглянуто внесок ефектів хвильової оптики в автокореляційну функцію (АФ) випромінювання гравітаційно-лінзової системи, утвореної протяжним джерелом та точковою мікролінзою. Отримано короткохвильову асимптоту степені взаємної когерентності двох зображень джерела для його довільного профілю. Розраховано хвильові внески в АФ для гаусівської моделі джерела з періодичними неоднорідностями.

We consider the contribution of wave optics effects into the autocorrelation function (AF) of radiation from a gravitational lens system formed by extended source and a point microlens. Small wavelength asymptotics of mutual coherence degree of two images in the gravitational lens is obtained for general source profile. Wave-dependent contributions into AF are obtained for Gaussian source model with periodic inhomogeneities.

1. Вступ. У дослідженнях невидимої (темної) матерії продовжують привертати увагу оцінки вмісту компактних об'єктів, зокрема, об'єктів планетарної маси. Ймовірно, що вони є представниками баріонної компоненти темної матерії, хоча можливість формування небаріонних компактних об'єктів ще остаточно не вирішена. В цьому зв'язку в нагоді можуть стати ефекти хвильової оптики в гравітаційно-лінзових системах (ГЛС). Для більшості астрофізичних об'єктів ці ефекти дуже малі. Тим не менш, в роботах [4–6] було зазначено, що за певних умов вони можуть мати астрофізичний інтерес. Зокрема, для маси мікролінзи $\sim 10^{-3} M_{\odot}$, характерна величина часу гравітаційної затримки має порядок періоду електромагнітної хвилі метрового діапазону; це робить доцільним вивчення ефектів мікролінзування в автокореляційній функції (АФ) мікролінзованого випромінювання [4].

В даній роботі, яка розвиває й деталізує деякі з результатів роботи [4], проведено розрахунок АФ сигналу віддаленого джерела, мікролінзованого однією ізольованою точковою масою на фоні плоского простору, нехтуючи ефектами поляризації та космологічною кривиною. Проведено чисельні та аналітичні розрахунки для простих моделей неоднорідного джерела.

2. Вихідні співвідношення. Нехтуючи ефектами поляризації, описуємо хвильове поле за допомогою однієї скалярної функції і подаємо його у просторі від джерела до лінзи за допомогою точного розв'язку рівняння Гельмгольца. Згідно метода фазового екрану [2] можна вважати, що промені заломлюються у площині лінзи, набуваючи додаткового фазового зсуву, що відповідає гравітаційній часовій затримці

$$\delta t_{\text{grav}} = 4MG \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p| / L, \quad (1)$$

де $\mathbf{r}_p$ – положення точкової маси M в площині лінзи, $\mathbf{r}$ – точка перетину площини лінзи променем, що відповідає положенню зображення; L – параметр розмірності довжини, який скорочується в подальших обчисленнях і є несуттєвим, далі ми покладемо $L = 1$. Тут і далі швидкість світла $c = 1$.

Результат розв'язку рівняння Гельмгольца з урахуванням часової затримки використовуємо, як граничні умови в методі Кірхгофа (див., напр., [3]) для визначення поля випромінювання біля спостерігача:

$$\varphi = \int A(\mathbf{y}) \psi(\mathbf{y}) d^2 \mathbf{y} \quad (2)$$

де $A(\mathbf{y})$ – амплітуда напруженості електромагнітного поля, створюваного джерелом в точці $\mathbf{y}$ (центр координат відраховується від точки перетину площини з лінсією спостерігач – лінза)

$$\psi(\mathbf{y}) = \frac{k}{\pi} \int \exp \left\{ ik \left[\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{y})^2}{2D_{ds}} + \frac{\mathbf{x}^2}{2D_d} - \delta t_{\text{grav}} \right] \right\} d^2 \mathbf{x}; \quad (3)$$

інтегрування йде по координатах $\mathbf{x}$ в площині лінзи; величина $\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{y})^2}{2D_{ds}} + \frac{\mathbf{x}^2}{2D_d}$ – це геометричний шлях розповсю-

дження сигналу без урахування гравітаційної поправки, D_d, D_{ds} – відстані від спостерігача до лінзи і від лінзи до джерела; множник k/π виникає при застосуванні методу Кірхгофа для монохроматичного поля; решта сталих коефіцієнтів, що скорочуються при обчисленні степені взаємної когерентності зображень (зокрема, ті, що описують залежність амплітуди сигналу від відстані), включено для зручності в $A(\xi)$.

Випромінювання від різних точок джерела є некогерентним:

$$\langle A(\mathbf{y})A^*(\mathbf{y}') \rangle = I(\mathbf{y})\delta^{(2)}(\mathbf{y} - \mathbf{y}') \quad (4)$$

причому величина $I(\xi)$ пропорційна до потоку випромінювання; знак $\langle \dots \rangle$ означає статистичне усереднення.

2. Мікролінзування однією точковою масою. Наша задача полягає в обчисленні величини: $F(k) = \langle \varphi \varphi^* \rangle$, що (з точністю до експоненційного множника) збігається з автокореляційною функцією стаціонарного сигналу, який приймається спостерігачем.

Згідно до (4):

$$B(k) = \int I(\mathbf{y})\psi(\mathbf{y})\psi^*(\mathbf{y})d^2\mathbf{y}.$$

У разі мікролінзування однією точковою масою, що знаходиться у початку координат, обчислимо інтеграл

$$\psi(\mathbf{y}) = \frac{k}{\pi} \int \exp \left\{ ik \left[\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{y})^2}{2D_{ds}} + \frac{\mathbf{x}^2}{2D_d} - 2r_g \ln|\mathbf{x}| \right] \right\} d^2\mathbf{x} \quad (5)$$

Інтеграл у формулі (5) можна обчислити точно [2,7] за допомогою виродженої гіпергеометричної функції [1]:

$$\psi(\mathbf{y}) = k^{ikr_g} e^{\frac{iky^2}{2D_{ds}}} \Gamma(1 - ikr_g) \left(\frac{2D_{ds}D_d i}{D_s} \right)^{1 - ikr_g} \Phi(ikr_g; 1; \frac{ikD_d \mathbf{y}^2}{2D_{ds}D_s}); \quad (6)$$

ця формула буде використана в наступному розділі для розрахунку АКФ в різних моделях джерела.

Розглянемо поведінку інтеграла в (5) за високих частот методом стаціонарної фази. Маємо дві точки стаціонарності в експоненті підінтегрального виразу $\mathbf{x}_r$, $r = 1, 2$, що відповідають двом зображенням, тобто двом розв'язкам рівняння лінзи

$$\frac{D_d}{D_s} \mathbf{y} = \mathbf{x} \left(1 - \frac{R_E^2}{|\mathbf{x}|^2} \right), \quad R_E = \sqrt{4GM \frac{D_d D_{ds}}{D_s}}.$$

R_E – лінійний радіус кільця Ейнштейна, D_s – відстань до джерела; нагадаємо, що у плоскому просторі $D_s = D_d + D_{ds}$.

Стандартні обчислення за умови $kr_g \gg 1$ (див., напр., [2]) дають:

$$\psi(\mathbf{y}) = \psi_1(\mathbf{y}) + \psi_2(\mathbf{y}),$$

де

$$\psi_r(\mathbf{y}) = \frac{(1+i)(1+s_r i)}{2\sqrt{|Q_r|}} \exp \left\{ ik \left[\frac{(\mathbf{x}_r - \mathbf{y})^2}{2D_{ds}} + \frac{\mathbf{x}_r^2}{2D_d} - 2r_g \ln|\mathbf{x}_r| \right] \right\}, \quad (7)$$

$$Q_r = \left(\frac{D_s}{D_d D_{ds}} \right)^2 \left(1 - \frac{R_E^4}{|\mathbf{x}_r|^4} \right), \quad s_r = \text{sign}(Q_r), \quad r = 1, 2;$$

корені рівняння лінзи є

$$\mathbf{x}_{1,2} = \frac{\mathbf{n}}{2} \left(\eta \pm \sqrt{\eta^2 + 4R_E^2} \right), \quad \eta = \frac{D_d}{D_s} |\mathbf{y}|, \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{y}}{|\mathbf{y}|}.$$

Умова $kr_g \gg 1$ у випадку мікролінзування масами $\sim 10^{-3} M_\odot$ означає обмеження згори на довжину хвилі (порядку $\lambda \ll 1\text{м}$).

Використавши формулу (7) можемо записати повну АКФ сигналу у вигляді:

$$B(k) = B_1 + B_2 + 2B_{12},$$

де $B_r = \int I(\mathbf{y}) |\psi_r(\mathbf{y})|^2 d^2\mathbf{y} = \int \frac{I(\mathbf{y})}{|Q_r(\mathbf{y})|} d^2\mathbf{y}$, $r = 1, 2$ – інтенсивності випромінювання від зображень,

$B_{12} = \text{Re} \int I(\mathbf{y}) \psi_1(\mathbf{y}) [\psi_2(\mathbf{y})]^* d^2\mathbf{y}$ – член відповідальний за інтерференцію зображень. Для інтенсивності зображень за $k \rightarrow \infty$ маємо

$$B_r = 4\pi r_g \frac{D_d D_{ds}^3}{D_s} f_r, \quad B_1 + B_2 = 4\pi r_g \frac{D_d D_{ds}^3}{D_s} f, \quad (8)$$

куди входить яскравість джерела, усереднена по колу радіуса $|\mathbf{y}|$ навколо початку координат:

$$\tilde{I}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \cdot I \left(\frac{D_s}{D_d} R_E t, \varphi \right), \quad I(\mathbf{y}) \equiv I(|\mathbf{y}|, \varphi),$$

$$f_{1,2} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \tilde{I}(t) \frac{t^2 + 2 \pm t\sqrt{t^2 + 4}}{\sqrt{t^2 + 4}} dt, \quad f = \int_0^\infty \tilde{I}(t) \frac{t^2 + 2}{\sqrt{t^2 + 4}} dt.$$

Розглянемо "інтерференційний" член B_{12} та його залежність від частоти сигналу k :

$$B_{12}(k) = 4\pi r_g \frac{D_d D_{ds}^3}{D_s} \int_0^\infty \frac{\tilde{I}(t)}{\sqrt{t^2 + 4}} \sin \left(kr_g \left[t\sqrt{t^2 + 4} + 4 \ln \frac{\sqrt{t^2 + 4} + t}{2} \right] \right) dt. \quad (9)$$

Величина B_{12} пов'язана зі степінню взаємної когерентності γ_{12} двох зображень, сформованих точковою гравітаційною лінзою: $B_{12} = \gamma_{12} \sqrt{B_1 B_2}$. Враховуючи (8),(9), маємо оцінку цієї величини (за великих)

$$\gamma_{12} \approx \frac{1}{\sqrt{f_1 f_2}} \int_0^\infty \frac{\tilde{I}(t)}{\sqrt{t^2 + 4}} \sin \left(kr_g \left[t \sqrt{t^2 + 4} + 4 \ln \frac{\sqrt{t^2 + 4} + t}{2} \right] \right) dt, \quad kr_g \gg 1. \quad (10)$$

Цей вираз за великих частот можна спростити шляхом інтегрування частинами; він має вигляд $\gamma_{12}(k) \approx \frac{I(0)}{4kr_g \sqrt{f_1 f_2}}$.

Якщо мікролінза знаходиться в точці $\mathbf{r}_M$, для довільного, але достатньо гладкого, джерела з характерним розміром не менше за $\frac{D_s}{D_d} R_E$, маємо

$$\gamma_{12}(k) \approx \frac{I(\mathbf{r}_M)}{4kr_g \sqrt{f_1 f_2}}, \quad kr_g \gg 1. \quad (10)$$

Відзначимо, що поправки більш високого порядку, які тут не наводимо, можуть відігравати відчутну роль за великих значень кривини функції розподілу поверхневої яскравості джерела; тобто тут можуть суттєво вплинути малі масштаби неоднорідностей, якщо вони є.

3. Автокореляційна функція для різних моделей джерела. Розглянемо АКФ для декількох моделей протяжного джерела, використовуючи формулу (6). Для чисельних розрахунків було використано представлення виродженої гіпергеометричної функції $\Phi(a, c; x)$ у вигляді розкладу по степенях x , а також її асимптотичне представлення за великих x [1].

Зауважимо, що у випадку центрального гаусівського джерела

$$I(r) = \frac{I_0}{\pi R^2} \exp \left(-\frac{r^2}{R^2} \right) \quad (11)$$

має місце точна формула:

$$B(k) = I_0 \exp[-2\sigma \arctg(s)] |\Gamma(1-i\sigma)|^2 F \left(i\sigma, -i\sigma; 1; \frac{s^2}{1+s^2} \right), \quad s = \frac{kR^2 D_d}{2D_s D_{ds}}, \quad \sigma = kr_g,$$

яку можна отримати з формули (22) п.6.15.3 книги [1] за допомогою перетворень в комплексній площині; $F(a, b; c; x)$ – гіпергеометрична функція. Цю формулу також було використано для контролю обчислень.

Внесок ефектів хвильової оптики можна охарактеризувати величиною $\mu(k) = B(k)/B(\infty) - 1$. На рисунках нижче показано хід коефіцієнту μ для різних джерел в залежності від безрозмірної величини $x = kr_g$.

У випадку гаусівського джерела (11) залежності $\mu(x)$ показано на рис. 1.

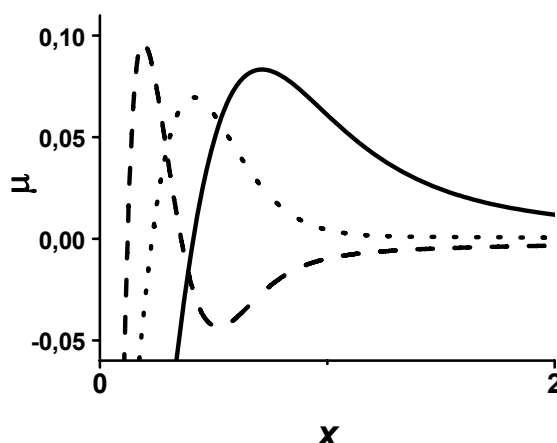


Рис. 1. Залежності $\mu(x)$ для гаусівського джерела з розподілом яскравості (11) та розміром $R = 1$ для різних положень мікролінзи. Суцільна лінія – мікролінза знаходиться в центрі джерела; точкова лінія – центр мікролінзи зсунуто на $r_0 = 1$ відносно центру джерела, пунктир – на $r_0 = 2$; точки перетину осі абсцис, що тут не показані, є, відповідно, $-0.52, -0.35, -0.10$

Якщо мікролінза зміщена відносно центру симетричного джерела на відстань порівняну з його розміром, на графіках виникає западина, коли $\mu(x)$ після проходження максимуму спадає до від'ємних значень. Як видно з рис. 1, зміни графіків зі змінами r_0 мають немонотонний характер, що, очевидно, обумовлено специфічною поведінкою функції $|\Psi(\mathbf{y})|$. В результаті обчислень було також з'ясовано, якщо джерело має різкий край, коли яскравість змінюється стрибком до нуля, виникають коливання АФ; ці коливання тим менші, чим більш гладким є розподіл яскравості, зокрема, чим менше стрибок на краю.

У разі неоднорідного джерела на графіках виникають особливості, пов'язані з додатковим характерним масштабом. На рис. 2 подано, як приклад, графік функції $\mu(x)$ для розподілу яскравості

$$I = \frac{I_0}{\pi R^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right) [1 + a \cos(2\pi k_0 r \cos \varphi)], \quad (12)$$

φ – полярний кут в площині джерела. Максимуми на графіках (приблизно при $x \sim 5$, $x \sim 8$) та западини перед ними обумовлені періодичною неоднорідністю в (12).

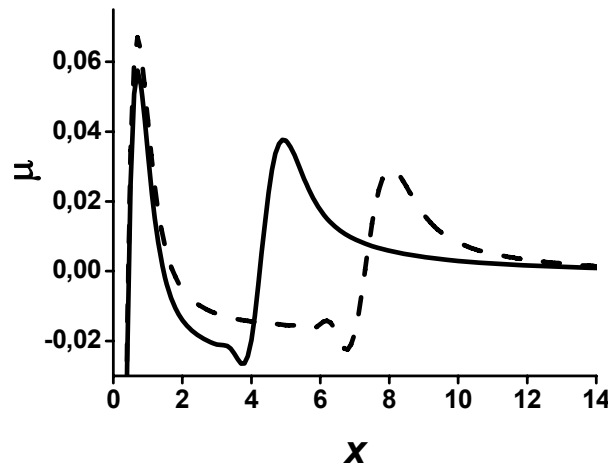


Рис. 2. Залежності $\mu(x)$ для моделі неоднорідного джерела (12), $a = 0.5$.
Вибір інших параметрів: суцільна лінія – $R = 1$, $k_0 = 3$, пунктир – $R = 1$, $k_0 = 5$

4. Обговорення. У даній роботі проаналізовано автокореляційну функцію випромінювання протяжного джерела, мікролінзованого однією ізольованою точковою масою. Отримано короткохвильову асимптотику степені взаємної когерентності двох зображень джерела в цій системі, яка спадає зі зменшенням довжини хвилі як λ^{-1} . У рамках простої моделі джерела з періодичними неоднорідностями показано, що в поведінці АКФ виникають максимуми для значень аргументу, тим більших, чим менші характерні масштаби цих неоднорідностей. Відзначимо, що у більш загальному випадку, за наявності зовнішнього зсуву (або інших мас) в околі мікролінзи, у площині джерела з'являються каустики. У цьому випадку міркування, проведені в даній роботі, можуть бути застосовані для ізольованої мікролінзи, якщо λ значно більше розмірів каустики.

В отриманих результатах визначальними є два параметри. По перше, величина r_g визначає область довжин хвиль, де ефекти когерентності є суттєвими. Масам мікролінз $\sim (10^{-5} \div 10^{-3}) M_\odot$ відповідають ефективні λ з діапазону 3 см $\div$ 3 м. Інший характерний параметр довжини визначається умовою $\frac{k D_d y^2}{D_{ds} D_s} \sim 1$, тобто $y \sim (\lambda D_{ds} D_s / D_d)^{1/2}$ – величи-

на, що є аналогічною розміру першої зони Френеля. Звідси, якщо $k r_g \sim 1$, для того, щоб μ було порівняним з одиницею, розмір джерела має бути порядку радіуса кільця Ейнштейна (у перерахунку на площину джерела). При більших розмірах джерела, наприклад, в радіодіапазоні, відносний внесок ефектів хвильової оптики в АФ буде малим. З іншого боку, за наявності багатьох мікролінз можна очікувати, що внесок цих ефектів може бути помітним і у цьому випадку за значних оптичних густин мікролінзування [4]. Але аналіз цієї можливості вимагає окремого розгляду. Крім того, в багаточастинковій задачі слід очікувати появу сітки каустик; в цьому разі, з огляду на результати [5,6], можна очікувати, що спадання ефектів когерентності із зменшенням довжини хвилі буде більш повільним, ніж за формулою (10).

Автори вдячні проф. А.О. Мінакову за корисні зауваження. Робота частково підтримана програмою НАН України "Дослідження структури та складу Всесвіту, прихованої маси і темної енергії" (Космомікрофізика).

1. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. – М.: Наука, 1965.
2. Блиох П.В., Минаков А.А. Гравитационные линзы. – К.: Наукова думка, 1989.
3. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука, 1990.
4. Жданов В.И. Автокорреляционная функция микролинзированного радиоизлучения // Письма в Астрон. журн. – 1999. – Т. 25. – С. 906–912.
5. Манджос А.В. Взаимокогерентные свойства изображений квазара, наблюдаемого через гравитационную линзу. Микролинзирование двойной звездой // Астрон. журн. – 1991. – Т. 68. – С. 236–243.
6. Манджос А.В. Взаимоинтерференционные и структурные свойства изображений объекта в окрестности касповой точки гравитационной линзы. Степень взаимной когерентности изображений // Астрон. журн. – 1995. – Т. 72. – С. 153–160.
7. Deguchi S., Watson W.D. Diffraction in gravitational lensing for compact objects of low mass // Astron. J. – 1986. – Vol. 307. – P. 30–37.

ВІК ОБЛАСТЕЙ ЗОРЕУТВОРЕННЯ В СПІРАЛЬНІЙ ГАЛАКТИЦІ M101

Ототожнено області іонізованого водню (HII) в спіральній галактиці M101 = NGC 5457. Відібрано 24 області з відомим вмістом кисню, для яких на основі даних про еквівалентну ширину $EW(H\beta)$ в лінії $H\beta$ визначено верхню межу віку областей зореутворення. Результати нанесені на зображення галактики M101. Визначено швидкість поточного зореутворення областей HII зі світності в лінії $H\alpha$ з урахуванням корекції за апертуру спостережень та міжзоряну екстинкцію.

The regions of the ionised hydrogen in galaxy M101 = NGC 5457 are identified. Twenty-four HII regions with known heavy elements abundance are selected. The equivalent widths $EW(H\beta)$ of the $H\beta$ line are used as a starburst age indicator. For these regions the upper limits of the starburst age are determined and mapped. The current star formation rates (SFR) are derived from the luminosity of the $H\alpha$ line corrected for interstellar extinctions and aperture.

1. Вступ. Зореутворення – один з найважливіших процесів у галактиці, що впливає на її еволюцію та визначає хімічний склад. Детальний огляд проблем зореутворення наведено в [1, 2]. У галактиках різних морфологічних типів відбуваються процеси зореутворення різної інтенсивності. Особливості процесів зореутворення у галактик різних морфологічних типів "вдовж послідовності Хаббла"; властивості випромінювання галактик з активним зореутворенням у різних діапазонах; швидкість і ефективність зореутворення, визначені за різними індикаторами (світністю областей іонізованого водню у лініях $H\alpha$ і $[OII] \lambda 3727 \text{ \AA}$, далекому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні, радіоконтинуумі на частотах 1.4 і 8.46 ГГц, у близькій ультрафіолетовій області на довжині хвилі $\lambda = 2315 \text{ \AA}$ та ін.) досліджуються й аналізуються в роботах [3–5, 8–10, 20–25, 27, 29–30, 36, 38]. Випромінювання галактик у далекому ІЧ діапазоні і радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц, а також світність областей іонізованого водню (HII) в лінії $H\alpha$ найбільш часто вибираються як індикатори процесів зореутворення і використовуються для визначення швидкості поточного зореутворення впродовж останніх 10^7 – 10^8 років.

При моделюванні випромінювання областей HII часто приймається припущення, що та область зореутворення, яку ми спостерігаємо, має скінченні розміри, які визначаються кількістю квантів іонізуючого випромінювання (L_C -квантів). За цього припущення світність області HII в лінії $H\beta$ дає можливість оцінити величину потоку, що іонізує газ, а еквівалентна ширина $EW(H\beta)$ може бути індикатором віку області HII (в англійській літературі при цьому зазвичай вживають термін starburst age – вік спалаху зореутворення). Детальний аналіз цього та інших індикаторів віку спалаху зореутворення приведено в [31, 39].

Ідея використання еквівалентної ширини $EW(H\beta)$ як індикатора віку спалаху зореутворення була сформульована в [14], а потім знайшла підтвердження та розвиток у роботах [12–13, 17–18, 32–34, 40].

У роботі [14] для вивчення еволюції властивостей областей HII (таких як відносний об'єм R зон He^+ і H^+ , еквівалентна ширина $EW(H\beta)$, випромінювання в лініях і відношення $[OIII]/H\beta$, а також відношення ліній $[OII]\lambda\lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$ до $H\beta$) запропоновано моделі, в якій приймається: а) спалахоподібний сценарій зореутворення, в якому кількість квантів іонізуючого випромінювання залежить від початкової функції мас IMF і різних значень верхніх мас M_{up} ($30 \leq M_{up}/M_{\odot} \leq 120$) зір, що формуються у спалаху; б) різний хімічний склад (вміст важких елементів) у моделях зоряної еволюції з втратами маси та без неї. Було встановлено, що R, $EW(H\beta)$ і відношення $[OIII]/H\beta$ монотонно зменшуються з часом, і, таким чином, є хорошим індикатором віку областей іонізованого водню.

У роботах [12–13] з використанням моделей з роботи [14] було показано, що початкова функція мас IMF зір, з показниками ступеню, рівними 2.5 і 3, погано узгоджується зі спостереженнями областей іонізованого водню в Магелланових Хмарах. Тоді як IMF з показником ступеню, рівним 2, дає більш однорідний розподіл віку областей HII. Отримано, що вік спалахів зореутворення у Великій Магеллановій Хмарі складає $(5.5 \pm 1.0) \cdot 10^6$ років, а Малій Магеллановій Хмарі $-(2.3 \pm 0.9) \cdot 10^6$ років.

Детальне дослідження історії зореутворення у карликовій галактиці з низьким вмістом важких елементів NGC 5253 проведено у [11].

Дослідження карликових галактик пізнього типу зі згуртування в Діві показало, що характеристики кольору галактик в основному можуть бути пояснені комбінацією двох різних зоряних населень: молодого (вік $3 \div 20$ млн. років) з низьким вмістом важких елементів, що представляє зорі, які формуються в процесі спалахів зореутворення, і більш старого (вік 0.1–1 млрд. років), що представляє попередні зоряні населення [8]. У цій роботі відзначені свідчення, що більш старе зоряне населення також формувалося в процесі саме спалахів зореутворення.

У роботі [40] використано дані про розподіл енергії (від ультрафіолетового до близького інфрачервоного діапазону) вибірки 44 галактик з активним зореутворенням для обчислення вмісту важких елементів (O/H), швидкості зореутворення (SFR) та віку спалаху. Для досліджуваних галактик отримано $SFR = 0.01 \div 100 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$. Показано, що у галактиках з найвищим вмістом важких елементів, зореутворення, очевидно, відбувається за неперервним сценарієм. Тоді як у галактиках з низьким вмістом важких елементів зореутворення відбувається у спалахах. При цьому вік спалахів зореутворення сягає $5 \div 10$ млн. років.

У роботах [33–34] проведено моделювання зоряного населення для трьох сценаріїв зореутворення: а) спалах зореутворення (IB); неперервне зореутворення (CSF); два спалахи зореутворення, рознесені у часі на 10 млн. років (при цьому більш старий спалах зореутворення збагатив зоряне населення червоними надгігантами). Аналіз отриманих результатів та порівняння з кольором 35 гігантських позагалактичних областей HII у семи галактиках показав, зокрема, що для випадку неперервного зореутворення частка іонізуючого випромінювання залишається майже постійною впродовж часу, в той час як для спалаху зореутворення вона падає на порядок величини за час ~ 6 млн. років. Модель двох спалахів зореутворення, рознесених у часі, має властивості як IB так і CSF, що робить цей сценарій легким для розпізнавання у випадку порівняння результатів з даними оптичних спостережень. У роботі також проаналізовано вплив варіації обраних початкових функцій мас на отримані результати.

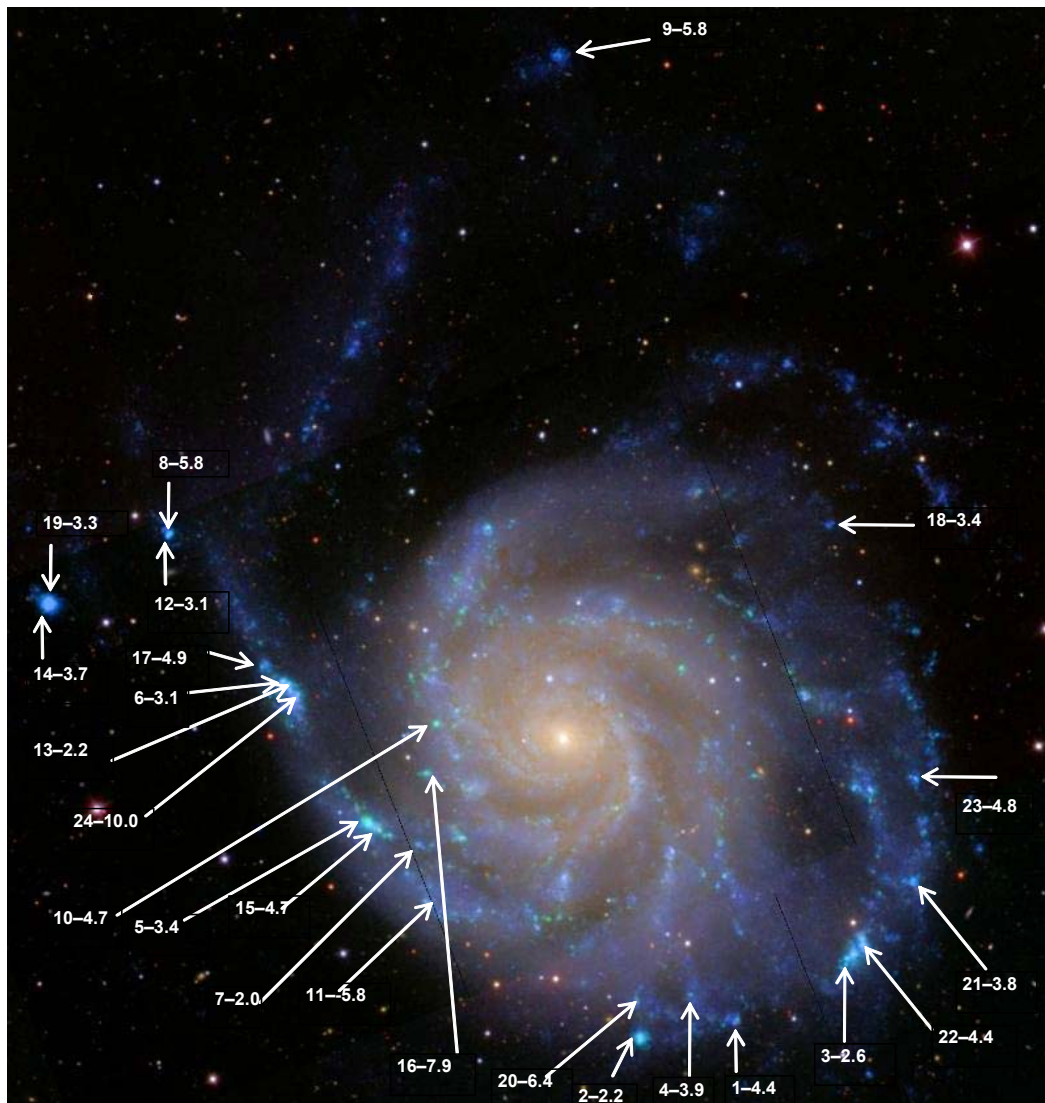


Рис. 1. Верхня межа віку T_{age} областей зореутворення у галактиці M101 (NGC 5457). На зображенні: північ – вгорі, захід – праворуч. Стрілками вказано положення окремих областей HII, під ними приведено порядкові номери (за табл. 1) областей HII, а через риску – верхня межа віку областей зореутворення у млн. років

Аналіз даних спостережень у далекому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні для статистично повної вибірки найближчих галактик, проведений на основі Паломарського огляду, виявив, що галактики зі старими спалахами зореутворення складають близько 30–40 % місцевої групи [35]. Показано, що при порівняннях значення світності в далекому ІЧ діапазоні, галактики Маркаряна і галактики зі спалахами зореутворення з досліджуваної вибірки мають статистично значимі відмінності кольору в ІЧ діапазоні, що пояснюється, на думку авторів [35], різним віком спалахів зореутворення порівнюваних об'єктів.

У роботах [15–16, 19] проведено моделювання розподілу енергії у галактиках з активним зореутворенням та всебічний аналіз впливу різних вхідних параметрів на отримані результати. Побудовані моделі можна використовувати, зокрема, для оцінки середнього віку скупчення зір, які іонізують окремі області HII.

Дослідження 17 областей іонізованого водню в галактиці M101 проведено в [6] на основі даних цифрового огляду неба SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Для цих областей виміряні інтенсивності спектральних ліній, за їх значеннями визначено вміст кисню та величину його радіального розподілу.

Метою нашої роботи було визначення верхньої межі віку областей іонізованого водню спіральної галактики M101 (NGC 5457).

2. Дані спостережень та обчислення. В базі даних SDSS [7] знаходиться інформація про близько 40 областей іонізованого водню у галактиці M101 (NGC 5457). Було проведено їх ототожнення і відібрано 24 області HII, у яких спостерігається лінія [OIII] $\lambda 4363$, що дозволило в роботі [26] одержати модельно-незалежний вміст кисню. Положення відібраних HII областей стрілками вказано на зображенні галактики M101 (рис. 1), їх координати (J2000.0) та червоне зміщення z (за SDSS) наведені у табл. 1.

Для дослідження швидкості поточного зореутворення ми використали дані випромінювання в лінії H_{α} [26] відібраних 24 областей іонізованого водню, для яких у SDSS огляді отримані спектри високої якості. Потоки в лінії H_{α} з

використанням даних спостережень потоків в емісійних лініях серії Бальмера були виправлені за міжзоряну екстинкцію [26] та за апертуру спостережень. Корекція за апертуру спостережень нами була проведена шляхом порівняння потоків, що відповідають повній m зоряній величині HII області і її зоряній величині $m(3'')$ в апертурі спостережень у фільтрі r ($\lambda = 6166 \text{ \AA}$). У базі даних [7] приведено зоряні величини m та $m(3'')$ областей HII галактики M101. Отримано коефіцієнт корекції $A = 10^{-0.4(m - m(3''))}$. Корекцію за апертуру спостережень було проведено для 22 (з 24) областей іонізованого водню галактики M101, що мають дані фотометрії в SDSS огляді.

Детальне порівняння різних методів визначення швидкості поточного зореутворення у галактиках з використанням різних індикаторів проведено у роботах [4–5]. Швидкість поточного зореутворення в окремих областях HII галактики M101 нами визначалась у той же спосіб, як описано у роботах [4–5], зокрема, за світністю області $L(H_{\alpha})$ у лінії H_{α} :

$$SFR(H_{\alpha}) = 7.07 \times 10^{-49} L(H_{\alpha}),$$

де $L(H_{\alpha})$ виражена у ватах; $SFR(H_{\alpha})$ – у $M_{\odot} \cdot \text{рік}^{-1}$, $M_{\odot}$ – маса Сонця.

Результати проведених обчислень швидкості поточного зореутворення для HII областей галактики M101 наведені у табл. 1 (заокруглено до двох значущих цифр). При обчисленнях до M101 була прийнята відстань $D = 7.4 \text{ Мпк}$, отримана зі спостережень 29 змінних зір цефеїд на *Hubble Space Telescope* [28].

У роботі [37] були побудовані еволюційні моделі для молодих спалахів зореутворення. Для випадків, коли зореутворення не є неперервним, а відбувається в окремих спалахах на тлі існування старого зоряного населення галактики, яке робить свій внесок у випромінювання галактики у континуумі, була досліджена еволюція еквівалентної ширини $EW(H\beta)$ в лінії $H\beta$ для випадків різного вмісту важких елементів. Було показано різке падіння еквівалентної ширини $EW(H\beta)$ на 2–3 порядки величини за ~ 10 млн. років від початку спалаху зореутворення. Внесок старого зоряного населення у випромінювання галактики у континуумі "зменшує" значення еквівалентної ширини $EW(H\beta)$ і тим самим "робить" вік спалаху старшим.

Для оцінки верхньої межі віку T_{age} спалаху зореутворення окремих областей іонізованого водню галактики M101 ми використали дані про еквівалентну ширину $EW(H\beta)$, а також вміст кисню з [26] і залежність $EW(H\beta)$ від T_{age} з [37]. Отримано, що верхня межа віку спалахів зореутворення у галактиці M101 складає від 2 до 10 млн. років (табл. 1), з медіаною $T_{\text{age}} = 4.2 \cdot 10^6$ років та середнім значенням $\langle T_{\text{age}} \rangle = (4.4 \pm 1.8) \cdot 10^6$ років. Отримані значення T_{age} приведені у табл. 1 та нанесені на зображення галактики M101, отримане в SDSS огляді.

Порівняння показують, що області зореутворення у галактиці M101 мають вік, проміжний між віком областей зореутворення у Малій Магелановій Хмарі з одного боку та віком областей зореутворення Великої Магелланової Хмари [13] і вибірки галактик з активним зореутворенням з SDSS DR4 [4] з другого. У випадках, коли HII області віднесені до одного рукава галактики, не виявлено монотонного ходу верхньої межі віку спалаху зореутворення.

Таблиця 1. Верхня межа віку T_{age} областей зореутворення у галактиці M101

№№	Координати областей HII (J2000.0)		Червоне зміщення z (за SDSS)	T_{age} , млн. років	$SFR(H_{\alpha})$, $M_{\odot} \cdot \text{рік}^{-1}$
	α hh: mm: ss.ss	δ °: ': ''			
1	14:02:46.90	54:14:50.00	0.0005809	4.4	.0039
2	14:03:01.15	54:14:29.40	0.0008340	2.2	.083
3	14:02:30.59	54:16:09.67	0.0007597	2.6	.011
4	14:02:53.70	54:15:22.70	0.0008054	3.9	.035
5	14:03:41.51	54:19:09.51	0.0010629	3.4	.032
6	14:03:54.14	54:22:09.81	0.0011147	3.1	.13
7	14:03:34.06	54:18:36.91	0.0008241	2.0	.014
8	14:04:10.99	54:25:21.65	0.0009396	5.8	.0066
9	14:03:13.72	54:35:43.28	0.0010602	5.8	.012
10	14:03:31.32	54:21:14.52	0.0010113	4.7	.053
11	14:03:32.36	54:17:19.72	0.0008033	5.8	.0032
12	14:04:11.24	54:25:18.67	0.0009240	3.1	.019
13	14:03:53.10	54:22:06.52	0.0009503	2.2	.0046
14	14:04:29.50	54:23:47.26	0.0009422	3.7	.12
15	14:03:39.85	54:18:56.87	0.0008257	4.7	.014
16	14:03:32.83	54:20:10.17	0.0009255	7.9	-
17	14:03:57.28	54:22:28.64	0.0011570	4.9	.0029
18	14:02:33.07	54:25:30.46	0.0007801	3.4	.0057
19	14:04:28.63	54:23:52.80	0.0011707	3.3	.015
20	14:03:01.80	54:15:14.98	0.0007383	6.4	.0023
21	14:02:20.62	54:17:46.40	0.0005826	3.8	.0023
22	14:02:28.21	54:16:33.08	0.0007381	4.4	.0029
23	14:02:20.22	54:20:02.58	0.0006302	4.8	.020
24	14:03:52.52	54:21:49.49	0.0009011	10.0	-

1. Вибє Д.З., Тутуков А.В., Шустов Б.М. Об эволюции темпа звездообразования в дисковых галактиках // Астрон.ж. – 1998. – Т.42, № 1. – С. 1–10.
2. Ефремов Ю.Н., Чернин А.Д. Крупномасштабное звездообразование в галактиках // Успехи физических наук. – 2003. – Т. 173, № 1, – С. 3–25.
3. Засов А.В. Эффективность звездообразования в спиральных галактиках // Письма в Астрон. ж. – 1995. – Т. 21, № 10. – С. 730–742.
4. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Эмиссионные галактики из SDSS DR4 обзор: статистические исследования текущего звездообразования // Кинематика и физика небесных тел. – 2008. – Т. 24, № 4. – С. 249–262.
5. Изотова И.Ю., Парновский С.Л., Тютюнник А.А. Изолированные галактики: излучение в дальнем инфракрасном диапазоне, скорость и эффективность текущего звездообразования // Кинематика и физика небесных тел. – 2006. – Т. 22, № 3. – С. 187–203.

6. Шолудченко Ю.С., Изотова И.Ю., Пилиugin Л.С. Содержание кислорода в областях HII спиральной галактики M101 на основе спектров из цифрового обзора неба HII // Кинематика и физика небесных тел. – 2007. – Т. 23, № 4. – С. 230–240.
7. Adelmann-McCarthy J.K., Jennifer K., Agueros M.A. et al. The fourth Data Release of the Sloan digital sky survey // *Astrophys. J. Suppl.* – 2006. – Vol. 162, N 1. – P. 38–48.
8. Almozino E., Brosch N. Late-type dwarf galaxies in the Virgo cluster: II. Star formation properties // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1998. – Vol. 298, N 3. – P. 931–944.
9. Bell E.F. Estimating star formation rates from infrared and radio luminosities: the origin of the radio-infrared correlation // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 586, N 2. – P. 794–813.
10. Calzetti D. Star Formation Rate Determinations // *astro-ph:ArXiv:0707.0467 v1*, 3 Jul 2007.
11. Calzetti D., Meurer G.R., Bohlin R.C. et al. Dust and Recent star formation in the Core of NGC 5253 // *Astron.J.* – 1997. – Vol. 114. – P. 1834–1849.
12. Copetti M.V.F. Physical properties of HII regions in the Small Magellanic Cloud // *Astron. Astrophys.* – 1990. – Vol. 229, No 2. – P. 533–539.
13. Copetti M.V.F., Dottori H., Pastoriza M. Age determination of Magellanic Clouds and isolated extragalactic HII regions // *Star-forming galaxies and related objects.* – 1986. – P. 243–249.
14. Copetti M.V.F., Pastoriza M., Dottori H. HII region age indicator // *Astron. Astrophys.* – 1986. – Vol. 156, No 1-2. – P. 111–120.
15. Dopita M.A., Fischera J., Sutherland R.S. et al. Modeling the Pan-Spectral Energy Distribution of Starburst Galaxies. II. Control of the HII Region Parameters // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 647, No 1. – P. 244–255.
16. Dopita M.A., Fischera J., Sutherland R.S. et al. Modeling the Pan-Spectral Energy Distribution of Starburst Galaxies. III. Emission Line Diagnostics of Ensembles of Evolving HII Regions // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2006. – Vol. 167, No 2. – P. 177–200.
17. Garcia-Vargas M.L., Bressan A., Diaz A.I. Evolutionary models for giant HII regions at different metallicities // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1995. – Vol. 112. – P. 13–34.
18. Garcia-Vargas M.L., Bressan A., Diaz A.I. Predicted emission lines from giant HII regions ionized by aging star cluster // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1995. – Vol. 112. – P. 35–70.
19. Groves B., Dopita M.A., Sutherland R.S. et al. Modeling the Pan-Spectral Energy Distribution of Starburst Galaxies. IV. The Controlling Parameters of the Starburst SED // e-print arXiv:0712.1824.
20. Hirashita H., Tajiri Y.Y., Kamaya H. Dust-to-gas ratio and star formation history of blue compact dwarf galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 2002. – Vol. 388. – P. 439–445.
21. Hopkins A.M. On the evolution of star forming galaxies // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 615, N 1. – P. 209–221.
22. Hopkins A.M., Miller C.J., Nichol R.C. et al. Star formation rate indicators in the Sloan Digital Sky Survey // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 599, N 2. – P. 971–991.
23. Hopkins A.M., Schulte-Labreck R.E., Drozdovsky I.O. Star formation rates of local blue compact dwarf galaxies. I. 1.4 GHz and 60 micron luminosities // *Astron. J.* – 2002. – Vol. 124, N 2. – P. 862–876.
24. Hunter D.A., Elmegreen B.G. Star formation properties of a large sample of irregular galaxies // *Astron. J.* – 2004. – Vol. 128, N 5. – P. 2170–2205.
25. Iglesias-Paramo J., Buat V., Takeuchi T.T. et al. Star formation in the nearby universe: the ultraviolet and infrared points of view // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2006. – Vol. 164, N 1. – P. 38–51.
26. Izotov Y.I., Stasinska G., Meynet G. et al. The chemical composition of metal-poor emission-line galaxies in the Data Release 3 of the C Digital Sky Survey // *Astron. and Astrophys.* – 2006. – Vol. 448, N 3. – P. 955–970.
27. Izotova I., Parnovsky S., Izotov Yu. Star formation rate in starburst galaxies // *New Astronomy Reviews.* – 2000. – Vol. 44. – P. 283–285.
28. Kelson D.D., Illingworth G.D., Freedman W.F. et al. The extragalactic distance scale key project. III. The discovery of Cepheids and a new distance to M101 using the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 463. – P. 26–59.
29. Kennicutt R.C.Jr. Star formation in galaxies along the Hubble sequence // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1998. – Vol. 36. – P. 189–231.
30. Kong X. Spectroscopic study of blue compact galaxies. IV. Star formation rates and gas depletion timescales // *Astron. and Astrophys.* – 2004. – Vol. 425, N 2. – P. 417–427.
31. Leitherer C. Age-Dating of Starburst Galaxies // *The evolution of starburst: AIP Conference Proceedings.* – 2005. – Vol. 783. – P. 280–295.
32. Leitherer C., Heckman T.M. Synthetic properties of starburst galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1995. – Vol. 96, No 1. – P. 9–38.
33. Mayya Y.D. Embedded Clusters in Giant Extragalactic HII Regions. II. Evolutionary Population Synthesis Model // *Astron.J.* – 1995. – Vol. 109. – P. 2503–2521.
34. Mayya Y.D., Prabhu T.P. Embedded Clusters in Giant Extragalactic HII Regions. III. Extinction and Star Formation // *Astron.J.* – 1996. – Vol. 111. – P. 1252–1266.
35. Mouri H., Taniguchi Y. Numerous old starburst galaxies in the local Universe // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 545, N 2. – P. L101–L106.
36. Moustakas J., Kennicutt R.C.Jr., Tremonti C.A. Optical star formation rate indicator // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 642, N 2. – P. 775–796.
37. Schaerer D., Vacca W.D. New models for Wolf-Rayet and O star population in young starburst // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 497, N 2. – P. 618–644.
38. Schmitt H.R., Calzetti D., Armus L. et al. Multiwavelength star formations indicators: observations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2006. – Vol. 164, N 1. – P. 52–80.
39. Stasinska G., Leitherer C. HII galaxies versus photoionisation models for evolving starbursts // *Astrophys. J. Suppl.* – 1996. – Vol. 107, N 2. – P. 661–692.
40. Storchi-Bergmann T., Calzetti D., Kinney A. Ultraviolet to near-infrared distribution of star-forming galaxies: Metallicity and age effects // *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 429, No 2. – P. 572–581.

Надійшла до редколегії 12.05.08

УДК 524.7

Ю. Кудря

КОЛЕКТИВНИЙ РУХ СПІРАЛЬНИХ ГАЛАКТИК ОБ'ЄДНОЇ ВИБІРКИ КАТАЛОГІВ SFI++ ТА 2MFGC

Запропоновано спосіб об'єднання даних для залежності Таллі-Фішера двох вибірок спіральних галактик з різними системами зоряних величин у єдину систему. Цей спосіб, що не передбачає наявності спільних об'єктів, застосовано для об'єднання даних каталогів SFI++ та 2MFGC. Обчислено параметри дипольної складової колективної швидкості на основі об'єднаної таким чином вибірки та проведено порівняння з відповідними параметрами при традиційному об'єднанні на основі спільних галактик.

The method is proposed for unification of the Tully-Fisher data from two samples of spiral galaxies with different magnitudes into united data set. The method that does not require common objects in samples is used for unification of the data from catalogs SFI++ and 2MFGC. The parameters of the Tully-Fisher relation and dipole bulk motion for united sample are calculated. The comparison with analogous parameters for the cases when the usual unification method with common galaxies used is carried out.

1. Вступ. Для дослідження неоднорідностей розподілу мас у місцевому Всесвіті на базі пекулярних швидкостей спіральних галактик необхідні великі однорідні їх вибірки, що достатньо щільно заповнюють небо. Для галактик цих вибірок повинні бути виміряні характеристики, що використовуються для побудови залежності Таллі-Фішера (ТФ) як індикатора відстані, а саме: червоні зміщення, видимі зоряні величини або видимі діаметри та швидкості обертання.

Відомі вибірки галактик з ТФ-даними склалися на основі різного спостережного матеріалу. Використовувалися дані про зоряні величини у різних фільтрах; інформація про швидкості обертання галактик отримувалася у вигляді або ширин водневої радіолінії 21 см, причому на різних відсоткових рівнях від пікового значення, або максимальних швидкостей на оптичній кривій обертання. Об'єднання таких даних у єдині однорідні масиви ТФ-характеристик разом з необхідністю врахування численних редукцій спостережних даних є задачею нетривіальною. Саме ці проблеми призвели до висновку, що дані відомого каталога відстаней та пекулярних швидкостей MarkIII були об'єднані не зовсім вдало.

На даний час існують три найбільші вибірки з ТФ-характеристиками, у яких декларується певна однорідність: 1) вибірка KLUN (Kinematics of the Local Universe, Франція) з 6600 галактик з В-величинами та ізотопними діаметрами [2]; 2) вибірка SFI++ (Spirals of Field with I magnitudes) 4053 галактик з І-величинами (Аресібо, США) [8]; 3) вибірка 3074 галактик з J-, H-, K_s-величинами [3] з каталогу 2MFGC (The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog) [6], що створений та використовується автором зі співавторами. У даній роботі зроблена перша спроба об'єднати вибірки SFI++ та 2MFGC та отримати параметри колективного руху галактик об'єднаної вибірки.

Основою кожного об'єднання є способи перерахунку спостережних даних однієї вибірки у аналогічні дані іншої. Звичайно така проблема розв'язується за наявності спільних у двох вибірках об'єктів. Наприклад, такий спосіб використовувався при створенні каталога відстаней та пекулярних швидкостей MarkIII [9]. Ми пропонуємо у даній роботі спосіб об'єднання, який не потребує спільних галактик. Він ґрунтується на припущенні, що червоні зміщення та параметри обертання належать єдиним системам, і лише зоряні величини у вибірках є різними. Цей метод ми застосовуємо до вибірок SFI++ (4053) з масивом І-величин та 2MFGC(3074) з масивом J_{те}-величин. Оскільки вибірки мають 1073 спільні об'єкти, то є можливість порівняти новий спосіб з традиційним способом за спільними галактиками. В даній роботі ми обмежуємося порівнянням параметрів ТФ-залежності та дипольної складової колективної швидкості галактик об'єднаної вибірки при різних способах об'єднання.

2. Спосіб об'єднання ТФ-даних. Нехай існує система абсолютних величин, єдина для вибірок, що об'єднуються. Для них приймаємо звичайну двопараметричну ТФ-залежність від параметра обертання $u \equiv \log W$ (W – ширини радіолінії 21 см, у яку внесені необхідні корекції):

$$M = c_0 + c_1 \cdot u. \quad (1)$$

Абсолютна зоряна величина обчислюється за видимою величиною m :

$$M = m - \mu(r), \quad \mu(r) \equiv 25 + 5 \cdot \log r. \quad (2)$$

Тут $\mu(r)$ – модуль відстані; фотометрична відстань r вимірюється у Мпк. Для калібрування ТФ-залежності (1), тобто для знаходження коефіцієнтів c_0, c_1 , ми будемо використовувати пост-Хабблівський вираз фотометричної відстані r від променевої швидкості V_{3K} (нехтуючи пекулярними швидкостями):

$$r = V_{3K} \{1 - (q_0 - 1) \cdot V_{3K} / 2c\} / H_0, \quad (3)$$

який має місце для однорідної ізотропної космологічної моделі (c – швидкість світла). Для чисельних розрахунків приймаємо сталу Хаббла $H_0 = 75$ км/с/Мпк (конкретне значення H_0 не впливає на результати даної роботи) та параметр уповільнення $q_0 = -0.55$ (це значення відповідає стандартній плоскій космологічній моделі з холодною темною матерією та космологічною сталою ($\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$)). Зауважимо, що застосування (3) замість звичайної лінійної Хабблівської залежності збільшує оцінки відстаней не більше ніж на 5.5% для найвіддаленіших галактик у вибірці 2MFGC. Для унікально далекої галактики у вибірці SFI++ (AGC630424) – приблизно на 11%, для другою за значенням V_{3K} галактики – 7.3%.

Для визначення c_0, c_1 (та інших параметрів, про які йтиметься нижче) ми будемо мінімізувати

$$\Phi \equiv \sum_{i=1}^N g_i (m_i - \mu_i - c_0 - c_1 u_i)^2, \quad (4)$$

де g_i – вагові множники, N – кількість об'єктів у вибірці.

Припустимо, що повна вибірка складається з двох підвибірок розміром N_1 та N_2 , $N = N_1 + N_2$, та об'єкти підвибірок мають такі властивості:

- 1) променеві швидкості та ширини ліній 21 см належать єдиним системам;
- 2) системи видимих зоряних величин суттєво різні.

Перевірка властивості 1) можлива, наприклад, якщо підвибірки мають спільні об'єкти. Тоді, будуючи лінійні регресії променевих швидкостей (ширин), які приписані об'єктам у одній вибірці, на їх же променеві швидкості (ширини) у другій вибірці, можна перевірити статистичну гіпотезу тотожності перетворення масивів. Прийняття гіпотези тотожності означає належність масивів єдиним системам. Аналогічна перевірка тотожності масивів видимих величин має показати неможливість її прийняття.

На додаток до властивостей 1) та 2) будемо вважати, що існує деяка "абстрактна" єдина система видимих величин, пов'язаних з величинами обох вибірок лінійними перетвореннями:

$$m_i = k_1 \tilde{m}_i + l_1, \quad m_i = k_2 \tilde{m}_i + l_2. \quad (5)$$

Тут $\tilde{m}_i$ та $\tilde{m}_i$ - видимі величини у кожній з двох вибірок. Вважаємо, що у $\tilde{m}_i$ та $\tilde{m}_i$ введені всі необхідні поправки (за внутрішнє поглинання, поглинання у Галактиці, k-поправку тощо). Величину (4) можна подати у вигляді розбиття на дві суми:

$$\Phi = \sum_{a=1}^2 \sum_{i=1}^{N_a} g_{ai} (k_a \tilde{m}_{ai} + b_a - c_1 u_{ai} - \mu_{ai})^2. \quad (6)$$

У (6) введено позначення $b_a = l_a - c_0$. Отже, ми маємо 5 невідомих параметрів, які подамо вектором-стовпчиком $X = (k_1, b_1, k_2, b_2, c_1)^T$ (тут T – транспонування). Умова мінімізації (6) при варіюванні цими параметрами дає систему рівнянь:

$$A \cdot X = E \quad (7)$$

Компоненти симетричної 5×5- матриці A та вектора-стовпчика E мають вигляд:

$$\begin{aligned} A_{11} &= \sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} (\tilde{m}_{1i})^2, & A_{12} &= A_{21} = \sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} \tilde{m}_{1i}, & A_{22} &= \sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} \\ A_{33} &= \sum_{i=1}^{N_1} g_{2i} (\tilde{m}_{2i})^2, & A_{34} &= A_{43} = \sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} \tilde{m}_{2i}, & A_{44} &= \sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} \\ A_{15} &= A_{51} = -\sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} \tilde{m}_{1i} u_{1i}, & A_{25} &= A_{52} = -\sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} u_{1i}, \\ A_{35} &= A_{53} = -\sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} \tilde{m}_{2i} u_{2i}, & A_{45} &= A_{54} = -\sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} u_{2i}, \\ A_{55} &= \sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} (u_{1i})^2 + \sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} (u_{2i})^2, & A_{13} &= A_{31} = A_{14} = A_{41} = A_{23} = A_{32} = A_{24} = A_{42} = 0 \\ E_1 &= \sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} \tilde{m}_{1i} \mu_{1i}, & E_2 &= \sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} \mu_{1i}, & E_3 &= \sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} \tilde{m}_{2i} \mu_{2i}, & E_4 &= \sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} \mu_{2i} \\ E_5 &= -\sum_{i=1}^{N_1} g_{1i} u_{1i} \mu_{1i} - \sum_{i=1}^{N_2} g_{2i} u_{2i} \mu_{2i}. \end{aligned} \quad (8)$$

Якщо знайдений розв'язок $X = A^{-1}E$ системи (7), то вихідні 6 параметрів $(k_1, l_1, k_2, l_2, c_0, c_1)$ знаходяться за п'ятьма компонентами $X^T = (k_1, b_1, k_2, b_2, c_1)$ неоднозначно. Додатковою умовою може бути $l_1 = 0$, тоді "абстрактні" зоряні величини величини m_1 пропорційні спостережним величинам $\tilde{m}_1$. При цьому $c_0 = -b_1$ та $l_2 = b_2 - b_1$.

Відзначимо, що знаючи коефіцієнти k_1, b_1, k_2, b_2 , можна оцінити коефіцієнти лінійної регресії $\tilde{m}_2$ на $\tilde{m}_1$ навіть у тому випадку, коли вибірки не мають спільних об'єктів. Дійсно, якщо прирівняти m_1 та m_2 у (5), то отримуємо:

$$\tilde{m}_1 = k \tilde{m}_2 + b, \quad k = k_2 / k_1, \quad b = (b_2 - b_1) / k_1, \quad (9)$$

Підкреслимо, що єдина система видимих зоряних величин не має певного фізичного смислу, вона введена лише з міркувань мінімізації розкиду на ТФ-залежності варіюванням додатковими параметрами.

3. Властивості вибірок SFI++ та 2MFGC. У каталог відстаней та пекулярних швидкостей SFI++ були відібрані об'єкти з семи відомих раніше вибірок (див. [8]), що мають і фотометрію, і спектроскопію, причому включалися об'єкти з НІ даними лише високої якості. За спостережними даними (червоними зміщеннями, ширинами лінії 21 см та видимими І-величинами) були обчислені відстані та пекулярні швидкості для 4053 галактик (таблиця 2 у [8]). Відстані та пекулярні швидкості представлені у двох варіантах, з врахуванням та без врахування ефекту Малмквіста. У необхідні для побудови ТФ-залежності дані були внесені відповідні корекції. Зокрема, видима зоряна величина m_i виправлена за поглинання в Галактиці (відповідно до [7]) та приведена до положення "пласом" з врахуванням нахилу та абсолютної світності. Масив ширин формувався з ширин на рівні 50% від пікового значення, W_{50} , та максимальної швидкості на оптичній кривій обертання, $V_{\max}$. При цьому перехід від $V_{\max}$ до W_{50} робився з врахуванням форми кривої обертання. У значення W_{50} вносилися корекції за інструментальні ефекти, нахил галактики до променя зору, космологічне розширення та турбулентні рухи водневих хмар. Перехід від геліоцентричних радіальних швидкостей $V_r \equiv cz$ до швидкостей V_{3K} в системі 3-градусного мікрохвильового фону проводився з використанням параметрів руху Сонця у 3К-системі, що обчислені у роботі [4].

Дані каталогу у вигляді 4-х таблиць у вільному доступі розміщені на сайті: <http://arecibo.tc.cornell.edu/hiarchive/sfipplusplus.php>.

На рис. 1 показано розподіл по небу галактик вибірки SFI++ (N=4053).

У даній роботі ми використовуємо лише ТФ-дані (V_{3K} , W_{50} та m_i) для галактик вибірки SFI++, відстані та пекулярні швидкості з табл. 2 у [8] ми не використовуємо.

Параметри розподілу галактик вибірки SFI++ за радіальною швидкістю V_{3K} (максимальне, середнє, мінімальне та медіанне значення, а також середньоквадратичне відхилення σ від середнього) наведені у першому рядку табл. 1.

Для складання вибірки 2MFGC-галактик з необхідними для побудови ТФ-залежності даними було використано декілька джерел (докладніше див. у [3]). Всього у масив даних увійшло біля 5700 галактик з вимірними променевими швидкостями з 18020-и галактик каталогу 2MFGC, для 3110 з них є виміряні швидкості обертання або ширини водневої лінії. Виключення даних з ненадійною фотометрією, низьким відношенням сигнал/шум для профіля НІ-лінії, випадків пекулярної морфології та можливого впливу наявних близьких сусідів дало вибірку 3074 галактик з необхідними ТФ-даними, що складає 17% від повної кількості галактик у каталозі 2MFGC.

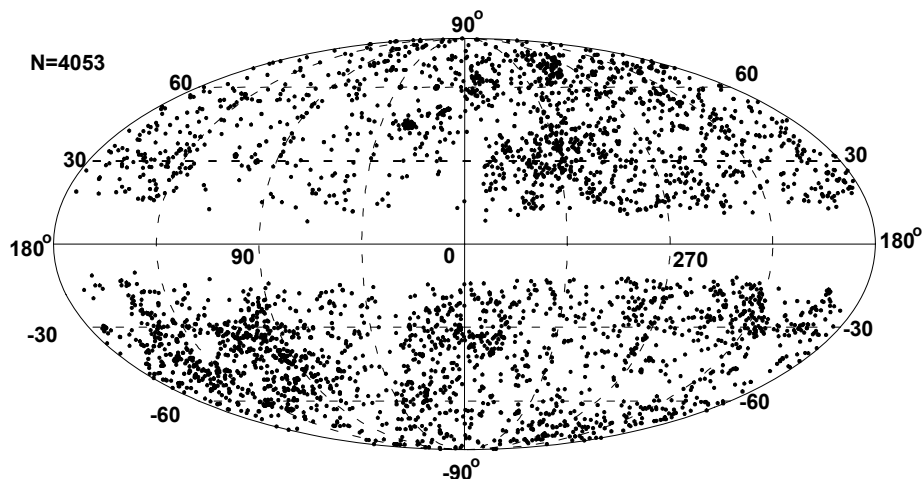


Рис. 1. Розподіл по небу (в галактичних координатах) галактик вибірки SFI++ (N=4053)

Таблиця 1. Характеристики розподілів вибірок за радіальною швидкістю V_{3K} (в км/с)

Вибірка	max	mean	min	median	σ
SFI++(4053)	42578	6634	147	5770	4062
2MFGC(3074)	21103	5786	149	5285	3147
2MFGC(2001)	21103	5813	149	5289	3199
SFI++2MFGC(2001)	42578	6363	147	5623	3818

Для перерахунку ширин HI-лінії на рівні 20% від пікового значення, W_{20} , та максимальних швидкостей обертання, $V_{\max}$, у W_{50} використовувалися знайдені раніше співвідношення: $W_{50} = W_{20} - (29.5 \pm 0.5)$ км/с, $W_{50} = 2V_{\max} + (27.4 \pm 7.8)$ км/с [1]. Ширини W_{50} виправлялися за космологічне розширення. Оскільки критерії відбору галактик до каталогу 2MFGC дають об'єкти з нахилом до променя зору, близьким до 90° , то корекція за нахил не проводилася.

З набору інфрачервоних зоряних величин каталогу 2MFGC використовується Кронівська "еліптична" J_{fe} -величина у J – смузі, що виправляється за поглинання у Галактиці так саме, як у [5]. Саме ця величина має дещо кращі показники ТФ-залежності у порівнянні з іншими величинами з XSC [5].

Розподіл по небу галактик вибірки 2MFGC (N=3074) наведений на рис. 2.

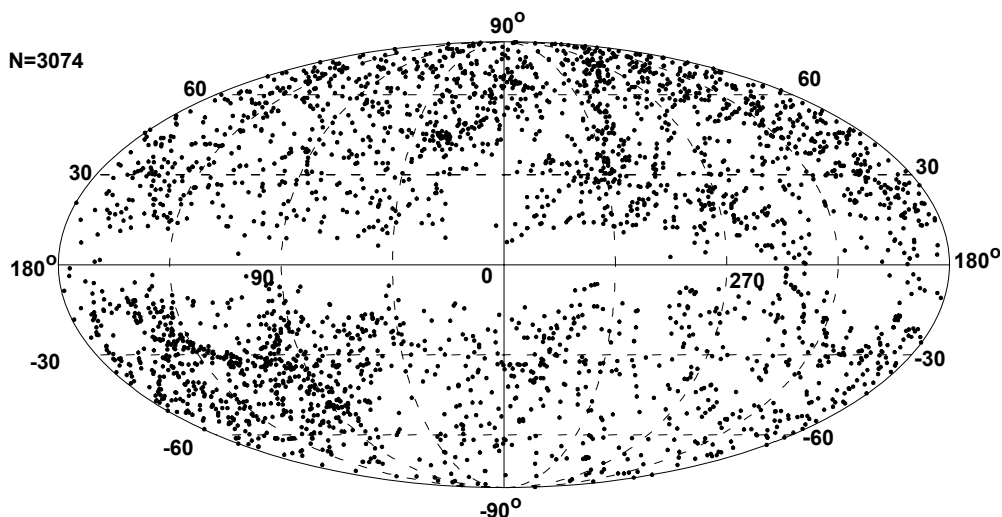


Рис. 2. Розподіл по небу (в галактичних координатах) галактик вибірки 2MFGC (N=3074)

Як видно з порівняння рис. 1 та рис. 2, 2MFGC галактики краще, ніж галактики з SFI++, заповнюють область поблизу Галактичного екватора, оскільки перші відбиралися з інфрачервоного 2MASS-каталогу, а другі – за оптичними даними. Відзначимо також більш рівномірний розподіл 2MFGC-галактик по небу.

Характеристики розподілу галактик вибірки 2MFGC(3074) за радіальною швидкістю V_{3K} подані у другому рядку табл. 1. Порівнюючи з аналогічними даними з першого рядка, бачимо, що вибірка SFI++ є дещо більш глибока. З аналізу розподілу галактик обох вибірок за величиною V_{3K} ми робимо висновок, що обидві вибірки є приблизно од-

норідними та повними до 5000 – 6000 км/с. Отже приблизно до цієї глибини вона може відображати реальне поле пекулярних швидкостей.

У третьому рядку табл. 1 подані характеристики розподілу у підвибірці 2MFGC-галактик, яка отримується відкиданням з вибірки 2MFGC(3074) галактик, які входять також у каталог SFI++. Таких галактик виявилось 1073 (про спільні галактики див. нижче). Як видно, додаткові до SFI++(4053) галактики з 2MFGC (N=2001) мають характеристики розподілу за V_{3K} , що близькі до таких для повної вибірки 2MFGC(3074).

У четвертому рядку табл.1 характеристики розподілу подані для об'єднаної вибірки SFI++(4053)+2MFGC(2001). Видно, що додавання 2MFGC-галактик незначно зменшує глибину вибірки, але при цьому середня густина галактик збільшується у 1.5 рази.

4. Галактики, спільні для 2MFGC та SFI++. Ототожнення спільних галактик у двох вибірках, SFI++ (N=4053) та 2MFGC(N=3074) проводилося за збіганням екваторіальних координат з контролем ототожнення за допомогою бази даних NED за назвами об'єктів. Таким чином були отримані 1073 галактики, які входять до обох вибірок. Спільні галактики заповнюють небо достатньо рівномірно, з деяким надлишком у зоні Аресибо та відсутністю галактик поблизу Галактичного екватора. З цих 1073 галактик 983 входять до вибірки 2MFGC(N=2724), для яких у роботі [3] були визначені відстані та пекулярні швидкості.

Порівняння радіальних швидкостей V_{3K} спільних галактик у двох вибірках SFI++ (N=4053) та 2MFGC(N=3074) показало, що ці масиви практично тотожні. Достатньо сильно (більше за 3 сигма від лінії регресії масивів) відхиляються лише п'ять об'єктів (2MFGC 3827, 6407, 15222, 17692, 17898). Після їх відкидання середньоквадратичне відхилення масивів склало 19 км/с. Перевірка тотожності масивів V_{3K} проводилося у трьох варіантах лінійних регресій вигляду $y = kx + b$, для прямої та оберненої регресії методу найменших квадратів (МНК), а також для ортогональної регресії. Виявилось, що гіпотеза $k = 1$, $b = 0$ приймається на високому рівні довірчої ймовірності: найбільше з трьох варіантів значення статистики Фішера F отримане для прямої МНК-регресії – $F = 2.2$ (порівнювати з $F_{2,\infty} = 3.0$ для 95% довірчої ймовірності). Без відкидання п'яти вказаних вище галактик маємо ще менші значення F , для прямої МНК-регресії $F = 1.1$.

Таким чином, ми приймаємо що масиви променевих швидкостей у двох вибірках належать одній системі.

На рис. 3 представлено порівняння логарифмів скоригованих ширин лінії 21 см (на 50%-ом рівні від пікового значення) для спільних галактик у вибірках SFI++ (N=4053) та 2MFGC(N=3074). Тут товста лінія з коротким штрихом – діагональ, яка на рисунку практично збігається з лінією $y = (0.995 \pm 0.009)x + 0.009 \pm 0.022$ прямої МНК-регресії (тут x та y є величини по осях на рис. 3). Тонкі лінії з довгим штрихом зміщені від діагоналі вгору та вниз на $3\sigma = 0.116$. Галактики поза смугою (N=16) відмічені номерами з 2MFGC. Значення статистики Фішера $F = 3.3$ говорить про можливість прийняття тотожності масивів на рівні довірчої ймовірності, близької до 95%. Відкидання 16-и галактик дає, однак, $F = 14.7$, тобто неможливість беззастережного прийняття єдиної системи параметра обертання галактик (логарифма ширини водневої лінії).

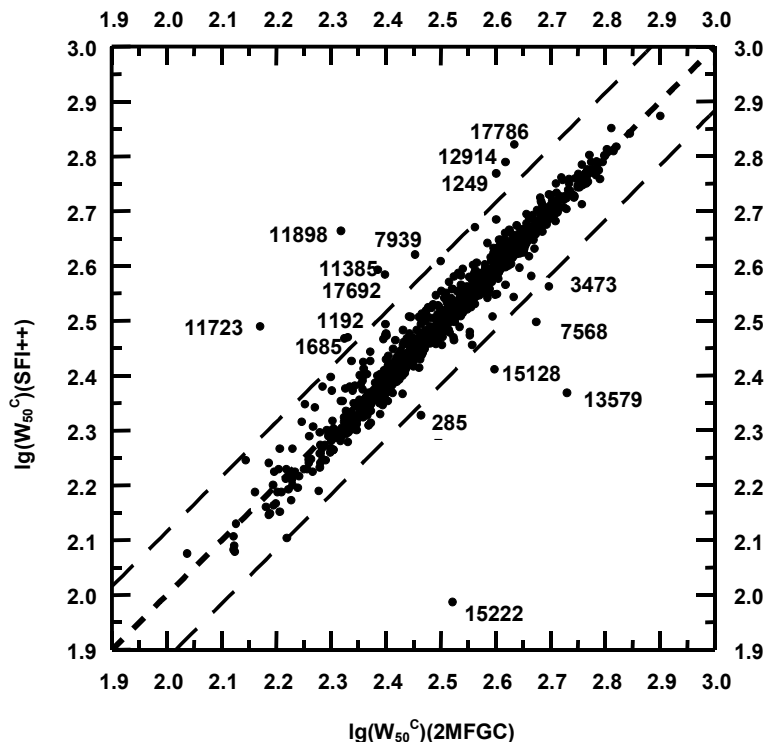


Рис. 3. Порівняння масивів параметрів обертання для 1073 спільних галактик вибірок SFI++ (N=4053) та 2MFGC(N=3074)

Відмінність масивів можна пояснити декількома причинами: 1) приведення максимальних швидкостей обертання до ширин лінії HI робилося для вибірок SFI++ (N=4053) та 2MFGC (N=3074) за різними формулами; 2) не було зроблено корекції за турбулентність для галактик 2MFGC, на відмінність від галактик SFI++; 3) припущення, що всі 2MFGC-галактики мають нахил, близький до $i = 90^\circ$ не зовсім коректне. Так, наприклад, у галактик 2MFGC 1249, 1685, 17786, згідно [8], кути нахилу є відповідно 42.4° , 42.9° , 41.1° . Розрахунок показує, що внесення поправок за нахил для цих чотирьох галактик суттєво зближує значення параметрів обертання у двох вибірках.

Маючи на увазі наведені застереження, ми, тим не менше, прийнемо далі тотожність масивів параметра обертання.

На рис. 4 представлено порівняння скоригованих видимих величин у 1073 спільних галактик. Для галактик каталогу SFI++ використані скориговані за внутрішнє поглинання та за поглинання у Галактиці I-величини, в вибірці 2MFGC – скориговані за поглинання у Галактиці J-величини.

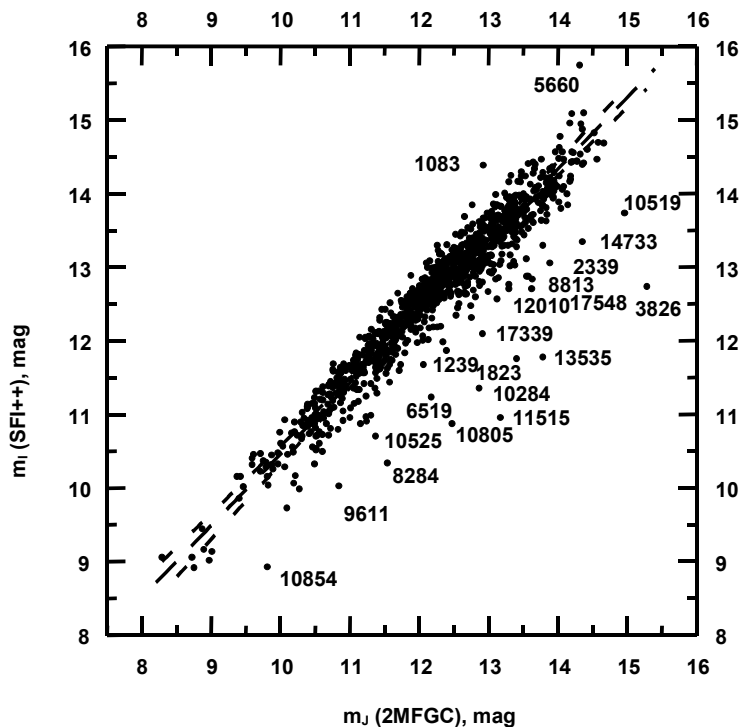


Рис. 4. Порівняння скоригованих видимих величин у вибірках SFI++ (N=4053) та 2MFGC (N=3074) для спільних 1073 галактик

Довгим штрихом позначена лінія ортогональної регресії, коротким – лінії прямої (з меншим нахилом) та оберненої МНК-регресій. У табл. 2 наведені коефіцієнти цих регресій у вигляді $y = kx + b$, причому $x = m_J(2MFGC)$, $y = m_I(SFI++)$ для прямої та ортогональної регресій, $x = m_I(SFI++)$, $y = m_J(2MFGC)$ для оберненої регресії, а також середньоквадратичне відхилення від лінії регресії (для ортогональної – по нормалі від лінії регресії).

Системи зоряних величин $m_J(2MFGC)$ та $m_I(SFI++)$ суттєво нетотожні, що є очевидним та ілюструється рис. 4 та даними табл. 2. Зауважимо при цьому, що гіпотеза $k = 1$, $b = 0$ відкидається на високому рівні довірчої ймовірності (статистики Фішера є 756, 683, 685 відповідно для регресій трьох типів). На панелі рис. 4 показані 2MFGC-номери галактик, які відхиляються від прямої регресії більше ніж на 3σ . Суттєва нетотожність масивів має місце і після їх відкидання.

Таблиця 2. Параметри k, b лінійних залежностей між скоригованими зоряними величинами $m_J(2MFGC)$ та $m_I(SFI++)$ для 1073 спільних галактик

Регресія	K	b	σ, mag
Пряма	0.919 ± 0.010	1.39 ± 0.12	0.34
Обернена	0.974 ± 0.010	-0.06 ± 0.13	0.35
Ортогональна	0.970 ± 0.010	0.76 ± 0.12	0.25

При об'єднанні за опорну приймаємо вибірку SFI++(4053). До цих даних будемо додавати: а) 2001 2MFGC-галактик, яких немає в SFI++(4053); б) всі 3074 2MFGC-галактики. У випадку б) спільні галактики входять у об'єднану вибірку двічі, тобто їх статистична вага подвоюється. У обох випадках об'єднання ми приймаємо, що радіальні швидкості та параметри обертання належать єдиним системам, а зоряні величини – суттєво різним системам. Перерахунок зоряних величин будемо проводити на основі прямої, оберненої та ортогональної регресій, коефіцієнти яких наведені у табл. 2. Коефіцієнти "оберненої до оберненої" регресії $k' = k^{-1}$, $b' = -bk^{-1}$ є відповідно 1.027 та 0.066. Крім того, за четвертий спосіб перерахунку ми приймаємо спосіб, викладений у розділі 2 (приймаючи в сумах (8) одиничні ваги). Таким чином ми розглядаємо 8 випадків об'єднання вибірок SFI++(4053) та 2MFGC(3074).

У табл. 3 наводимо значення коефіцієнтів перерахунку зоряних величин у єдину систему у двох випадках об'єднання ТФ-даних новим методом.

Зі значень коефіцієнтів у табл. 3 та їх похибок видно, що зоряні величини у вибірках суттєво відмінні від "абстрактних" зоряних величин.

Таблиця 3. Значення коефіцієнтів залежностей (5)

N	k_1	b_1	k_2	b_2
SFI++ (4053)+ 2MFGC(2001)				
6054	0.944±0.009	7.41±0.20	0.762±0.013	10.00±0.23
5390	0.971±0.006	4.42±0.14	0.863±0.009	6.08±0.17
SFI++ (4053)+ 2MFGC(3074)				
7127	0.952±0.009	6.75±0.19	0.791±0.011	9.05±0.21
6364	0.978±0.006	3.94±0.14	0.870±0.008	5.57±0.15

5. Дипольна складова колективної швидкості на основі об'єднаних даних. Дипольну складову обчислюємо традиційним способом (див., наприклад, [1]). У кожному з 8-и випадків ми застосовуємо метод послідовного очищення даних, відкидаючи ті об'єкти, які відхиляються на ТФ-діаграмі більше ніж на 3σ та/або мають модуль пекулярної швидкості, більший за 3000 км/с, вважаючи більші значення нереальними.

У табл. 4 наведені: середньоквадратичне відхилення σ_{TF} та коефіцієнт нахилу c_1 ТФ-залежності, середньоквадратична "шумова" складова σ_v масиву індивідуальних пекулярних швидкостей, модуль V_B , галактичні координати l_B, b_B апексу та значення статистики Фішера векторної дипольної колективної (bulk) швидкості. Крім результатів для об'єднаних вибірок результати розрахунків для кожної з двох вибірок, SFI++(4053) та 2MFGC++(3074) окремо. У третьому стовбчику для об'єднаних вибірок вказано спосіб об'єднання: за прямою (f), оберненою (i), ортогональною (o) регресіями на множині спільних галактик, та за новим методом (n), поданим вище. Ясно, що при об'єднанні вибірок SFI++(4053) та 2MFGC++(2001) використані тіж регресії, що і при об'єднанні SFI++(4053) та 2MFGC++(3074).

Таблиця 4. Параметри ТФ-залежності та дипольної складової колективного руху галактик

n	N	regr.	σ_{TF}	c_1	σ_v , км/с	V_B	l_B	b_B	F
SFI++(4053)									
1	4053		0.583	-6.70±0.06	1501	406±45	297±7	-4±5	28
	3711		0.400	-7.12±0.04	1014	344±33	289±6	-9±4	40
2MFGC(3074)									
1	3074		0.879	-6.06±0.09	1860	380±64	316±10	-31±8	12
	2685		0.488	-7.57±0.06	1045	304±39	304±7	-20±6	20
2	3074		0.763	-4.66±0.10	1668	169±56	314±19	-7±15	3.1
	2724		0.471	-6.53±0.08	1018	199±37	304±11	-8±8	9.8
SFI++ (4053)+ 2MFGC(2001)									
1	6054	f	0.724	-6.11±0.06	1657	308±41	309±8	-14±6	19
	5409	f	0.428	-7.06±0.04	1024	282±27	298±6	-14±4	37
2	6054	i	0.739	-6.17±0.06	1721	390±43	307±7	-19±5	28
	5366	i	0.429	-7.19±0.04	1031	300±28	296±5	-15±4	40
3	6054	o	0.730	-6.14±0.06	1683	345±42	308±7	-17±5	23
	5382	o	0.427	-7.11±0.04	1021	295±27	297±5	-15±4	40
4	6054	n	0.714	-5.93±0.06	1628	203±40	319±12	-4±9	9.1
	5390	n	0.427	-6.97±0.04	1011	247±27	300±6	-11±5	29
SFI++ (4053)+ 2MFGC(3074)									
1	7127	f	0.717	-6.32±0.05	1627	383±37	307±6	-15±4	36
	6399	f	0.432	-7.20±0.04	1020	317±25	300±5	-14±3	55
2	7127	i	0.732	-6.42±0.05	1690	452±39	304±5	-18±4	45
	6366	i	0.437	-7.33±0.04	1036	339±25	298±4	-15±3	60
3	7127	o	0.723	-6.37±0.05	1651	415±38	305±5	-17±4	40
	6377	o	0.433	-7.24±0.04	1020	324±25	300±5	-14±3	57
4	7127	n	0.709	-6.15±0.05	1606	286±36	313±8	-9±6	21
	6364	n	0.431	-7.13±0.04	1003	279±24	300±5	-11±3	45

Порівнюючи результати обчислень для вибірок SFI++(4053) та 2MFGC++(3074) окремо, робимо висновок про суттєво кращу якість даних на основі глибокої І-фотометрії у порівнянні з 2MASS-фотометрією. Стандартне відхилення на ТФ-діаграмі для нечищених SFI++ – даних у 1.5 рази менше ніж для 2MFGC-даних, для почищених даних – у 1.2 рази. При цьому шумова складова пекулярних швидкостей менша для SFI++-даних також, особливо це суттєво для нечищених даних. Підкреслимо, що наведені дані отримані з використанням простої двопараметричної ТФ-залежності. Для знаходження параметрів колективної швидкості на основі 2MFGC-даних ми раніше застосовувалися різні варіанти багатопараметричного узагальнення ТФ-залежності. Це дещо покращувало результати. Для ілюстрації цього факту ми у п. 2 (для вибірки 2MFGC) наводимо результати, що отримані в роботі [3] з використанням шестипараметричної ТФ-залежності.

Порівнюючи результати обчислень для об'єднаних вибірок, приходимо до таких висновків.

1. У обох випадках об'єднання даних, SFI++ (4053)+ 2MFGC(2001) та SFI++ (4053)+ 2MFGC(3074), використання перерахунку зоряних величин за прямою залежністю (1 рядок в табл. 2) має перевагу перед об'єднанням з перера-

хунком за оберненою та ортогональною залежностями. Ця перевага визначається меншими значеннями σ_{TF} та σ_V та більшим об'ємом вибірок, що отримуються після чищення.

2. Об'єднання даних за новою методикою має невелику перевагу перед об'єднанням за прямою регресією. Однак при цьому критерії чищення діють більш жорстко, чищені вибірки є меншими за об'ємом. Тому можна сказати, що обидва ці способи мають приблизно однакову результативність. Зауважимо однак, що для об'єднаних даних апекс розташований дещо нижче за широтою у порівнянні з його положенням за даними вибірки SFI++, але при об'єднанні новим методом ця різниця найменша.

3. Для вихідних (нечищених) вибірок значення σ_{TF} менші для всіх випадків об'єднання SFI++ (4053)+ 2MFGC(3074) у порівнянні з об'єднанням SFI++ (4053)+ 2MFGC(2001), і навпаки, для чищених даних σ_{TF} менші для всіх випадків об'єднання SFI++ (4053)+ 2MFGC(2001). Для σ_V такої закономірності немає, але найменші значення σ_V досягаються при об'єднанні за новою методикою вибірок SFI++ (4053) та 2MFGC(3074).

4. Для об'єднаних вибірок випадкова складова похибки визначення модуля колективної швидкості знижена до 24 км/с, тобто приблизно у 1.4 рази у порівнянні з вибіркою SFI++ та у 1.5 рази у порівнянні з 2MFGC (для очищених вибірок).

Цікаво порівняти лінійні залежності між зоряними величинами за регресіями на основі спільних галактик та її залежності, яка випливає з гіпотези існування єдиної системи величин. За формулою (9) для випадку об'єднання вибірок SFI++ (4053) та 2MFGC(2001) (почищена вибірка), маємо $k = 0.889$, $b = 1.704$. Як видно з табл. 2 ці значення є найближчими до коефіцієнтів прямої регресії $k = 0.919 \pm 0.010$, $b = 1.39 \pm 0.12$. Підкреслимо, що наведені значення отримані при об'єднанні у випадку відсутності спільних галактик у вибірках; вони виявилися близькими до значень, що дає пряма регресія за 1073 спільними галактиками у вибірках SFI++ (4053) та 2MFGC(3074).

6. Висновки. У роботі розроблений метод об'єднання ТФ-даних двох вибірок, які характеризуються тою властивістю, що масиви радіальних швидкостей та параметрів обертання належать єдиним системам, а системи масивів видимих зоряних величин суттєво різні. Приймається також, що зоряні величини у кожній з вибірок лінійним чином перераховуються у деяку "спільну" систему зоряних величин. Коефіцієнти цих лінійних функцій визначаються шляхом мінімізації відхилення від ТФ-залежності разом з коефіцієнтами цієї залежності. Априорною перевагою цього методу є можливість об'єднання вибірок, які не мають спільних об'єктів, за якими можна було би визначити функції перетворення одних величин у інші.

Запропонований метод об'єднання даних двох вибірок застосований до вибірок SFI++ (4053) та 2MFGC(3074). З використанням даних для 1073 спільних у цих вибірках галактик показано, що радіальні швидкості у двох вибірках безумовно належать одній системі. З меншою достовірністю приймається припущення про єдину систему параметрів обертання (логарифмів скоригованих ширин HI-радіолінії на рівні 50% від пікового значення). Системи зоряних величин є суттєво різними. За спільними галактикам знайдені регресійні залежності скоригованих I-величин у SFI++ по скоригованим J-величинам у 2MFGC. Для порівняння об'єднання масивів величин проводиться у чотирьох варіантах: з використанням прямої, оберненої, ортогональної регресії зоряних величин та за новим методом. Крім того, розглянуто два випадки об'єднання: повних вибірок SFI++ (4053) та 2MFGC(3074) (при цьому у об'єднаний масив спільні галактики входять двічі) та вибірок SFI++ (4053) та 2MFGC(2001), які не мають спільних галактик. Для кожного з восьми варіантів розраховані параметри ТФ-залежності, модуль та напрямок дипольної колективної швидкості (табл. 4).

У обох випадках об'єднання даних використання нового методу дає приблизно однакові значення стандартного відхилення σ_{TF} на ТФ-діаграмі та середньоквадратичної шумової пекулярної швидкості σ_V , як і при об'єднанні за прямою регресією, які, у свою чергу, кращі у порівнянні з такими при об'єднанні за оберненою та ортогональною регресією. Перевага нового методу, таким чином, виявляється у можливості об'єднання вибірок, що не мають спільних об'єктів, а також у можливості оцінити і в цьому випадку коефіцієнти перерахунку величин від одної системи до іншої. У нашому випадку за формулами (9) ми отримали при об'єднанні SFI++ (4053) та 2MFGC(2001), значення коефіцієнтів, що близькі за визначеними на основі спільних 1073 у вибірках SFI++ (4053) та 2MFGC(3074) за прямою регресією. Крім того, якщо дотримуватися ідеї про конвергенцію колективних рухів при збільшенні масштабу вибірок, то об'єднані за новим методом дані дають модуль колективної швидкості, що краще узгоджується з передбаченим значенням на масштабах 6000-8000 км/с (250-270 км/с) [9].

Розроблений метод може бути узагальнений шляхом введення додаткових регресорів у формули (5) за аналогією з переходом до багатопараметричної ТФ-залежності [1, 3]. Можна сподіватися, що це покращить результати, як це мало місце при порівнянні простої двопараметричної ТФ-залежності та її багатопараметричного узагальнення [1].

1. Кудря Ю.Н., Карачентцева В.Е., Карачентцев И.Д. и др. Коллективные движения спиральных галактик в объеме $z=0.03$ // Письма в Астрон. журн. – 2006. – Т.32. – С.1–12.

2. Hanski M.O., Theureau G., Ekholm T., and Teerikorpi P. Kinematics of the local universe IX. The Perseus-Pisces supercluster and the Tolman-Bondi model // Astron. Astroph. – 2001. – Vol.378. – P. 345–360.

3. Karachentsev I.D., Kudrya Yu.N., Karachentseva V.E., Mitronova S.N. Peculiar velocities of 3000 spiral galaxies from the 2MFGC catalog // Astrophysics. – 2006. – Vol. 49, № 4. – P. 450–461.

4. Kogut A., Lineweaver C., Smoot G. F. et al. Dipole anisotropy in the COBE differential microwave radiometers first-year sky map // Astrophys.J. – 1993. – Vol. 419. – P. 1–6.

5. Kudrya Yu.N., Karachentseva V.E., Karachentsev I.D. et al. The bulk motion of flat edge-on galaxies based on 2MASS photometry // Astron. Astroph. – 2003. – Vol. 407. – P. 889–898.

6. Mitronova S.N., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Jarrett T.H., Kudrya Yu.N. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog // Bull. Spec. Astrophys. Obs. – 2003. – Vol. 57. – P. 5–165.

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

8. Springob C.M., Master K.L., Haynes M.P., Giovanelli R., Marinoni C. SFI++ II: A new I-band Tully-Fisher catalog, derivation of peculiar velocities and dataset properties // Astroph. J. Suppl. Ser. – 2007. – Vol.172. – P. 599–614.

9. Zaroubi S. Cosmic flows: Review of Recent Developments // astro-ph/0206052.

УДК 524.7

О. Мельник, А. Елиїв, В. Шихман

СВІТНОСТІ ТА МОРФОЛОГІЧНИЙ СКЛАД ГАЛАКТИК У ПАРАХ

У роботі досліджено характеристики галактик у парах в порівнянні з ізольованими галактиками за даними Sloan Digital Sky Survey (SDSS) DR5. За допомогою двомірних розподілів абсолютна зоряна величина - показник кольору та обернений індекс концентрації - показник кольору проведено морфологічну класифікацію галактик. Показано, що ізольовані галактики у середньому менш яскраві, ніж галактики у парах та мають меншу частку галактик ранніх типів.

Characteristics of galaxies in pairs in comparison with isolated galaxies on the base of data from Sloan Digital Sky Survey (SDSS) DR5 were investigated in the work. We made morphological classification of galaxies with the help of two-dimensional distributions absolute magnitude – color index and inverse concentration index - color index. It was shown that in average the isolated galaxies less luminous than galaxies in pairs and have smaller part of early-type galaxies.

Вступ. Пари галактик є унікальними та наочними об'єктами для вивчення еволюції зоряних систем, а також вмісту і розподілу темної матерії на малих масштабах 50–100 кпк. Згідно найбільш розповсюдженої думки, галактики у парах сформувалися на ранній стадії розширення Всесвіту, коли взаємні відстані між галактиками (чи протогалактиками) були порівняними з їх власними розмірами, отже типові орбіти галактик у парах сягають декількох сотень мільйонів років [3]. Компоненти подвійних систем зазнають сильного взаємного гравітаційного впливу, який призводить до спотворення структури галактик та значно підвищує зореутворення в них [6, 17, 22]. Моделювання передбачає, що взаємодія та злиття галактик може призвести до утворення еліптичних галактик [11, 33]. Про це також свідчать рентгенівські спостереження протяжних гало та дискретних джерел в еліптичних галактиках [18, 19]. Дослідження властивостей галактик у парах проводяться у різних діапазонах довжин хвиль за даними багатьох оглядів та каталогів. Наведемо короткий огляд критеріїв відбору галактик у пари (див. також [5]).

Дослідження подвійних систем започаткував Хольмберг у 1937 р. [20], пізніше були роботи Пейджа [26], Тернера [34] та Петерсона [31]. В атласах Воронцова-Вельямінова [1, 37] та Арпа [7] серед взаємодіючих систем можна знайти значну кількість пар галактик, що мають явні ознаки взаємодії – припливні хвости, мости або мають спільну оболонку. Спеціальні пошуки ізольованих пар галактик північного неба було виконано Караченцевим [2,3] на фотографічному матеріалі Паломарського атласу. Оскільки в той час не були масово відомі променеві швидкості галактик, то критерій пошуку базувався на критерії ізольованості пари галактик по відношенню до галактик переднього та дальнього фону. При визначенні променевих швидкостей виявилось, що з 603 пар каталогу тільки 11% є оптичними (випадковими системами) та 32% є хибними парами – близькими галактиками, які є членами одного скупчення (не достатньо ізольованими). Тобто при невідомих променевих швидкостях подібний підхід достатньо ефективно виділяє компактні у проекції системи з характерною відстанню між галактиками $R \sim 50\text{--}100$ кпк. При $R > 100$ кпк більше 90% пар "обрізається" критерієм ізольованості [3], тобто завдяки значимим галактикам фону неможливо знайти реальну фізичну пару в одиниці об'єму. Дані спостережень узгоджуються з результатами моделювання. Соарес [32] показав, що половина пар з проекційним розміром $R < 50$ кпк в тримірному просторі мають $R > 50$ кпк. Автор наголошує на тому, що для виявлення дійсно фізичних пар необхідно враховувати і ознаки взаємодії.

З появою великих баз даних та оглядів таких як LEDA¹, NED², SDSS³, CfA2⁴, SSRS2⁵, DEEP2⁶, 2dF⁷ та ін., та інформатії про променеві швидкості галактик стало актуальними застосування трьохмірних методів відбору. Як правило, 3D методи відбору галактик у пари використовують два параметри обмеження – проекційну відстань між галактиками R та різницю променевих швидкостей ΔV . Наприклад, автори [9, 10, 17, 38] для дослідження зореутворення у подвійних галактиках відібрали тісні пари каталогу CfA2, обмеживши $R < 50$ кпк та $\Delta V < 1000$ км/с, критерій ізольованості не використовувався. Паттон та ін. [29] досліджували пари галактик з SSRS2. Спочатку вони розглянули всі пари з $R < 100$ кпк. Вони не знайшли жодної пари з ознаками взаємодії, що б мала $\Delta V > 600$ км/с, а більшість пар, що показують явні ознаки взаємодії мають $R < 20$ кпк та $\Delta V < 500$ км/с (див. також [13, 28, 30, 39]). Автори [25] отримали подібні результати для пар з SDSS. Ці автори показали, що активність зореутворення значно більше у парах, в яких проекційна відстань менше 30 кпк. Ламбас та ін. [22] й Алонсо та ін. [6] розглянули властивості пар з $R < 1$ Мпк та $\Delta V < 1000$ км/с з огляду 2dF. Вони проаналізували активність зореутворення у парах у залежності від проекційної відстані між галактиками і різниці швидкостей та знайшли, що активність зореутворення галактик у парах значно більша, ніж в ізольованих галактиках на такому самому червоному зміщенні при $R < 25$ кпк та $\Delta V < 100$ км/с. Лін та ін. [23] розглядали тісні пари галактик на базі DEEP2 огляду, що мають $\Delta V < 500$ км/с, але з різними $R < 30, 50, 100$ кпк. Автори виявили частку злиттів галактик у залежності від червоного зміщення та знайшли, що порівняно з $z \sim 1.2$, в сучасну епоху тільки 9% галактик мають активні процеси зореутворення.

Отже при виокремленні пар автори, як правило, попередньо задають параметри обмеження (R та ΔV). Такий підхід ефективно виявляє пари, але нічого не говорить про оточення, в якому вони знаходяться. Натомість відомо, що властивості галактик [14] та груп [15] корелюють з їхнім оточенням (див. також посилання в огляді [5]). Наприклад, автори [36] запропонували застосовувати відразу два параметри, що характеризують ступінь ізольованості галактики – локальну густину галактик та припливну силу. Принцип пошуку саме ізольованих пар має на увазі, що чим більш ізольована пара, тим більша ймовірність того, що вона є дійсно фізично-зв'язаною та не зазнає впливу сусідніх галактик [2, 3].

¹ Lyon Extragalactic Database – <http://leda.univ-lyon1.fr/>

² NASA/IPAC Extragalactic Database – <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

³ Sloan Digital Sky Survey – www.sdss.org

⁴ Second CfA Redshift Survey – <http://cfa-www.harvard.edu/~huchra/zcat/>

⁵ The Second Southern Sky Redshift Survey [12]

⁶ The DEEP2 Redshift Survey – <http://deep.berkeley.edu/>

⁷ Two-Degree Field Galaxy Redshift Survey – <http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS/>

Ми застосували метод відбору пар галактик, що базується на геометричних властивостях мозаїки Вороного другого порядку [24], що дозволяє виділити пари з різним ступенем ізольованості. Нижче ми опишемо головні принципи методу, а детально його описано у роботі [16].

В даній роботі ми пропонуємо порівняння світностей та показників кольору, а також морфологічного складу вибірки подвійних галактик у порівнянні з одиночними галактиками. Отримані дані дозволять нам не тільки виявити властивості пар та одиночних галактик нашої вибірки, а також і перевірити ефективність застосування даного методу.

Вибірка та критерій відбору. Ми продовжуємо дослідження вибірки галактик, що була створена Еліївим та ін. [16] на основі SDSS DR5 огляду. Коротко опишемо її тут. Спочатку відбиралися об'єкти, що були класифіковані як галактики та мали променевими швидкості від 2500 км/с до 10000 км/с ($0.008 < z < 0.033$). Початкова вибірка містила близько 11000 галактик. Для уникнення впливу скупчення Діви, яке характеризується сильними пекулярними рухами галактик, дуже близькі об'єкти з $V < 2500$ км/с не розглядалися. Таке обмеження вибірки допомогло уникнути помилкових об'єктів, які виникають у наслідок труднощів фотометрії великих протяжних об'єктів (близьких яскравих галактик). Зустрічаються випадки, коли "маленькі супутники" виявлялися частинами великої галактики. Ми також перевірили додатково всі пари галактик з малою кутовою відстанню і виключили подвійні входження. Всі швидкості V були приведені за центроїд Місцевої групи V_{LG} згідно [21], $H_0 = 75$ км/с/Мпк. Після застосування критерію відбору до SDSS каталогу ми обмежили нашу вибірку $3000 \text{ км/с} < V_{LG} < 9500 \text{ км/с}$. Ми також виключили з розгляду ті галактики, що лежать ближче 2° до бокових границь вибірки, щоб уникнути некоректної ідентифікації пар на краях вибірки. Остаточно у вибірці міститься 6786 галактик.

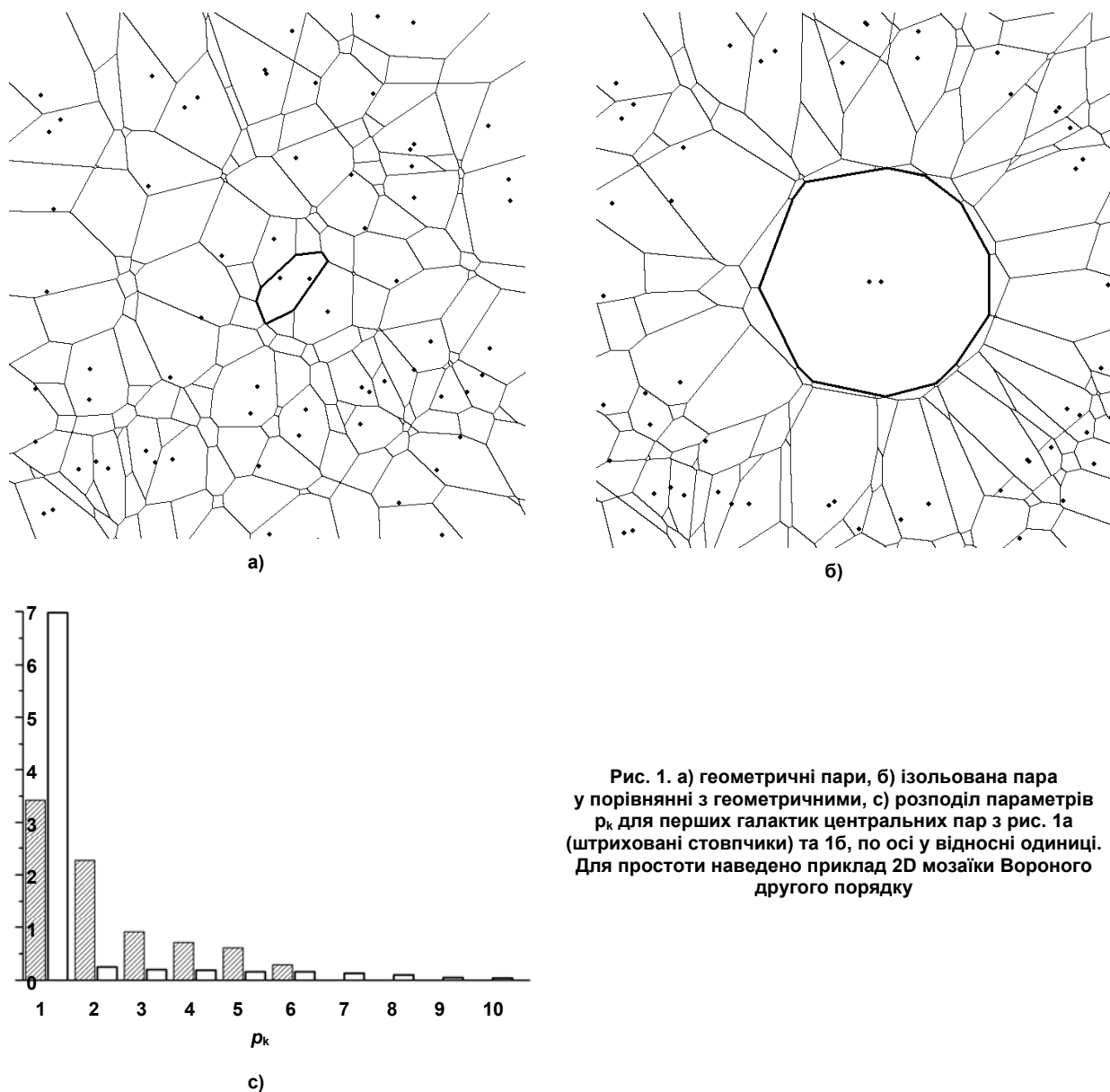


Рис. 1. а) геометричні пари, б) ізольована пара у порівнянні з геометричними, в) розподіл параметрів p_k для перших галактик центральних пар з рис. 1а (штриховані стовпчики) та 1б, по осі у відносні одиниці. Для простоти наведено приклад 2D мозаїки Вороного другого порядку

У роботі [16] критерій відбору галактик у пари базувався на тримірному методі Вороного другого порядку [24]. Виконується геометричне розбиття простору таким чином, що кожна пара галактик має спільну область, кожна точка

якої знаходиться ближче саме до даної пари галактики, ніж до будь-якої іншої пари галактик. Кожну пару галактик i, j , що утворює спільну область характеризуємо параметром $p_{i,j}$:

$$p_{i,j} = \frac{\sqrt[3]{V_{i,j}}}{m_{i,j}}, \quad (1)$$

де $V_{i,j}$ – об'єм комірки, $m_{i,j}$ – просторова відстань між галактиками (див. детальніше [16]).

Кожна галактика має кілька сусідів і свій набір параметрів $p_{i,j}$, наприклад, галактика 1 буде мати набір параметрів $p_{1,j}$. Ми поранжували цей набір величин в порядку спадання і перенумерували у p_k : $p_1(1) > p_2(1) > p_3(1) > \dots > p_k(1)$, де k – кількість сусідів першої галактики.

Геометрична пара – це дві галактики, що мають спільну область в мозаїці Вороного другого порядку, та в яких рівними є перші параметри $p_1(1) = p_1(2) = p_1$. Будемо називати p_1 – параметром ізолюваності даної галактики. Ці галактики є найближчими одна для одної, ніж до будь-якої іншої галактики (рис. 1а). Параметр p_1 характеризує ступінь ізолюваності пари. Наприклад, ізолювана тісна пара характеризується великим значенням p_1 . Це забезпечується великим значенням $V_{i,j}$ та малим $m_{i,j}$ у формулі (1), тобто сусідні галактики знаходяться дуже далеко порівняно з відстанню між галактиками пари $m_{1,2}$. На рис. 1б показано приклад ізолюваної тісної пари з великою спільною площею $V_{1,2}$, а на рис. 1с можна порівняти значення параметрів p_k для перших галактик пар з рис. 1а та 1б.

Одиночна галактика – це галактика, яка не входить до геометричної пари. Чим ізолюваніше є одиночна галактика, тим більше в неї сусідів, відстані до яких великі. Параметром, що характеризує ізолюваність одиночної галактики є:

$$s = \frac{\sum_{k=1}^n p_k}{n} \quad (2)$$

Очевидно, що чим більш ізолюваною є галактика, тим менше значення параметру s . Наша вибірка містить 4392 галактик у парах та 2394 одиночних галактик.

Результати. З формули (1) можна бачити, що параметр ізолюваності p_1 обернено пропорційний просторової відстані між галактиками, а значить залежить і від проекційної відстані R , і від різниці променевих швидкостей ΔV . На рис. 2а та 2б представлено залежності параметра ізолюваності від R та середньої квадратичної швидкості $S_v = \Delta V/2$ (випадок пари), відповідно.

У табл. 1 подано медіанні значення, квартилі R та середні квадратичні швидкості S_v у залежності від параметру ізолюваності p_1 . Значення 3.59, 5.72 та 10.17 відповідають першому, другому (медіані) та третьому квартилям, відповідно.

З рис. 2 та табл. 1 можна бачити, що p_1 залежить від проекційної відстані між галактиками. Залежність $p_1 - S_v$ слабка. Компактні пари зустрічаються у різному оточенні (великий розкид p_1), а при великих R сильно ізолюваних пар не існує. Очевидно, що для виконання критерію ізолюваності широким парам не вистачає простору без галактик. Будемо вважати, що чим більш ізолюваною є пара, тим більше ймовірність того, що вона є фізично зв'язаною. Оскільки широкі пари мають найменший ступінь ізолюваності, то вважаємо, що саме вони вносять у загальну вибірку частку випадкових утворень.

Таблиця 1. Медіанні значення та квартилі проекційної відстані між галактиками та середньої квадратичної швидкості у залежності від ступеня ізолюваності пари

Пари	N	R_{h_1} , кпк	S_v , км/с
Всі	2196	354^{+336}_{-199}	22^{+18}_{-11}
$p_1 > 3.59$	1677	252^{+217}_{-130}	20^{+15}_{-11}
$p_1 > 5.72$	1038	182^{+156}_{-91}	18^{+12}_{-10}
$p_1 > 10.17$	519	106^{+73}_{-47}	16^{+8}_{-8}

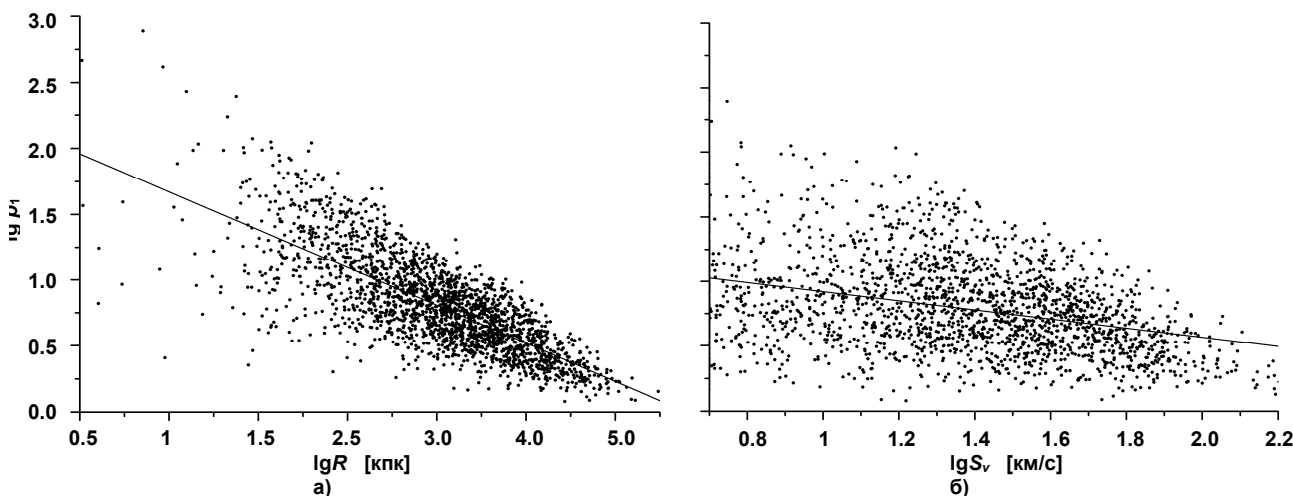


Рис. 2. Залежність параметру ізолюваності від: а) проекційної відстані між галактиками $\lg p_1 = -0.58 \cdot \lg R + 2.25$, $r = -0.76$, $SD = 0.24$; б) середньої квадратичної швидкості $\lg p_1 = -0.36 \cdot \lg S_v + 1.28$, $r = -0.37$, $SD = 0.34$, де r – коефіцієнт кореляції, SD – стандартне відхилення

Будемо порівнювати далі окремо вибірки галактик: всі, одиночні, ізолювані (в яких значення параметру ізолюваності менше першого квартиля $s < 0.57$), всі в парах, в ізолюваних парах ($p_1 > 10.17$), в компактних парах ($R < 50$ кпк). На рис. 3 представлено розподіли за абсолютною зоряною величиною всіх вибірок галактик. Можна бачити, що у цілому вибірки всіх та одиночних галактик мають більшу частку галактик низької світності, ніж галактики у парах. Найбільшу частку яскравих галактик має вибірка компактних пар, а найменшу - ізолюваних галактик. У табл. 2 подано середні значення та стандартні відхилення (SD) абсолютних зоряних величин вибірок, що розглядаються.

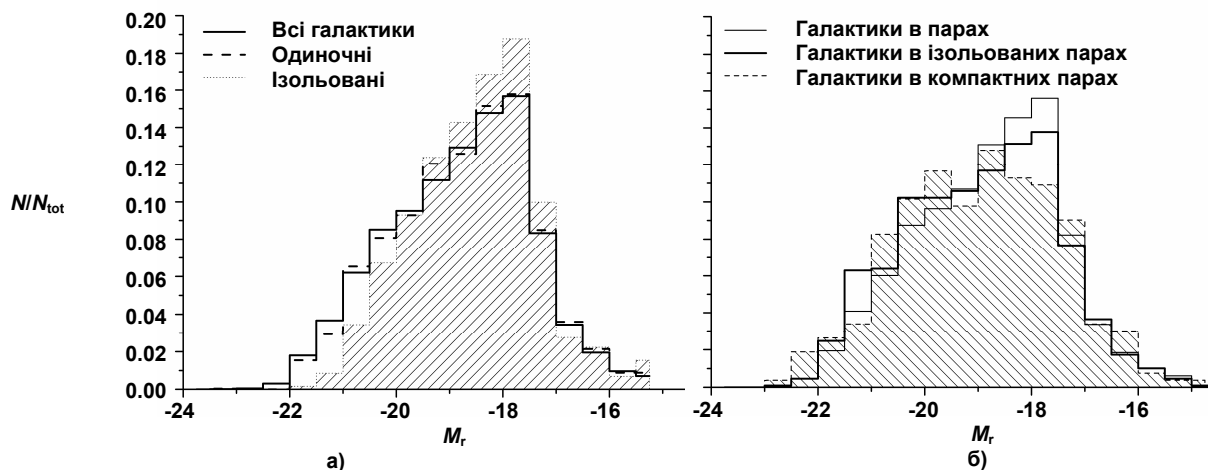


Рис. 3. Розподіли за абсолютною зоряною величиною для різних вибірок галактик

Таблиця 2. Середні значення та стандартні відхилення абсолютних зоряних величин галактик у парах у порівнянні з ізолюваними галактиками

Галактики	Всі	Одиночні	Ізолювані	В парах	В ізол. парах	В компак. парах
N	6786	2394	582	4392	1096	266
$\langle M_r \rangle$	-18.78	-18.73	-18.48	-18.81	-18.95	-18.98
SD	1.81	1.76	1.42	1.84	2.02	2.20

Ми порівняли попарно за t -критерієм середні значення та дисперсії абсолютних зоряних величин всіх вибірок та знайшли, що ізолювані галактики у середньому слабкіші, ніж інші вибірки, а галактики в ізолюваних та компактних парах, яскравіші (довірча ймовірність 0.99). При цьому середні значення вибірок - всіх галактик, одиночних та галактик у парах відрізняються не значимо (при даному рівні довірчої ймовірності), як і у середньому галактики в ізолюваних та компактних парах.

У роботі [3] показано, що залежність морфологія-густина (т.зв. ефект Дресслера [14]) виконується і для таких малонаселених систем, як пари галактик: у вибірці пар з великою проекційною відстанню між галактиками спостерігається менша частка галактик ранніх типів, ніж у вибірці компактних пар. З іншого боку, пари містять більшу частку галактик ранніх типів, ніж ізолювані галактики. Щоб перевірити чи виконуються такі залежності в нашій вибірці, ми провели грубу морфологічну класифікацію за даними, які є в SDSS: показники кольору, абсолютні зоряні величини, обернений індекс концентрації світла до центру C^8 . Як відомо, ці характеристики корелюють з морфологічним типом галактик [8, 27, 35]. На рис. 4а-е представлено двомірні карти розподілу галактик за абсолютною зоряною величиною M_r - показником кольору $u-g$. Діапазони значень M_r та $u-g$ поділено на 30 рівних частин, в кожному квадраті знайдено нормовану кількість галактик (N/N_{tot}). Контурні лінії проведені через $N/N_{tot} = 0.003$. Всі розподіли мають бімодальну форму, яка характеризує також і розподіл за морфологічними типами: пізній тип (Sa-Irr) - характеризується блакитнішим кольором та меншими світностями галактик, ранній тип (E-S0) - галактики червоніші та яскравіші [35]. Ми умовно поділили всі вибірки на ранні та пізні типи (похила лінія на рисунках, що відокремлює два "концентри") та підраховували процент галактик кожного типу для всіх вибірок. Положення лінії ми коректували також передивившись візуально близько 100 галактик. Виявилось, що у вибірці ізолюваних галактик частка галактик раннього типу майже у 2 рази менше, ніж в інших вибірках. У компактних парах найбільша частка галактик раннього типу.

На рис. 5а-е представлено двомірні карти розподілу оберненого індексу концентрації світла до центру C - показника кольору $u-g$. В роботах [8, 27] показано, що за допомогою діаграми $C - u-g$ можна грубо визначати морфологічний тип галактики. Причому галактики, що лежать у перехідній зоні (між двома конценрами) переважно мають морфологічні типи Sa-Sb, тобто ці галактики мають великий "червоний" балдж та "блакитні" спіральні рукави. Ми також перевірили цей факт за нашою вибіркою. Подібно до рис. 4 ми так само підібрали умовне значення поділу на пізні (зліва) та ранні (справа) типи. Отже, з рис. 5 також видно, що найменшу частку галактик ранніх типів містить вибірка ізолюваних галактик, а найбільшу - вибірка галактик у компактних парах.

Висновки. Методом мозаїки Вороного другого порядку ми виділили галактики у парах та одиночні галактики за даними каталогу SDSS DR5. Це дало нам змогу отримати параметри, які характеризують ступінь ізолюваності пар та одиночних галактик. Показано, що на відміну від широких пар, компактні пари (з $R \sim 50-100$ кпк) можуть зустрічатися у різному оточенні, як щільному, так і розрідженому.

⁸ Обернений індекс концентрації $C = R_{50}/R_{90}$ - відношення радіусу ізофоти, в середині якої сконцентровано 50 % яскравості галактики до радіусу ізофоти в середині якої сконцентровано 90 % яскравості галактики (за Петросьяном), детальніше див. www.sdss.org.

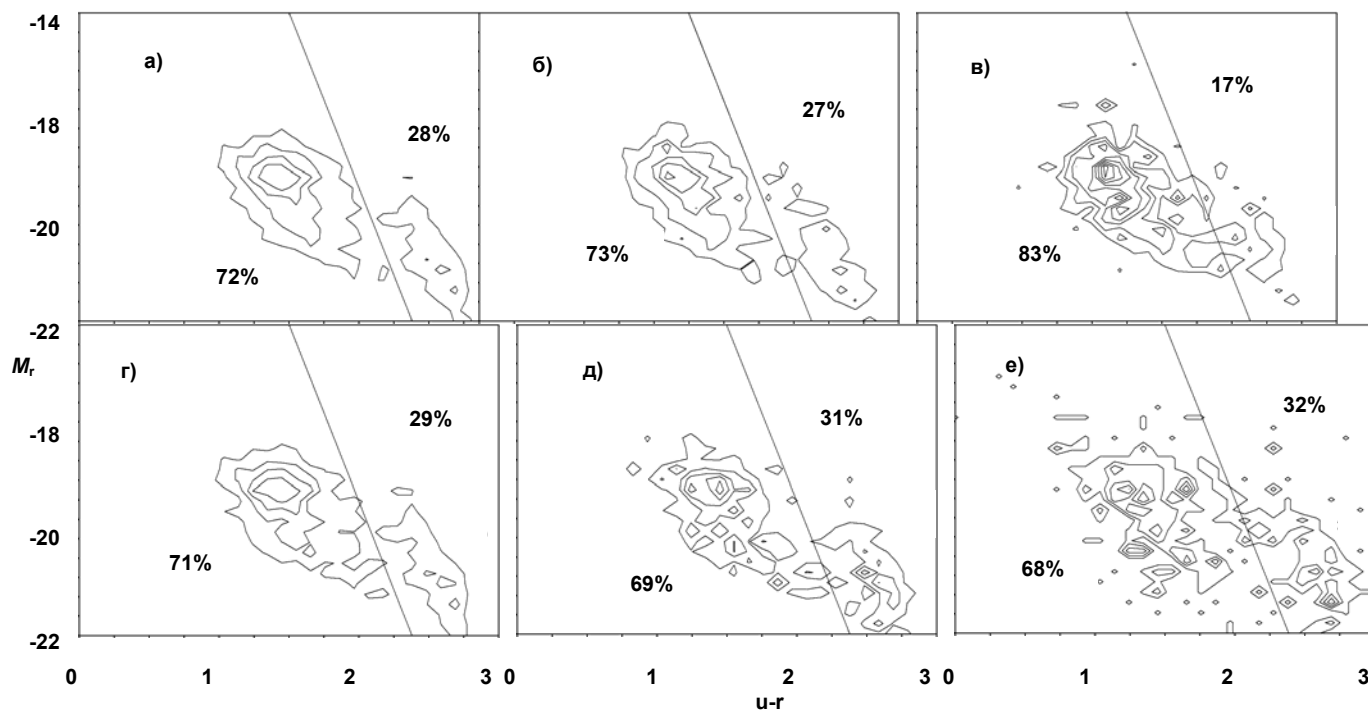


Рис. 4. Двомірна діаграма розподілу $M_r - u-r$: а) всі галактики, б) одиночні галактики, в) ізольовані галактики, г) всі галактики у парах, д) галактики у ізольованих парах, е) галактики у компактних парах. Лінія умовно відділяє пізні типи галактик (зліва) від ранніх (справа)

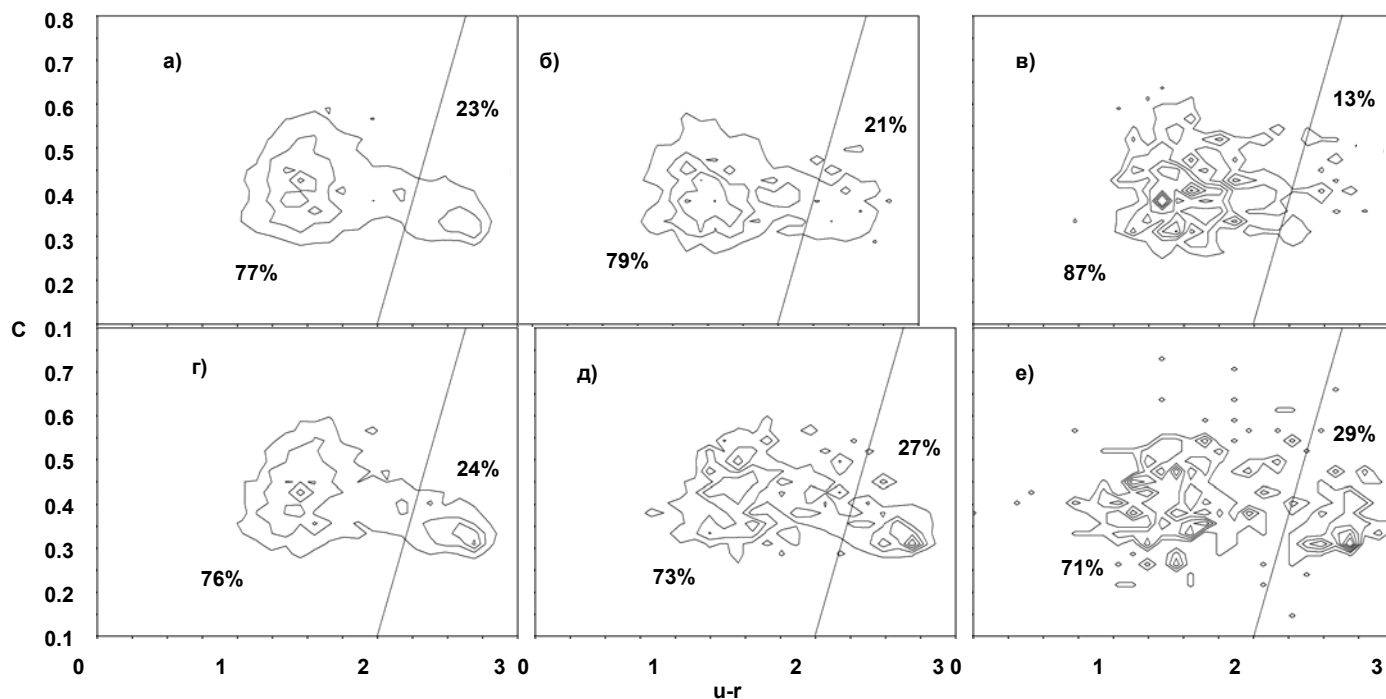


Рис. 5. Двомірна діаграма розподілу $C - u-r$: а) всі галактики, б) одиночні галактики, в) ізольовані галактики, г) всі галактики у парах, д) галактики у ізольованих парах, е) галактики у компактних парах. Лінія умовно відділяє пізні типи галактик (зліва) від ранніх (справа)

Виявлено, що галактики в парах у середньому яскравіші, ніж ізольовані. Ми провели грубу морфологічну класифікацію за двовимірними розподілами M_r – u-r та C – u-r. Виявилось, що ізольовані галактики містять 13–17% галактик ранніх типів (у залежності від розподілу), що приблизно у 2 рази менше, ніж у парах. Для порівняння у вибірці Місцевого надскупчення 11% галактик ранніх типів, а в Каталозі ізольованих галактик (КІГ) – 19% [4]. У вибірці компактних пар спостерігається найбільша частка галактик ранніх типів. Оскільки є відомим, що у тісному оточенні спостерігається більше галактик ранніх типів, ніж в розрідженому оточенні [14] і ця властивість виконується для пар [3], а ми в критерії відбору у якості вхідних параметрів не використовували світність, то вважаємо, що отримані результати свідчать про правомірність та ефективність використання методу мозаїки Вороного другого порядку для виявлення пар галактик.

Безперечно, для отримання більш "тонких ефектів", наприклад, при дослідженні відмінностей показників кольору галактик одного морфологічного типу у різному оточенні, необхідно проводити більш точну морфологічну класифікацію галактик. Такі результати ми плануємо представити в окремій роботі.

Робота частково підтримана програмою "Космомікрофізика" Національної академії наук України.

1. Воронцов-Вельяминов Б.А. Атлас и каталог взаимодействующих галактик. – М.: Из-во МГУ. – 1959.
2. Караченцев И. Д. Каталог изолированных пар галактик северного неба // Сообщ. САО. – 1972. – Вып. 7. – С. 3–92.
3. Караченцев И. Д. Двойные галактики. – М.: Наука, 1987. – 248 с.
4. Караченцева В. Е., Мельник О. В., Вавилова И. Б., Макаров Д. И. Триплеты галактик Местного Сверхскопления. 2. Вириальные и суммарные массы // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т. 21, №3 – С. 217–230.
5. Мельник О. В. Группы галактик: идентификация та фізичні властивості // Вісник КНУ ім. Тараса Шевченка. Астрономія. – 2007. – Т. 44. – С. 40–49.
6. Alonso M. S., Tissera P. B., Coldwell G., Lambas D. G. Galaxy Pairs in the 2dFGRS II. Effects of Interactions on star formation in groups and clusters // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 352. – 1081–1088.
7. Arp H. Atlas of peculiar galaxies // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1966. – Vol. 14, №1. – P. 1–85.
8. Ball N. M., Loveday J., Brunner R. J. Galaxy colour, morphology and environment in the Sloan Digital Sky Survey // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2008. – Vol. 383. – P. 907–922.
9. Barton E. G., Geller M.J., Kenyon S. J. Tidally Triggered Star Formation in close Pairs of Galaxies // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 530. – P. 660–679.
10. Barton E. G., Geller M.J., Kenyon S. J. Tidally-Triggered Star Formation in Close Pairs of Galaxies 2: Constraints on Burst Strengths and Ages // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 582. – P. 668–688.
11. Conselice C.J. Early and rapid merging as a formation mechanism of massive galaxies: empirical constraints // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 638, №2. – P. 686–702.
12. da Costa L. N., Willmer C. N. A., Pellegrini P.S., Chaves O.L., Rite C., Maia M. A. G., Geller M.G., Latham D.W., Kurtz M.J., Huchra J.P., Ramella M., Fairall A. P., Smith C., Lipari S. The Southern Sky Redshift Survey // Astron. J. – 1998. – Vol. 116. – P. 1–7.
13. De Propris R.D., Conselice C.J., Liske J., Driver S.P., Patton D.R., Graham A.W., Allen P.D. The Millenium Galaxy Catalogue: The Connection between Close Pairs and Asymmetry; Implications for the Galaxy merger Rate // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 666. – P. 212–221.
14. Dressler A. Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies // Astrophys. J. – 1980. – Vol. 236, № 1. – P. 351–365.
15. Einasto M., Einasto J., Müller V., Heinämäki P., Tucker D. L. Environmental enhancement of loose groups around rich clusters of galaxies // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol.401. – P. 851–862.
16. Elyiv A. A., Melnyk O. V., Vavilova I. B. High-order 3D Voronoi tessellation for identifying Isolated galaxies, Pairs and Triplets // Accepted in Mon. Not. Roy. Astron. Soc. (astro-ph/0810.5100)
17. Geller M. J., Kenyon S. J., Barton E.J., Jarrett T.H., Kewley L.J. Infrared Properties of Close Pairs of Galaxies // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 132. – P. 2243–2259.
18. Grutzbauch R., Trinchieri G., Rampazzo R., Held E.V., Rizzi L., Sulentic J.W., Zeilinger W.W. Small Scale Systems of Galaxies. III. X-ray detected E+S galaxy pairs in low density environments // Astron. J. – 2007. – Vol. 133. – P. 220–254.
19. Henriksen M., Cousineau S. An X-ray Survey of Galaxies in Pairs // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 511. – P. 595–611.
20. Holmberg E. A. A study of double and multiple galaxies // Annals of the Observ. Of Lund. – 1937– Vol. 6. – P. 1–5.
21. Karachentsev I.D., Makarov D.I. The Galaxy motion relative to nearby galaxies and the local velocity field // Astron. J. – 1996. – Vol. 111. – P. 794–803.
22. Lambas D. G., Tissera P.B., Alonso M.S., Coldwell G. Galaxy Pairs in the 2dF Survey. I. Effects of Interactions in the Field // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 346. – P. 1189–1196.
23. Lin L., Koo D. C., Willmer C. N. A., Patton D. R., Conselice C. J., Yan R., Coil A. L., Cooper M. C., Davis M., Faber S. M., Gerke B. F., Guhathakurta P., Newman J. A. The DEEP2 Galaxy Redshift Survey: Evolution of Close Galaxy Pairs and Major-Merger Rates up to $z \sim 1.2$ // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 617. – P. L9–L12.
24. Lindenberg R. C. Limits of Voronoi Diagrams // math-ph/0210345 – 2002.
25. Nikolic B., Cullen H., Alexander P. Star formation in close pairs selected from the Sloan Digital Sky Survey // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 355. – P. 874–886.
26. Page T. Radial Velocities and Masses of Double Galaxies // Astrophys. J. – 1952. – Vol. 116. – P. 63.
27. Park C., Choi Y.-Y. Morphology Segregation of Galaxies in Color-Color Gradient Space // Astrophys. J. – Vol. 635. – P. L29–L32.
28. Patton D. R., Grant J. K., Simard L., Pritchet C. J., Carlberg R. G., Borne K. D. A Hubble Space Telescope Snapshot Survey of Dynamically Close Galaxy Pairs in the CNOC2 Redshift Survey // Astron. J. – 2005. – Vol. 130. – P. 2043–2057.
29. Patton D.R., Carlberg R. G., Marzke R.O., Pritchet C. J., da Costa L. N., Pellegrini P.S. New techniques for relating dynamically close Galaxy Pairs to Merger and Accretion Rates: Application to the SSRS2 Redshift Survey // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 536. – P. 153–172.
30. Patton D. R., Pritchet C. J., Carlberg R. G., Marzke R. O., Yee H. K. C., Hall P. B., Lin H., Morris S. L., Sawicki M., Shepherd C. W., Wirth G. D. Dynamically Close Galaxy Pairs and Merger Rate Evolution in the CNOC2 Redshift Survey // Astron. J. – 2002. – Vol. 565. – P. 208–222.
31. Peterson S. D. Double galaxies. I - Observational data on a well-defined sample // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1979. – Vol. 40. – P. 527–575.
32. Soares D.S.L. The identification of physical close galaxy pairs // Astron. J. – 2007. – Vol. 134. – P. 71–76.
33. Toomre J. Galactic bridges and tails // Astrophys. J. – 1972. – Vol. 178, №3. – P. 623–666.
34. Turner E. L. Binary galaxies. I. A well-defined statistical sample // Astrophys. J. – 1976. – Vol. 208. – P. 20–29.
35. van den Bergh S. Some musings on galaxy morphology, galactic colors and the environments of galaxies // Astron. J. – 2007. – Vol. 134. – P. 1508–1514.
36. Verley S., Leon S., Verdes-Montenegro L., Combes F., Sabater J., Sulentic J., Bergond G., Espada D., Garcia E., Lisenfeld U., Odewahn S. C. The AMIGA sample of isolated galaxies. V. Quantification of the isolation // Astron. Astrophys. – 2007. – Vol. 472. – P. 121–130.
37. Vorontsov-Velyaminov B.A., Noskova R.I., Arkhipova V.P. The catalogue of interacting galaxies by Vorontsov-Velyaminov. // Astron. Astrophys. Trans. – 2001. – Vol. 20. – P. 717–959.
38. Woods D. F., Geller M.J., Barton E.J. Tidally Triggered Star Formation in Close Pairs of Galaxies: Major and Minor Interactions // Astron. J. – 2006. – Vol. 132. – P. 197–209.
39. Xu C.K., Sun Y.C., He X.T. The Near-Infrared Luminosity Function of Galaxies in Close Major-Merger Pairs and the Mass Dependence of the Merger Rate // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 603. – P. L73–L76.

УДК 524.8

В. Слюсар, О. Александров, В. Жданов

МОДЕЛЮВАННЯ КРИВИХ БЛИСКУ МІКРОЛІНЗОВАНОГО ПРОТЯЖНОГО ДЖЕРЕЛА

Проведено порівняння коефіцієнтів підсилення мікролінзованого протяжного джерела для гауссівської (G) та степеневої (PL) моделей з моделлю акреційного диску (AD). Розраховано криві підсилення при рівномірному русі джерела на шляху протягом $5R_E$ для 100 реалізацій поля точкових мікролінз з оптичною глибиною $\sigma_m = 0.4$ та зсувом $\gamma = 0.4$. Відмінність кривих блиску AD від G та PL моделей у подіях мікролінзування з великим підсиленням сягає $8\pm 12\%$ для розміру джерела $0.05 \pm 0.1R_E$. Також проведено порівняння коефіцієнтів підсилення для розглянутих моделей у наближенні прямолінійної каустики.

We compare amplification factors of a microlensed extended source for Gaussian (G), power-law (PL) and accretion disk (AD) models. The amplification curves are calculated for the source uniform motion on a track of about $5R_E$ for 100 realization of point microlens field corresponding to optical depth $\sigma_m = 0.4$ and shear $\gamma = 0.4$. Average value of maximum deviation of AD from G and PL models in high amplification events amounts to $8\pm 12\%$ for source radii of $0.05 \pm 0.1R_E$. We also compare the results obtained for the above models in the linear caustic approximation.

1. Вступ. В позагалактичній гравітаційно-лінзовій системі (ГЛС) спостерігаються декілька зображень одного квазара. Порівнюючи криві блиску різних зображень, можна виділити варіації їх інтенсивності, що виникають внаслідок мікролінзування незалежно від власних коливань блиску квазара [1, 3, 6, 17]. Як було відзначено в піонерській роботі [12], це дає принципову змогу аналізувати структуру джерела в подіях мікролінзування з великим підсиленням (ПВП), що пов'язані з перетином каустики в площині джерела. Але відновлення розподілу інтенсивності по диску джерела є математично некоректною задачею, тому основні зусилля в цьому напрямку наразі націлені на оцінку розмірів квазара в рамках конкретних моделей джерела. Для подібних досліджень ГЛС Q2237+0305 ("Хрест Ейнштейна") є одним з найбільш зручних об'єктів. В цій системі ПВП неодноразово спостерігалися групами OGLE [21] і GLITP [7]. Оцінки розмірів джерела проводилися в роботах [2, 5, 19, 22–25] в оптичному діапазоні. Також обговорюються можливості відрізнити в процесах мікролінзування різні моделі розподілу яскравості (РЯ) по диску джерела [4, 8, 10, 11, 13–15, 20]. Тут треба відокремити два питання: (i) чи є прояви структури в кривих блиску, що вже спостерігалися, зокрема, в системі Q2237+0305; (ii) чи можливо виділити такі прояви в принципі на існуючому рівні точності фотометричних спостережень в декілька сотих зоряної величини. Зокрема, автори роботи [13] відзначають, що зі спостережними даними GLITP сумісні лише моделі акреційного диску (див. тж. [8, 11]). Цілком зрозуміло, що наявність потужного акреційного диску у центрі квазара наразі не викликає сумнівів, втім, як і те, що вигляд реального акреційного диску може суттєво відрізнитися від його спрощених моделей [9, 18]. Але тут йдеться про те, що певну модель можна визначити зі спостережних даних; а це твердження є неочевидним з огляду на точність спостережень. Так, за результатами роботи [15], вплив структури на мікролінзові варіації значно менший ніж вплив розмірів. Як пишуть автори [15], можна моделювати акреційний диск будь-яким центрально-симетричним профілем яскравості – гауссівським, однорідним або іншим і модель даватиме в межах похибок однакові результати аби був правильно вибраний розмір джерела. В [4] різні моделі РЯ застосовувалися до аналізу даних OGLE та GLITP; результати порівняння також показали, що в різних моделях джерела криві блиску для різних РЯ несуттєво відрізняються в околі ПВП. Ці висновки потребують додаткового вивчення, оскільки робота [15] пов'язана лише з двома реалізаціями поля мікролінз, а в [4] порівняння проводилося у простій моделі каустики. В цьому зв'язку доцільно провести прямий статистичний розгляд коефіцієнта підсилення різних типів джерела з використанням багатьох реалізацій поля мікролінз.

У даній роботі, як перший крок, ми проводимо такий аналіз для значення зсуву $\gamma = 0.4$ та без неперервного матерії на промені зору. В п. 2 подано основні співвідношення для трьох моделей джерела, що використовуються в роботі: гауссівської, степеневої та акреційного диску. В п. 3 розраховано криві блиску в околі перетину джерелом регулярної точки каустики; така ситуація є досить ймовірною в подіях мікролінзування з великим підсиленням. В п. 4 цей випадок розглянуто за допомогою наближення лінійної каустики. В п. 4 подано результати прямих статистичних розрахунків коефіцієнта підсилення при лінійному русі джерела для багатьох реалізацій поля точкових мікролінз з оптичною густиною мікролінзування $\sigma_m = 0.4$. Вибір параметрів відповідає зображенням А, В у ГЛС "Хрест Ейнштейна" згідно з роботою [15].

2. Вихідні співвідношення. Для загального лінзового відображення $\zeta = (\zeta_1, \zeta_2) \rightarrow \mathbf{r} = (x, y)$ підсилення протяжного джерела визначається формулою:

$$K = \frac{\iint_{\Omega} P(\mathbf{r}(\zeta)) d^2\zeta}{\iint_{\Omega} P(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}}, \quad (1)$$

де інтегрування проводиться по всій площині зображень $\zeta = (\zeta_1, \zeta_2)$, $P(\mathbf{r})$ – розподіл яскравості по диску джерела. Для центрально-симетричного джерела покладемо $P(x, y) = F_R(r)$, де R характеризує розмір джерела, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Далі ми розглядаємо центрально-симетричне джерело та використовуємо радіус половинної яскравості $R_{1/2} = R / \sqrt{\ln 2}$, де R визначається умовою

$$\int_0^R F_R(r) r dr = \frac{1}{2} \int_0^\infty F_R(r) r dr ;$$

множник у виразі для $R_{1/2}$ визначений так, щоби для гаусівського джерела $R_{1/2}$ співпадав із середньоквадратичним радіусом.

Далі розглядаємо степеневий РЯ, для якого

$$F_R(r) = \frac{(p-1)}{\pi R^2 [1 + (r/R)^2]^p}, \quad p > 1, \quad (2)$$

і гаусівський РЯ

$$F(r) = \frac{1}{\pi R^2} \exp\left[-(r/R)^2\right]. \quad (3)$$

Інтегральна яскравість нормована на одиницю. У випадку степеневого РЯ радіус половинної яскравості дорівнює

$$R_{1/2} = R \cdot \sqrt{\frac{2^{1/(p-1)} - 1}{\ln(2)}},$$

а середньоквадратичний радіус – $R_{rms} = R/(p-2)^{1/2}$ ($p > 2$). Гаусівський РЯ, для якого $R = R_{rms} = R_{1/2}$, є граничним для степеневих РЯ (2) при фіксованому R_{rms} і $p \rightarrow \infty$.

Ми розглядаємо також модель акреційного диску [18] з розподілом

$$F_R(r) = \frac{3R\theta(r-R)}{2\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R}{r}}\right); \quad (4)$$

тут $\theta(x)$ – функція Хевісайда. Для цього РЯ середньоквадратичний радіус розбігається, а $R_{1/2} = 4R/\sqrt{\ln 2}$. За $r \gg R$ розподіл (4) переходить у степеневий з $p = 3/2$.

Розподіли, що тут розглядаються, відповідають положенню диска перпендикулярно до променя зору. Ми не розглядаємо моделі, що більш точно враховують структуру акреційного диска у близькому околі чорної діри Керра, оскільки центральна область, де релятивістські ефекти є суттєвими, вносить невеликий вклад у загальне випромінювання диска в оптиці (див., напр., обговорення в [2]). З іншого боку, усі розглянуті типи РЯ задовільно апроксимують наявні дані спостережень [4].

3. Коефіцієнти підсилення в наближенні лінійної каустики. Поблизу каустики основний внесок в зміни підсилення яскравості дає пара зображень, що виникає при перетині каустики. В наближенні лінійної каустики коефіцієнт підсилення точкового джерела, що враховує сумарну яскравість зображень поблизу каустики, подається асимптотичною формулою $K(x_c) = A(x_c)^{-1/2}$, де x_c – відстань центру джерела до каустики, коефіцієнт A називають силою каустики. Обговорення точності наближення див. у [10]. В разі протяжного джерела коефіцієнт підсилення обчислюється за допомогою згортки з (2), (3) або (4), що еквівалентно формулі (1). На рис. 1 показано обчислені таким чином коефіцієнти підсилення при $A = 1$.

Як видно з рис. 1, відмінність різних моделей досить значна, вона сягає 10÷15% максимального значення. Але при опрацюванні спостережних даних підгонка за допомогою асимптотичних формул в околі каустики включає невідомий коефіцієнт A та ще один адитивний параметр, що враховує внесок інших зображень, який практично не змінюється протягом подій з великим підсиленням, але впливає на висоту кривої. Тому різниця кривих, що отримуються в результаті припасування спостережуваних кривих блиску, виходить меншою. Результати подібного припасування, в процесі якого проведено нормування кривих та підбиралися адитивні поправки для коефіцієнтів підсилення, показано на рис. 2; тут відмінності різних моделей вкладаються в 5÷8%.

4. Коефіцієнти підсилення в різних моделях джерела, мікролінзованого багатьма точковими масами. Рівняння мікролінзування без неперервної матерії на промені зору має стандартний вигляд [17]

$$\mathbf{r} = \left\| \begin{matrix} 1-\gamma & 0 \\ 0 & 1+\gamma \end{matrix} \right\| \mathbf{z} - \sum_{i=1}^N \frac{R_E^2 (\mathbf{z} - \mathbf{z}_i)}{|\mathbf{z} - \mathbf{z}_i|^2}, \quad (5)$$

де $\mathbf{z}_i$ – положення мікролінз, маси яких вважаються однаковими, γ – зовнішній зсув, R_E – радіус кільця Ейнштейна однієї мікролінзи; в розрахунках покладено $R_E = 1$. Для розрахунку коефіцієнтів підсилення було складено програму, що обчислює інтеграл (1) для довільних положень N точкових мас-мікролінз; координати мікролінз генерувалися випадково із заданою оптичною глибиною мікролінзування $\sigma_m = 0.4$ та з однорідним розподілом усередині колової області. Для обчислення інтегралу (1) будувалася карта коефіцієнтів підсилення малого джерела, аналогічно відомому методу "стрільби променями" (ray shooting); згортка з цим розподілом дозволяє обчислити (1) для різних РЯ та різних положень джерела. В цій роботі ми обмежилися розрахунками без неперервної густини матерії за відносно невеликого зовнішнього зсуву $\gamma = 0.4$; вибір параметрів γ, σ_m зроблено як у роботі [15] (що відповідає зображенням А, В в моделі [16]). Параметри моделювання подано у табл. 1. Для вибраної траєкторії джерела в центрі області інтегрування збільшення розміру області мікролінз чи області інтегрування практично не приводило до зміни результатів; це ж саме стосується зменшення кроку інтегрування.

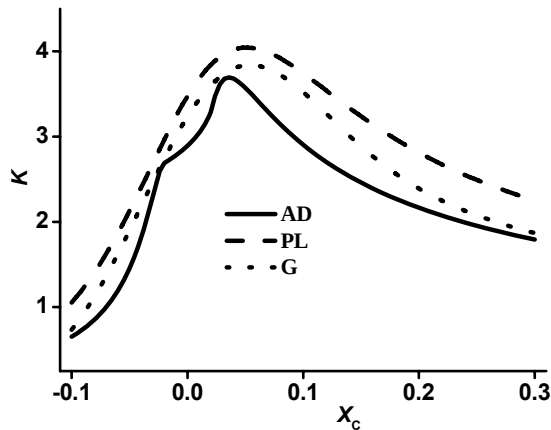


Рис. 1. Коефіцієнти підсилення гаусівського джерела (пунктир), степеневого джерела ($p = 3$, штрихова лінія) та в моделі (3) акреційного диску (суцільна лінія)

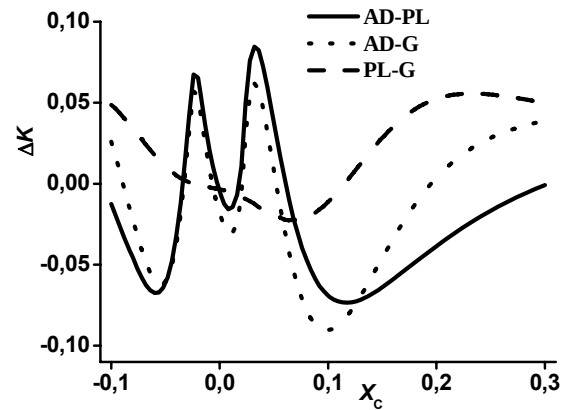


Рис. 2. Різниця коефіцієнтів підсилення в різних моделях після припасування

Таблиця 1. Параметри моделювання поля мікролінз та траєкторії джерела ($R_E = 1$)

Число мікролінз	1441
Радіус поля мікролінз	60
Зовнішній зсув	0.4
Оптична густина мікролінз	0.4
Повний шлях джерела	5
Розмір області інтегрування в формулі (1)	60
Крок інтегрування по OX та OY (розмір пікселя)	0.01

Далі подано приклад чисельного моделювання кривих блиску для вибраної реалізації поля мікролінз в разі лінійних траєкторій руху центру джерела. Приклад розподілу підсилення показано на рис. 3.

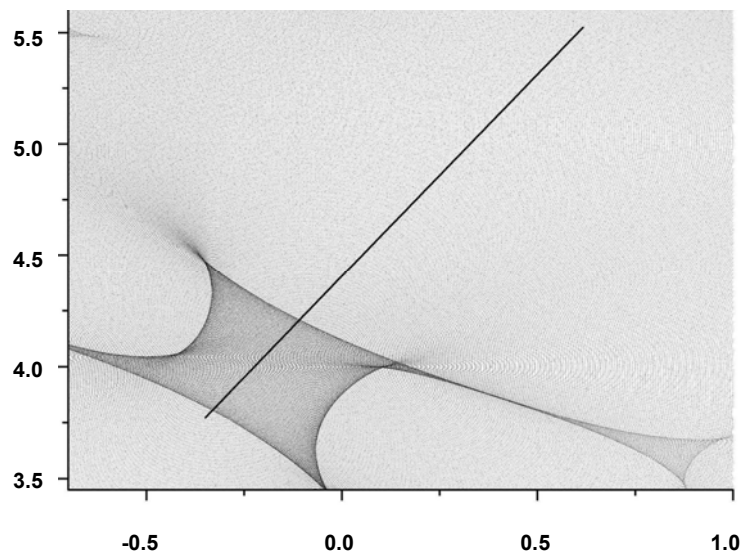


Рис. 3. Карта розподілу коефіцієнтів підсилення малого джерела у площині зображень і траєкторія джерела, для якої побудовані криві на рис. 4 (темніші ділянки відповідають більшому підсиленню)

Відповідні криві коефіцієнтів підсилення протяжних джерел показано на рис. 4 для трьох моделей джерела (2), (3), (4) при $R_{1/2} = 0.05, 0.1$.

Для статистичної оцінки розглянуто більше 100 реалізацій розподілу мікролінз, для яких побудовано криві коефіцієнтів підсилення (аналог кривих блиску) для усіх моделей джерела. За характеристику відхилення коефіцієнтів підсилення між моделями i, j вибрано відносну величину

$$\eta = 2 \max \left(\frac{|K_i(t) - K_j(t)|}{K_i(t) + K_j(t)} \right), \quad (6)$$

де максимум обчислюється на усьому шляху джерела. У табл. 2 наведені значення цієї величини $\langle \eta \rangle$, отримані після усереднення по усіх реалізаціях рівномірного розподілу поля мікролінз для розмірів джерела $R_{1/2} = 0.05, 0.1$.

Зауважимо, що проводилися розрахунки також при $R_{1/2} = 0.15$, але ці результати мало відрізняються від випадку з $R_{1/2} = 0.1$ і тому тут не показані.

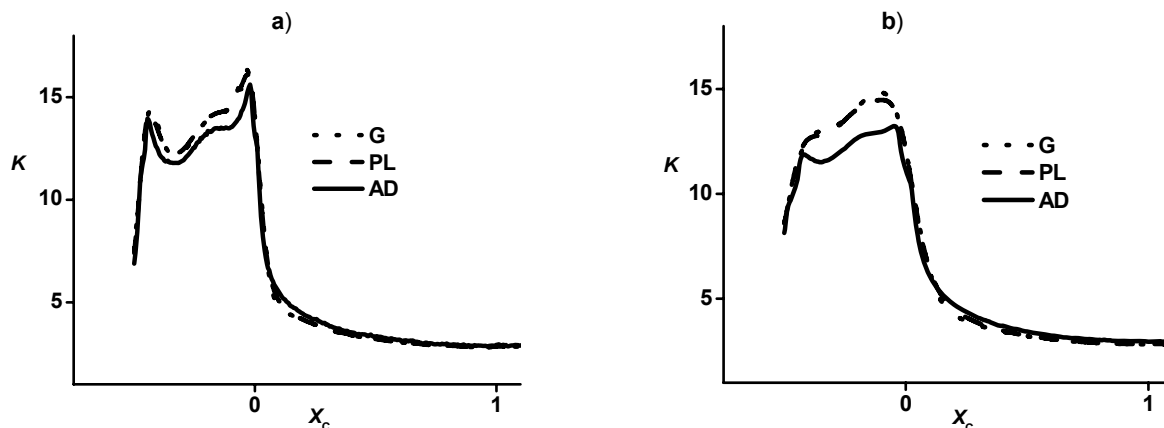


Рис. 4. Криві коефіцієнтів підсилення гаусівського джерела (пунктирна лінія), степеневого джерела ($p = 3$, штрихова лінія) та в моделі акреційного диску (суцільна крива) для $R_{1/2} = 0.05$ (а) та $R_{1/2} = 0.1$ (б).
Перші дві криві на графіках практично зливаються

Таблиця 2. Результати статистичної оцінки максимальної різниці між кривими підсилення у різних моделях

Розмір джерела	0.05	0.1
$\langle \eta \rangle$: Гаусс – степеневий ($p=3$)	0.05 ± 0.02	0.04 ± 0.011
$\langle \eta \rangle$: Гаусс – АД	0.14 ± 0.04	0.13 ± 0.03
$\langle \eta \rangle$: Степеневий ($p=3$) – АД	0.11 ± 0.02	0.104 ± 0.018

5. Обговорення. Розрахунки кривих підсилення – як проведені в наближенні лінійної каустики (п. 3), так і прямі обчислення (п.4) – показують, що підсилення акреційного диску (4) з дірою усередині досить сильно (приблизно на $8 \div 12\%$) відрізняється від інших розглянутих типів джерела, тоді як різниця між моделями з гаусівським та степеневим ($p = 3$) РЯ в 2–3 рази менша. Якщо виходити з точності фотометричних вимірювань $0.02 \div 0.03 m$, то відмінності моделі (4) від моделей (2),(3), в принципі, можуть бути помічені у спостереженнях кривих блиску в ГЛС. Відмінності між моделями дещо зменшуються зі збільшенням розміру джерела. Висновки обмежені конкретними моделями джерела (2), (3), (4), що використовувалися.

Коли протягне джерело знаходиться далеко від каустик, його підсилення практично збігається з підсиленням точкового джерела. Тому зрозуміло, що оцінки стосуються, в першу чергу, подій з великим підсиленням, що відповідають або перетинам каустик, або проходженням джерела поблизу каустик гравітаційно-лінзової системи, зокрема, біля каспових точок. Слід мати на увазі, що отримана оцінка може бути дещо завищеною у порівнянні з спостережною ситуацією, оскільки вона пов'язана з усіма можливими реалізаціями поля мікролінз. Події з великим підсиленням, що спостерігалися в ГЛС "Хрест Ейнштейна", відповідають конкретній реалізації мікролінз, для якої відмінності різних моделей може бути не настільки значуща. Скоріше за все в цій ГЛС події з великим підсиленням відповідають проходженню джерела поблизу регулярної точки каустики [2, 5, 11, 13, 19], тоді як у статистичному моделюванні розглядаються усі можливі траєкторії, у тому числі, з проходженням поблизу каспів. Крім того, оптимальне припасування спостережних даних на практиці дає дещо різні значення радіуса половинної яскравості, тобто відмінності різних моделей при однакових значеннях радіусу не завжди є мінімальними; незалежна підгонка ці відмінності навпаки зменшує. Тут ситуація подібна на ту, яка розглянута в п. 2 для наближення лінійної каустики.

Разом із тим відзначимо, що моделювання за допомогою наближення лінійної каустики має суттєвий недолік. Воно є ефективним лише на відстані від каустики порядку розміру джерела за умови, що розмір джерела значно менший за радіус кривини каустики, і не працює в області, де джерело можна розглядати як точкове. В результаті цього при підгонці спостережних даних використовується лише невелика область кривих блиску, де менш відчутні відмінності різних моделей. Можливі шляхи по усуненню цього недоліку можуть бути пов'язані з комбінуванням більш точних формул для коефіцієнтів підсилення з чисельно-статистичними методами типу розглянутих у [14].

Роботу частково підтримано програмою "Космомікрофізика" НАН України.

1. Блюх П.В., Минаков А.А. Гравитационные линзы. – К., 1989.
2. Богданов М.Б., Черепашук А.М. Восстановление стрип-распределения яркости в аккреционном диске квазара по данным наблюдений гравитационного микролинзирования // Астрон. журн. – 2002. – Т. 79, №8. – С. 693–701.
3. Захаров А.Ф. Гравитационные линзы и микролинзы. – М., 1997.
4. Федорова Е.В., Александров А.Н., Жданов В.И. Модели источника в гравитационно-линзовой системе Q2237+0305 и события с высоким усилением // Вісник Астрономічної Школи. – 2004. – Т.5, №1-2. – С.229–235.
5. Шаліпін В.Н. Пересечение каустики в гравитационной линзе Q2237+03 // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, №3. – С. 180–186.
6. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б., Жданов В.І., Кудря Ю.М., Парновський С.Л., Федорова О.В., Хміль С.В. Загальна теорія відносності: випробування часом. – К., 2005.
7. Alcalde D., Mediavilla E., Moreau O. et al. QSO 2237+0305 VR light curves from Gravitational Lenses International Time Project optical monitoring // Astrophys. J. – 2002. – Vol. 572. – P. 729–734.

8. Anguita T., Schmidt R.W., Turner E.L., Wambsganss J., Webster R.L., Loomis K.A., Long D., McMillan R. The multiple quasar Q2237+0305 under a microlensing caustic // *Astron. Astrophys.* – 2008. – Vol. 480, Is. 2. – P. 327–334.
9. Elvis M. A Structure for Quasars // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 545. – P. 63–76.
10. Fedorova O.V., Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+0305 // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.* – 2005. – Вип. 41–42. – С. 49–54.
11. Gil-Merino R., Gonzalez-Cadefo J., Goicoechea L.J., Shalyapin V.N., Lewis G.F. Is there a caustic crossing in the lensed quasar Q2237+0305 observational data record? // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 371 – P. 1478–1482.
12. Grieger B., Kayser R., Refsdal S. Gravitational microlensing as a clue to quasar structure // *Astron. Astrophys.* – 1988. – Vol. 194. – P. 54–64.
13. Goicoechea L.J., Alcalde D., Mediavilla E., Munoz J.A. Determination of the properties of the central engine in microlensed QSOs // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 397. – P. 517–525.
14. Kochanek C.S. Qualitative interpretation of quasar microlensing light curves // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 605. – P. 58–77.
15. Mortonson M.J., Schechter P.L., Wambsganss J. Size is everything: universal features of quasar microlensing with extended sources // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 628, Is. 2. – P. 594–603.
16. Schmidt R., Webster R., Lewis G. Weighing a galaxy bar in the lens Q2237+0305 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1998. – Vol. 295. – P. 488–496.
17. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses. – N.Y., 1992.
18. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* – 1973. – Vol. 24. – P. 337–355.
19. Shalyapin V.N., Goicoechea L.J., Alcalde D. et al. The nature and size of the optical continuum in QSO 2237+0305 // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 579. – P. 127–135.
20. Vakulik V.G., Schild R.E., Smirnov G.V., Dudinov V.N., Tsvetkova V.S. Q2237+0305 source structure and dimensions from light curves simulation // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 382, Is. 2. – P. 819–825.
21. Wozniak P., Alard C., Udalski A. et al. The optical gravitational lensing experiment monitoring of QSO 2237+0305. A Hunt for Caustic Crossings // *Astron. J.* – 2000. – Vol. 529. – P. 88–92.
22. Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L. A measurement of the transverse velocity of Q2237+0305 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1999. – Vol. 309, Is. 1. – P. 261–272.
23. Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L. Interpretation of the OGLE Q2237+0305 microlensing light-curve (1997–1999) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 318, Is. 4. – P. 1120–1130.
24. Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L., Mortlock D.J., The rate of caustic crossing microlensing events for Q2237+0305 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 315. – P. 337–344.
25. Yonehara A. Evidence for a source size of less than 2000 AU in Quasar 2237+0305 // *Astron. J.* – 2001. – Vol. 548. – P. L127–L130.

Надійшла до редколегії 07.07.08

УДК 524.8

О. Федорова

БІНАРНЕ ГРАВІТАЦІЙНЕ МІКРОЛІНЗУВАННЯ ПОЗАГАЛАКТИЧНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Промодельовано астрометричні та фотометричні прояви сильного гравітаційного мікролінзування позагалактичних джерел випромінювання двома точковими масами. Розглянуто окремі найбільш характерні випадки бінарного мікролінзування; враховано також вплив фонового гравітаційного поля віддалених мас та можливу наявність неперервно розподіленої матерії поблизу променя зору. Моделювання проведено для гаусієвського і степеневого розподілу яскравості по диску джерела випромінювання, а також для розподілу, типового для акреційного диску в моделі Шакура-Сюняєва, із використанням методу пострілів променями.

Astrometric and photometric appearances of an extragalactic source's binary gravitational microlensing are modeled. The most typical cases of binary microlensing are considered; background gravitational field of remote masses and a possible influence of continually distributed matter near the line-of-sight are also taken into account. For to model gravitational microlensing of a Gaussian source, power-law source and Shakura-Sunayev accretion disk, ray-shooting method was applied.

1. Вступ. Гравітаційне мікролінзування (ГМ) є одним з найбільш важливих випадків гравітаційного лінзування (ГЛ) наряду з гравітаційним макролінзуванням, від якого воно відрізняється за величинами характерних мас лінзуючих об'єктів та часовими масштабами. В позагалактичних системах макролінзування породжує декілька майже статичних зображень об'єкту, суттєвою ж відмінністю мікролінзування є те, що це явище є суттєво динамічним. Окремо виділяють галактичне ГМ (ГЛ зір Галактики або її найближчого оточення компактними масами в Галактиці) та позагалактичне (лінзування позагалактичних об'єктів, таких як квазари або гама-спалахи, на зорях або зореподобних об'єктах, що належать до галактик, які відіграють роль макролінз). У даній роботі розглянуто позагалактичне мікролінзування квазарів.

Характерний часовий масштаб розвитку процесу позагалактичного ГМ складає тижні або місяці. Слід зауважити, що відстань між мікро-зображеннями позагалактичних об'єктів складає мікросекунди дуги, тобто на сучасному рівні їх неможливо розділити у спостереженнях [4, 17]. Втім, в зв'язку з перспективами мікросекундної астрометрії набувають особливу актуальність ефекти не тільки фотометричного, а й астрометричного мікролінзування.

Фотометричні прояви ГМ є на цей час одним з основних джерел даних для дослідження будови квазарів в ГЛС та розподілу мас в лінзуючих об'єктах. При цьому найбільш цінними є спостереження подій мікролінзування з великим підсиленням, що дозволяють досліджувати будову джерела та локальні характеристики ГЛС за відносно невеликий проміжок часу. Такі ефекти спостерігалися в оптичному діапазоні (спостереження OGLE, GLITP [7, 26]). Зауважимо, що в радіодіапазоні розмір випромінюючої області дуже великий порівняно з характерним радіусом Ейнштейна мікролінз, тому ефекти ГМ тут непомітні. В рентгенівському діапазоні останнім часом також відбулося суттєве зростання точності позиціонування (особливо слід відмітити космічну місію Chandra, роздільна здатність якої дозволяє відокремити макрозображення навіть в гравітаційно-лінзовій системі "Хрест Айнштейна" [13], також є перспективними в цьому сенсі рентгенівські супутники XMM-Newton та Swift), що робить актуальним в цій області по крайній фотометричний аспект мікролінзових явищ.

У літературі докладно розглядалися питання астрометричного ГМ галактичних об'єктів [8, 14, 22, 23], питання позагалактичного астрометричного ГМ вивчені трохи менше [6, 12, 17]. Принципова різниця між галактичним та позагалактичним ГМ полягає у відсутності необхідності враховувати фонове гравітаційне поле відділених від променя зору масивних об'єктів під час галактичного ГМ, тоді як при позагалактичному ГМ фоновий вплив є значним і не мо-

же бути знехтуваним. Через це найбільш популярна при моделюванні явища галактичного ГМ модель гравітаційної мікролінзи Шварцшильда (яка являє собою матеріальну точку зоряної маси, і має аналітичні розв'язки) не є адекватною для позагалактичного ГМ. Тут найчастіше за все розглядається так звана збурена лінза Шварцшильда, або ж лінза Чанга-Рефсдала. Така модель, яка враховує також вплив фонового поля та протяжної матерії поблизу променя зору, вже не має аналітичних розв'язків в загальному випадку, хоча дає змогу аналітично описати критичні криві (розв'язок рівняння критичної кривої для лінзи Чанга-Рефсдала можна знайти у монографії [25]). Частіше для процесів позагалактичного ГМ ця модель є достатньою, проте, наявність декількох (або навіть великої кількості) мікролінз поблизу променя зору породжує ситуації, коли астрометричні та фотометричні прояви ГМ відрізняються від результатів, які можуть бути одержані, виходячи з моделі Чанга-Рефсдала. В таких випадках виникає потреба моделювати процес кратного мікролінзування, найпростішим варіантом якого є бінарне ГМ.

Бінарне мікролінзування досліджено значно слабше [9, 11, 18, 19], причому досліджується переважно галактичне бінарне ГМ. Для цього випадку ще можливий аналітичний розв'язок рівняння критичної кривої у параметричному вигляді [9]. Для позагалактичного бінарного ГМ, з урахуванням впливу фонового поля та неперервної матерії, в загальному випадку не існує аналітичних розв'язків ні для траєкторій зображень, ні для критичних кривих.

У даній роботі розглянуто саме такий варіант позагалактичного ГМ; для відтворення кривих підсилення та траєкторій центру яскравості зображень джерела використано чисельне моделювання. Наведені в роботі випадки ілюструють ситуації, типово відмінні від можливих у процесі ГМ мікролінзою Чанга-Рефсдала. Результати роботи, з певними застереженнями, можуть відбивати властивості реальних процесів ГМ в позагалактичних ГЛС.

2. Основні співвідношення. Нормалізоване рівняння лінзи має вигляд [25]:

$$\zeta = \mathbf{Ar} - s \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^2} R_i^2 \quad (1)$$

де $\mathbf{r}$ – нормалізоване положення зображення джерела на небесній сфері (із декартовими координатами x та y); ζ – нормалізоване незбурене положення джерела випромінювання (із декартовими координатами ξ та η); $\mathbf{r}_i$ – нормалі-

зовані положення мікролінз із радіусами Айнштейна $R_i = \left(\frac{4Gm_i D_{LS}}{c^2 D_L D_S |1 - \bar{\sigma}|} \right)$ (тут маса мікролінзи, відстані між лінзою та

джерелом, лінзою та спостерігачем, джерелом та спостерігачем; нормалізована густина неперервної матерії поблизу променя зору, або конвергенція; універсальна гравітаційна стала; швидкість світла у вакуумі); $\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1-\gamma & 0 \\ 0 & 1+\gamma \end{pmatrix}$ –

матриця фонового зсуву (γ – нормалізований фоновий зсув, спричинений гравітаційними полями віддалених від променя зору масивних об'єктів); $s = \text{sign}(1 - \bar{\sigma})$ – знаковий множник, пов'язаний із густиною неперервної матерії поблизу від променя зору. З якісної точки зору є два класи випадків згідно із знаком s , які, згідно термінології, прийнятий в [5], відповідають знаходженням мікролінзи зоні *макро-каустичного світла* ($s=1$, або випадок із докритичною конвергенцією) або в зоні *макро-каустичної тіні* ($s=-1$, або випадок із надкритичною конвергенцією). При перетині джерелом каустики два зображення зливаються (якщо джерело до цього знаходилось в зоні мікро-каустичного світла) чи виникають (джерело знаходилось в зоні мікро-каустичної тіні) на критичній кривій [1, 5]. Тому може спостерігатися як підсилення (в першому випадку), так і послаблення (в другому) сумарної яскравості зображень джерела.

Для бінарного мікролінзування рівняння (1) набуває вигляду:

$$\eta = \mathbf{Ar} - \frac{s}{2} \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^2} + \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|^2} \right) \quad (1a)$$

При цьому ми вважаємо, що обидві мікролінзи мають однакові радіуси Айнштейна $R_i^2 = \frac{1}{2}$.

Для моделювання процесу ГМ джерела із заданим розподілом яскравості $B(\mathbf{y})$ було використано метод "ray-shooting", або метод пострілів променями, запропонований у 1986 році С. Рефсдалом, Р. Кайзером та Р. Стабеллом [20]. Опис методу в тому вигляді, в якому він був запропонований, можна знайти в [25]. В даній задачі зручніше використовувати інше представлення методу, подане в [2, 3]. Метод дозволяє знайти положення центру яскравості зображень (ЦЯЗ) джерела шляхом "зважування" по розподілу яскравості:

$$\mathbf{r}_{BC} = \frac{\int_{\Omega} B(\zeta(\mathbf{r})) \mathbf{r} d\mathbf{r}}{\int_{\Omega} B(\zeta(\mathbf{r})) d\mathbf{r}} \quad (2)$$

де інтегрування ведеться по всій площині зображень. Таким чином можна знайти і сумарний коефіцієнт підсилення зображень:

$$\mu = \frac{\int_{\Omega} B(\zeta(\mathbf{r})) d\mathbf{r}}{\int_{\Omega} B(\mathbf{r}) d\mathbf{r}} \quad (2a)$$

При практичній реалізації даного методу в обчислювальних програмах важливо правильно виділяти область інтегрування, аби не витратити обчислювальний час для врахування ділянок, що дають нульовий вклад, і не пропускати ті, в яких він є суттєвим [2, 3]. Крім того, в даному випадку необхідно робити розрахунки із значно меншим, ніж в

[2] розміром джерела, що уповільнює обчислення. Крім того, тут необхідна більша точність для отримання якісних траєкторій ЦЯЗ, ніж в статистичних розрахунках [2, 3].

Для моделювання позагалактичного ГМ методом пострілів променями використовується розподіл яскравості, достатньо адекватний для квазарів. Існує багато варіантів моделей квазарів з різними геометричними параметрами: з оптично тонким та оптично товстим акреційним диском, полярним та екваторіальним вітром та інші [15, 21]. Але, для моделювання процесів ГМ, з урахуванням реальної точності спостережень є прийнятними прості аналітичні моделі. Серед них відзначимо широко відому модель Шакури-Сюняєва [24]. Гаусівські та степеневі моделі розглядалися в [6, 16, 17]. Слід відзначити, що основний внесок в яскравість в оптичному діапазоні дають розміри, великі у порівнянні з гравітаційним радіусом чорної діри в центрі квазару. Тому з точки зору ГМ важливим є характер спадання яскравості з відстанню від центру.

Отже, для моделювання позагалактичного ГМ в даній роботі розглянуто джерела із такими розподілами яскравості по диску (для опису розподілів яскравості використовується система відліку, початок якої співпадає із центром яскравості): гаусівське джерело (ГД):

$$B(r) = \frac{1}{\pi R^2} \exp\left[-(r/R)^2\right], \quad (3)$$

де R – характерний параметр розміру), степеневий розподіл (СР) яскравості [6]:

$$B(r) = \frac{(\kappa - 1)}{\pi R^2 [1 + (r/R)^2]^\kappa}, \quad \kappa > 1, \quad (3a)$$

розподіл, типовий для акреційного диску (АД) в моделі Шакури-Сюняєва [24]:

$$B(r) = \frac{3R_0(r-R)}{2\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R}{r}}\right). \quad (3b)$$

Зауважимо, що для порівняння ефектів ГМ в разі різних розподілів необхідно мати модельно незалежну характеристику розміру, яка в принципі, могла б бути визначена зі спостережень. В якості такого параметру використано напів'яскравісний радіус $R_{1/2}$, що визначається формулою:

$$\int_0^{R_{1/2}\sqrt{\ln 2}} B(r) r dr = \frac{1}{2} \int_0^\infty B(r) r dr$$

(квадратний корінь з логарифму введений для того, щоб для ГД напів'яскравісний радіус співпадав із середньоквадратичним). Перевагою такої характеристики розміру джерела є те, що вона існує для всіх описаних розподілів яскравості по диску джерела, але досить слабо залежить від них. Крім того, ця величина, так само, як і середньоквадратичний радіус, має фізичний зміст, принаймні для симетричних джерел.

3. ГМ зображень квазарів двома точковими масами. Бінарне ГМ – найбільш проста задача із мікролінзуванням декількома точковими масами, конвергенцією та зсувом. Втім, навіть ця, найпростіша ситуація кратного ГМ є значно більш складною та припускає набагато більшу різноманітність випадків. Тому в даній роботі основну увагу приділено тим ситуаціям, які принципово неможливі у лінзі Чанга-Рефсдала. Звичайно, цей набір траєкторій ЦЯЗ та кривих підсилення не є якісно повним, а лише демонструє найбільш цікаві та характерні випадки. Одну з таких ситуацій подано на рис. 1. Тут каустика має шість каспів – форму, якої ні за яких умов не може бути в лінзі Чанга-Рефсдала. Траєкторія джерела перетинає каустику чотири рази.

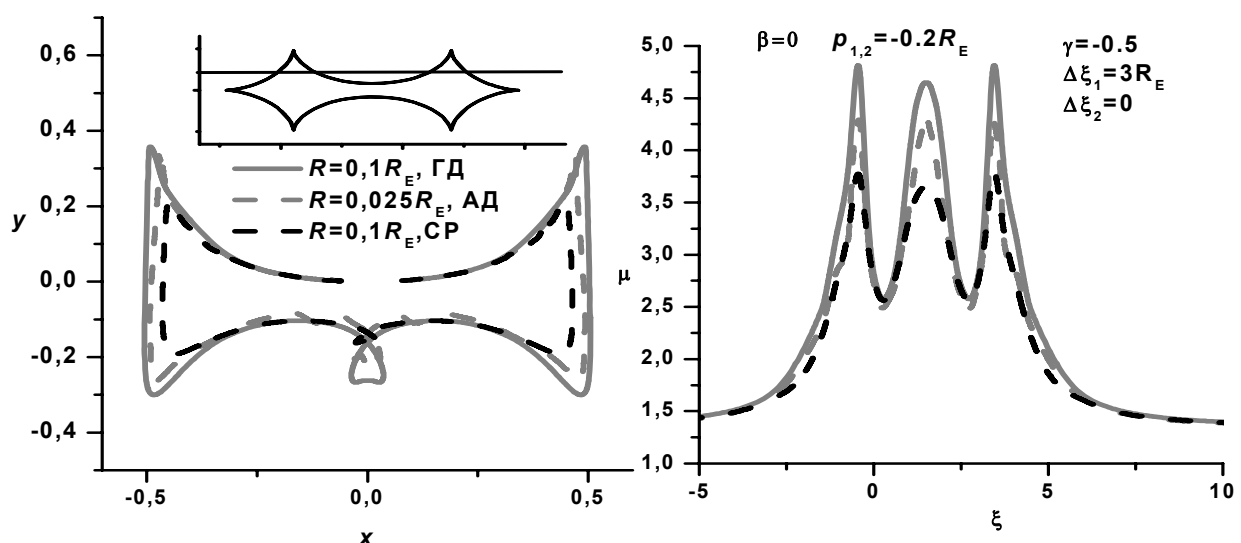


Рис. 1. Криві підсилення та траєкторії ЦЯ зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичними значеннями зсуву та конвергенції. Джерело чотири рази перетинає шостикаспову каустику

Криві підсилення, як можна бачити на цій ілюстрації, мають характерну форму, не схожу на те, що можна побачити при ГМ в лінзі Чанга-Рефсдала. На рис. 2 показано іншу ситуацію, яка також є типовою для бінарного мікролінзування, але неможлива в лінзі Чанга-Рефсдала.

Вона відноситься до випадку із докритичною конвергенцією, але ж існує три каустики, з яких одна має чотири каспи і за формою скидається на типову для лінзи Чанга-Рефсдала діамантоподібну каустик, типову для випадку із зсувом $|\gamma| < 1$ та докритичною конвергенцією. Дві інші каустики мають по три каспи і за формою схожі на каустики лінзи Чанга-Рефсдала із зсувом $|\gamma| > 1$ та докритичною конвергенцією. На рис.2 наведено випадок, коли джерело перетинає всі три каустики – аналогічної ситуації із лінзою Чанга-Рефсдала побудувати неможливо.

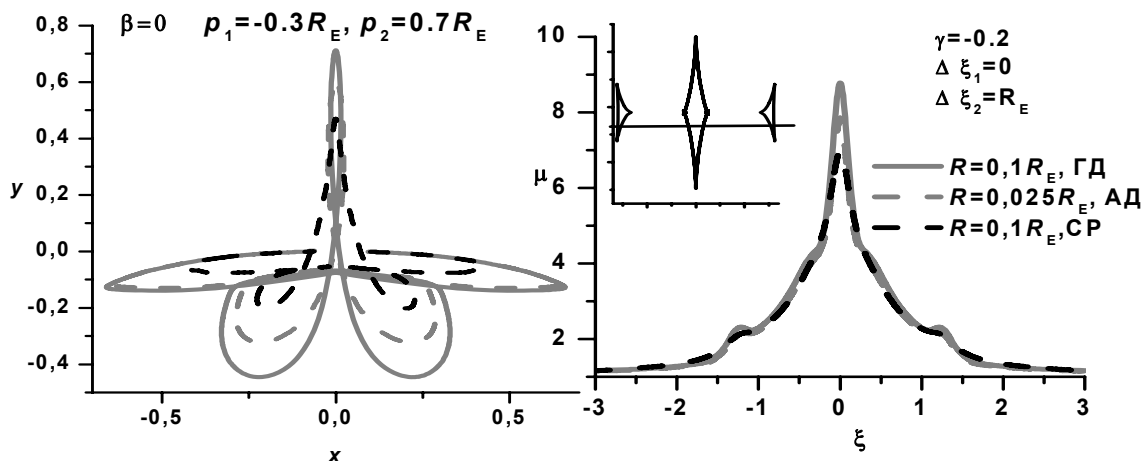


Рис. 2. Криві підсилення та траєкторії ЦЯ зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичними значеннями зсуву та конвергенції. Джерело по два рази перетинає кожен з трьох каустик

На рис. 3 можна побачити досить складний випадок, типовий для бінарного мікролінзування, – коли дві каустики містяться всередині третьої. Це спричиняє характерні максимуми на кривих підсилення.

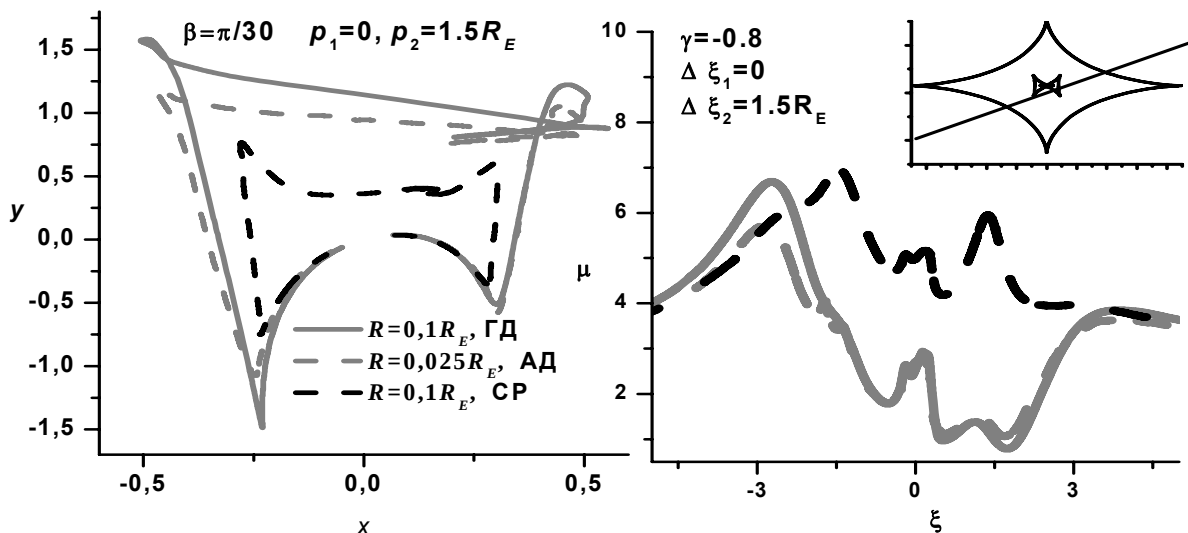


Рис. 3. Криві підсилення та траєкторії ЦЯ зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичними значеннями зсуву та конвергенції. Джерело по два рази перетинає кожен з трьох каустик, з яких дві знаходяться всередині третьої

Дещо схожі додаткові максимуми можна бачити на рис. 4. В цій ситуації вони виникли завдяки тому, що джерело чотирикратно перетинає дві каустики (по двічі кожен), які частково перекриваються. На рис. 5 показано ще одну складну ситуацію із шестикратним перетином трьох з чотирьох частково суміщених каустик. Можна бачити, що близькість області перетину до каспів каустик впливає на криві підсилення таким чином, що вони мають по одному максимуму (а не по два), що відповідають проходженню джерелом через каустику.

Знаходження зображення в зоні макрокаустичної тіні впливає на процес бінарного мікролінзування так само, як і на мікролінзування Чанга-Рефсдала. Проте, як і у такому випадку, при бінарному ГМ і тут можлива більша кількість різноманітних ситуацій (хоча менша ніж у випадку із докритичною конвергенцією).

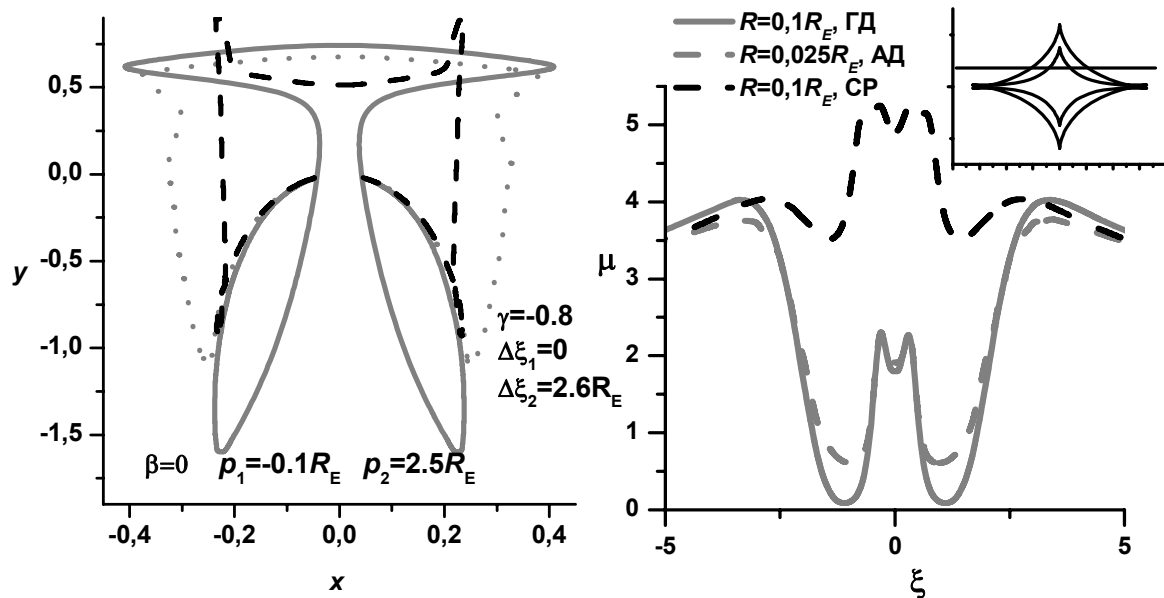


Рис. 4. Криві підсилення та траєкторії ЦЯ зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичними значеннями зсуву та конвергенції. Джерело по два рази перетинає кожен з двох каустик, які частково перекриваються

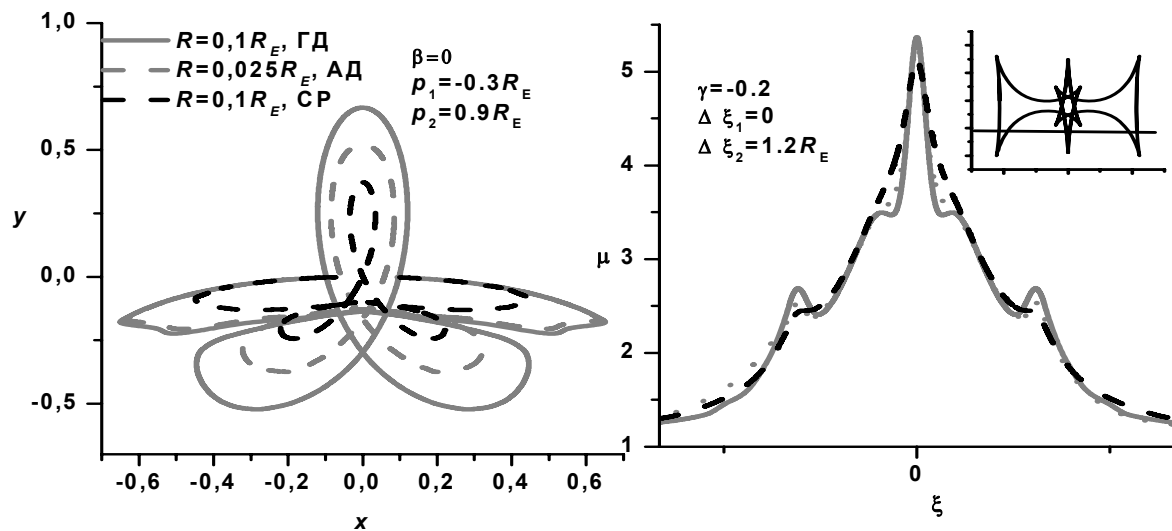


Рис. 5. Криві підсилення та траєкторії ЦЯ зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичними значеннями зсуву та конвергенції. Джерело шість разів перетинає складну каустику із десятима каспами і шістнадцятьма самоперетинами

Найбільш типовим прикладом бінарного ГМ із надкритичною конвергенцією є показаний на рис. 6. Перетнувши опуклу каустику, зображення джерела або зникає (ГД), або помітно слабшає. Проте незабаром воно проходить через "загострення" на каустиці, і в цей час виникає слабкий максимум.

Випадок, показаний на рис. 7, не має аналогів серед ситуацій, можливих в лінзі Чанга-Рефсдала, адже тут з'являється додаткова вогнута каустика з чотирма каспами. Ця ситуація також демонструє ефект появи малого додаткового максимуму, схожий на той, що можна бачити на рис. 6, але за інших причин. Відрізнити дві такі ситуації можуть допомогти траєкторії ЦЯЗ, які, що легко бачити з рис. 6 та рис. 7, помітно відрізняються одна від одної.

Як можна побачити з приведених ілюстрацій, форми траєкторій ЦЯЗ та кривих підсилення при типово бінарному мікролінзуванні відмінні від траєкторій, типових для лінзи Чанга-Рефсдала. Для різних розподілів яскравості траєкторії ЦЯЗ досить сильно відрізняються, тоді як криві підсилення мають лише малопомітну різницю. З цього можна зробити такий самий висновок, як і для лінзи Чанга-Рефсдала, траєкторія ЦЯЗ є важливим джерелом інформації про будову ГЛС, і з точки зору дослідження будови джерела випромінювання – більш інформативним, ніж криві підсилення.

4. Обговорення. Було обчислено криві підсилення та траєкторії ЦЯЗ для деяких ситуацій із бінарним ГМ, таких, які в принципі не можуть відбутися у лінзі Чанга-Рефсдала. Дані результати є розширенням розгляду процесу бінарного мікролінзування без фонового поля, типового для галактичного ГМ, проведеного у роботах [186 196 23], із включенням в розгляд впливу континуальної матерії поблизу променя зору та фонового поля масивних об'єктів, віддалених від променя зору. Аналогічний випадок позагалактичного мікролінзування, але в лінзі Чанга-Рефсдала, було розглянуто в наших попередніх роботах [4, 17].

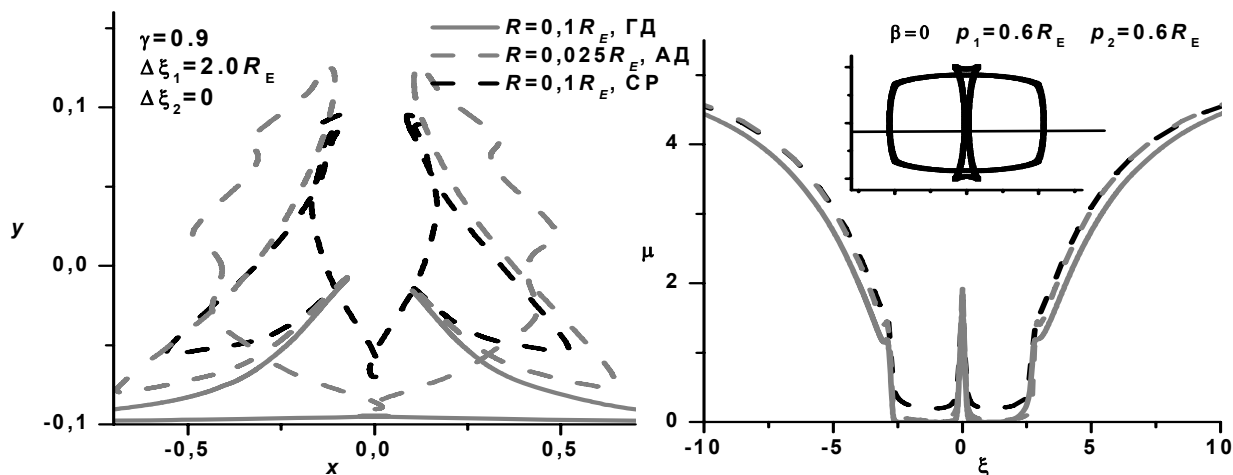


Рис. 6. Криві підсилення та траєкторії ЦЯЗ із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичним зсувом та надкритичною конвергенцією. Джерело по два рази перетинає кожну з двох каустик, які частково перекриваються

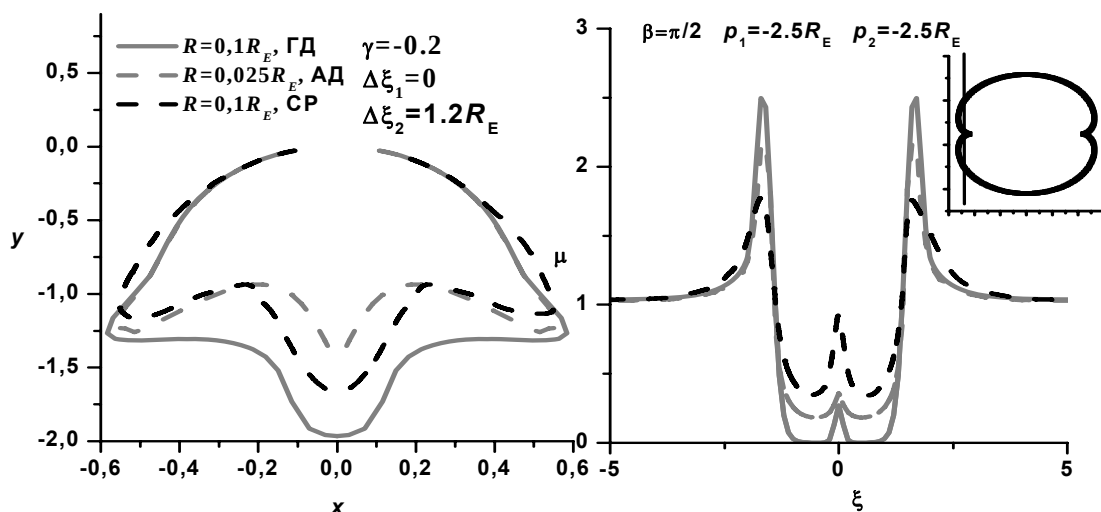


Рис. 7. Криві підсилення та траєкторії ЦЯ зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску при бінарному мікролінзуванні із докритичним зсувом та надкритичною конвергенцією. Джерело чотири рази перетинає каустику

Проаналізовано можливість відрізнити криві підсилення зображень джерел із різними розподілами яскравості по диску, для чого було промодельовано криві підсилення та траєкторії ЦЯЗ джерел (квазарів) із гаусівським та степеневим розподілами яскравості по диску, а також із розподілом, типовим для АД в моделі Шакури-Сюняєва [24]. При досягненні точності позиційних вимірювань в астрометрії рівня 10^{-6} arcsec, при наявності даних про хід блиску зображень та положення ЦЯЗ квазару ця можливість стане досить реальною [4, 17]. Але, на цей час в процесах мікролінзування не можна відрізнити ефекти навіть розглянутих вище розподілів яскравості, так само, як і вплив еліптичності джерела випромінювання [16].

При наявності спостережних даних про криві блиску та положення ЦЯЗ із достатньою точністю дана робота може бути корисною при ідентифікації типу конкретної ситуації ГМ (докритичні, надкритичні значення зсуву або конвергенції, перетин каустики чи каспу) навіть у випадку більш складної, ніж бінарна, структури ГЛС, оскільки дає можливість проаналізувати основні відмінності, притаманні тій чи іншій ситуації.

Представлені результати можуть бути застосовані на практиці у першу чергу до тих спостережуваних ситуацій ГМ, де густина мікролінз є порівняно невеликою, для тестування алгоритмів обчислення параметрів реальних ГЛС за спостережуваними кривими яскравості зображень джерела на предмет коректності визначення параметрів ГМ та для моделювання реальних ГЛС із низькою густиною мікролінз.

Дані по кривих підсилення (або яскравості) та центру яскравості в принципі дозволяють ідентифікувати, яким чином джерело проходить повз лінзу (чи воно перетинає регулярну точку каустики, чи касп) [6]. Хоча якісний перегляд варіантів мікролінзування та їх порівняння зі спостереженнями не можуть однозначно визначити параметри системи, вони можуть принаймні виключити певні випадки мікролінзування і дати свідчення щодо діапазону значень параметру зсуву та конвергенції (субкритичний чи надкритичний) та розподілу яскравості в джерелі. Ці результати дають змогу оцінити точність обчислювальних алгоритмів при опрацюванні даних щодо подій мікролінзування з великим підсиленням.

1. Блюх П. В., Минаков А. А. Гравитационные линзы. - К.: Наук. дум., 1989. - 236 с.
2. Жданов В. И., Александров А. Н., Салата С. А. Движение изображений микролинзированных протяженных источников: аналитические соотношения и численные оценки при средних оптических плотностях // Кинематика и физика небесн. тел. - 2000. - Т. 16 № 4. - С. 336-345.

3. Жданов В. И., Салата С. А. Движение изображения удаленного объекта, микролинзированного звёздами промежуточной галактики // Кинематика и физика небесн. тел. – 1998. – Т. 14, №3. – С. 203–209.
4. Жданов В. И., Салата С. А., Федорова Е. В. Эффекты фонового поля в астрометрическом микролинзировании // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, №9. – С. 659–666.
5. Крайцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред – М., 1980. – 304 с.
6. Шалыпин В.Н. Пересечение каустики в гравитационной линзе Q2237+0305 // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, №3. – С. 180–186.
7. Alcalde D., Mediavilla E., Moreau O. et al. QSO 2237+0305 VR light curves from Gravitational Lenses International Time Project optical monitoring // Astrophys. J. – 2002. – Vol. 572, Issue 2. – P. 729–734.
8. Alcock C., Allsman R., Alves D. et al. The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 542. – P. 281–307.
9. Asada H. A parametric representation of critical curves and caustics for binary gravitational lens // Prog.Theor. Phys. – 2003. – Vol. 110. – P. 425–432.
10. Bennett D., Rhie S., Becker A. et al. Gravitational Microlensing Evidence for a Planet Orbiting a Binary Star System // Nature. – 1999. – Vol. 402. – P. 57–67.
11. Bozza V. Trajectories of the images in binary microlensing // Astron. and Astrophys. – 2001. – Vol. 274. – P. 13–27.
12. Courbin F., Saha P., Schechter P. Quasar Lensing // Lect. Notes Phys. – 2002. – Vol. 608. – P. 1–54.
13. Dai X., Chartas G., Agol E., Bautz M.W., Garmire G. Chandra Observations of QSO 2237+0305 // Astrophys. J. – 2003 – Vol. 589, Is. 1 – P. 100–110.
14. Dominik M., Sahu K. Astrometric Microlensing of Stars // Astron. J. – 2000. – Vol. 534. – P. 213–226. (25)
15. Elvis M. Test of a structure for quasars // "Mass Outflow in Active Galactic Nuclei: New Perspectives", ASP Conference Proceedings. – Vol. 255. – San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. Ed. by D. M. Crenshaw, S. B. Kraemer, and I. M. George. – 2002. – P. 303.
16. Fedorova E.V., Alexandrov A. N., Zhdanov V. I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+030 // Бiсн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2005. – Вип. 39-40. – С. 52–59.
17. Fedorova E. V., Zhdanov V. I., Alexandrov A. N. Motion of source image in Chang-Refsdal lens // Журн. фізичн. досліджень. – 2002. – Т. 6, №4. – С. 465–468.
18. Han C. On the Astrometric Behavior of Binary Microlensing Events // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2001. – Vol. 325, Is. 4. – P. 1281–1287.
19. Han C., Chun M., Chang K. Astrometric properties of gravitational binary-microlens events and their applications // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 526, №1. – P. 405–410.
20. Kaiser R., Refsdal S., Stabell R. Astrophysical applications of gravitational microlensing // Astron. and Astrophys. – 1986. – Vol. 166. – P. 36–52.
21. Peterson B. M. An introduction to active galactic nuclei. – Cambridge: New York Cambridge University Press, 1997. – 238 p.
22. Popowski P., Nelson A., Bennett D. et al. Recent Microlensing Results from the MACHO Project// "Gravitational Lensing: Unique Tool For Cosmology". - eds. Valls-Gabaud and Kneib. – 2003. – P. 25.
23. Rhie S., Becker A., Bennett D. et al. Observations of the Binary Microlens Event MACHO 98-SMC-1 by the Microlensing Planet Search Collaboration // Astron. J. – 1999. – Vol. 522. – P. 1037–1045.
24. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // Astron. and Astrophys. – 1973. – Vol. 24. – P. 337–355.
25. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses // New York: Springer, 1992.
26. Wozniak P., Alard C., Udalski A. et al. The optical gravitational lensing experiment monitoring of QSO 2237+0305 A Hunt for Caustic Crossings in QSO 2237+0305. // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 529, №1. – P. 88–92.

Надійшла до редколегії 07.05.08

УДК 520.8

С. Хміль

ПРОГРАМНИЙ КОД ОПРАЦЮВАННЯ ПАНОРАМНИХ СПЕКТРОГРАМ ГРАВІТАЦІЙНИХ ЛІНЗ

Подано опис програмного коду, який визначає основні параметри зображень, отриманих в кожному спектральному каналі при двохвимірній спектроскопії гравітаційної лінзи. Наведено приклад його застосування до модельних даних і стисло обговорюється подальше використання до опрацювання спостережень квадрупольної гравітаційної лінзи RXS J113155.4-123155.

We describe a code that determines the main parameters of images obtained in each spectral channel at the integral field spectroscopy of a gravitational lens. We give an example of its applying to simulated data and discuss in brief its future applications to observations of the quadruple gravitational lens RXS J113155.4-123155.

Вступ. Гравітаційні лінзи – одні з найбільш цікавих об'єктів у Всесвіті, дослідження яких почалися відносно недавно, у 1979 р. (див., наприклад, [2, 10]). У більшості випадків це галактика або скупчення галактик, гравітаційне поле яких спричиняє відхилення світлових променів віддаленого джерела (найчастіше квазара), викликаючи появу декількох його зображень. Ефекти гравітаційного лінзування є унікальним знаряддям астрофізичних досліджень і дозволяють вивчати структуру компактних джерел випромінювання таких як квазари, оцінювати фізичні параметри різноманітних об'єктів (галактик, зір та їх скупчень), визначати розподіл темної матерії, космологічні параметри тощо.

Особливої уваги заслуговують спектральні дослідження таких систем, оскільки вони надають змогу детально вивчати фізичні властивості лінзованого квазара та галактики-лінзи, а також ефективно розрізняти явища макролінзування, викликані гравітаційним полем галактики у цілому, та мікролінзування, коли лінзами виступають окремі зорі. Найбільш інформативною є панорамна (або двохвимірна) спектроскопія, результатом якої є серія зображень астрономічного об'єкта у кожному спектральному каналі, що уможлиблює як спектроскопію окремих деталей так і фотометрію у бажаних спектральних смугах. Оскільки типова кутова віддаль між зображеннями квазара у гравітаційній лінзі складає лише декілька кутових секунд, важливу роль при таких спостереженнях відіграє якість зображення.

У цій роботі ми розглядаємо простий код опрацювання панорамних спектрограм гравітаційних лінз, який дозволяє визначити основні параметри зображення у випадку системи точкових джерел. Після опису алгоритму ми подаємо приклад застосування відповідного програмного коду до модельного зображення та коротко обговорюємо подальше використання при опрацюванні спостережень. Очевидно, що програму можна також застосовувати і до фотометричних даних, оскільки в обох випадках йдеться про визначення параметрів двохвимірного зображення.

Опис алгоритму та програми. Нехай ми маємо зображення гравітаційної лінзи, отримане на телескопі, оснащену приладом із зарядовим зв'язком. Вважаємо, що виконані всі попередні стандартні редуції зображення, включно з відніманням неба. Оскільки розміри квазарів надзвичайно малі в порівнянні з віддальми до них, розглянемо найпростішу модель зображення квазара в гравітаційній лінзі, а саме систему точкових джерел плюс деякий сталий

фон, поява якого може бути викликана кількома чинниками. Наприклад, це може бути залишок неба після його віднімання і / або дифузна компонента зображення (див. далі) тощо.

Нехай $f(x, y)$ – двохвимірний функція розсіювання точки. Надалі вважатимемо, що вона має осьову симетрію та її вигляд не залежить від положення у кадрі. В реальній ситуації це припущення виконується лише наближено через аберації та дисторсії інструменту і про його правомірність можна досить впевнено судити з аналізу мапи залишків, тобто матриці різниць між спостереженнями та моделлю. Якщо ми маємо n зображень квазара в лінзі, тоді модельний опис розподілу сигналу у кадрі можна подати у вигляді

$$I(x, y) = \sum_{k=1}^n A_k f(x - x_k, y - y_k) + B, \quad (1)$$

де A_k – амплітуда k -го точкового зображення (після необхідних редукцій вона співпадає з потоком енергії, якщо функція розсіювання точки нормована на одиницю), x_k та y_k – координати його положення, B – стала компонента. Зауважимо, що у певних випадках галактика-лінза накладається на зображення квазара, і тоді необхідно вносити відповідний доданок до правої частини (1). Оскільки галактика є протяжним об'єктом, в загальному випадку її не можна моделювати точковим джерелом. Проте якщо вона слабка і має невеликий розмір у кадрі порівняно з шириною профілю функції розсіювання точки, тоді таке моделювання цілком слушне. Надалі, заради простоти викладу, ми обмежимося моделлю (1).

Якщо функція розсіювання точки відома заздалегідь, тоді необхідно визначити $(3n + 1)$ параметр: A_k , x_k , y_k ($k = 1, \dots, n$) та B . Задача значно ускладнюється, якщо $f(x, y)$ невідома. В такому випадку одночасно з визначенням інших параметрів треба робити підгонку профілю цієї функції, використовуючи аналітичне або числове представлення. Перевага застосування аналітичного профілю в тому, що він, як правило, характеризується лише кількома параметрами: наприклад, профіль Гауса, що має вузькі крила, визначається лише одним параметром, а профіль Моффата, якому властиві широкі крила, – двома (див., наприклад, [8, 1]). Але якщо профіль має складну форму, тоді залишається використовувати його числовий опис, що збільшує кількість невідомих параметрів і відповідно ускладнює задачу. Розроблюючи алгоритм, ми використовували оптимізовану схему вибору числових параметрів функції розсіювання точки, описану в [1]. Якщо позначити через n_{PSF} кількість параметрів функції розсіювання точки, тоді у загальному випадку повне число невідомих параметрів дорівнюватиме $(3n + n_{PSF} + 1)$.

Наша задача є нелінійною, тому для оптимального визначення параметрів, що входять до моделі, ми використовуємо ітераційний метод нелінійних найменших квадратів Левенберга-Марквардта [9, 4]. При кожній ітерації за цим методом необхідно обчислювати як саму функцію, так і її похідні відносно невідомих параметрів. Крім того, необхідно мати оцінки значень стандартних похибок у кожному пікселі зображення.

Для створення відповідного об'єктно-орієнтованого програмного коду була використана мова C++. Об'єктно-орієнтований підхід забезпечив необхідну гнучкість програми і можливість її подальшого вдосконалення та доповнення в разі потреби. Щодо методу Левенберга-Марквардта, ми використали його готову реалізацію на мові C з відкритої бібліотеки GSL (GNU Scientific Library) [6]. Ця реалізація сумісна з мовою C++, а опис правил її застосування міститься в [4].

Стандартна похибка сигналу в кожному пікселі σ , яка нормує залишки, тобто різниці між спостережним та модельним сигналами, при обчисленні функції χ^2 , може бути визначена за формулою (див., наприклад, [7])

$$\sigma^2 = \frac{I}{g} + \sigma_{RON}^2, \quad (2)$$

де I – повний сигнал у пікселі включно із сигналом від неба, g – системний виграш приладу із зарядовим зв'язком, σ_{RON} – стандартне відхилення шуму зчитування. Ця формула дійсна у випадках, коли можна брати до уваги лише фотонний шум та шум зчитування. Походження формули (2) коротко обговорюється у наступному розділі.

Розроблений код передбачає такі варіанти підгонки профілю функції розсіювання точки: (1) аналітичний профіль Гауса; (2) аналітичний профіль Моффата; (3) чисельний профіль, початкова форма якого є профілем Гауса; (4) чисельний профіль, початкова форма якого є профілем Моффата. Застосування варіантів (1) та (3) доцільне, якщо функція розсіювання точки має вузькі крила, тоді як варіанти (2) та (4) годяться у випадках наявності широких крил.

При роботі програми вхідними даними є кадр зображення, матриця відповідних стандартних похибок та початкові значення параметрів підгонки, що фігурують у формулі (1), а також бажаний тип профілю функції розсіювання точки та початкова оцінка її повної ширини на рівні половини максимуму. Результатом роботи програми є набір параметрів підгонки із значеннями відповідних статистичних похибок методу, і файли, які в разі потреби забезпечують візуалізацію оригінального зображення, модельного зображення та мапи нормованих залишків, а також функції розсіювання точки.

Приклад застосування програмного коду. Завжди можна обрати зображення таким чином, щоб продемонструвати виключно або переваги або недоліки методу опрацювання. Як компроміс, у нашому випадку, для ілюстрації роботи програмного коду було створене штучне зображення, прототипом якого слугував спостережний кадр квадрульної гравітаційної лінзи RXS J113155.4-123155 [11]. Вказана лінза складається з 4 точкових компонент (зображень квазара) та дуже компактною еліптичною галактикою-лінзою, яка практично має точкоподібний вигляд і знаходиться біля центру системи. Вся система занурена у слабкий, досить однорідний фон, який інтерпретується як зображення материнської галактики квазара в гравітаційній лінзі [11, 3]. Через вплив функції розсіювання точки всі компоненти зображення виглядають протяжними (див. рис. 1.1).

Для того, щоб додати шум до штучного зображення, зауважимо, що при спостереженнях за допомогою приладів із зарядовим зв'язком найбільш суттєвими зазвичай є два різновиди шуму: це фотонний шум, який пов'язаний з квантовою природою світла та розподілений за законом Пуассона, і шум зчитування, який виникає при підсиленні сигналу і має нор-

мальний розподіл (більш детально питання викладено, наприклад, в [5] та на багатьох інтернет-сторінках). Нехай знову g – системний виграш приладу із зарядовим зв'язком, σ_{RON} – стандартне відхилення шуму зчитування. Якщо I – повний сигнал у деякому пікселі в одиницях аналого-цифрового перетворення (ADU), тоді, за означенням g , відповідна кількість фотоелектронів N_e , накопичених у цьому пікселі, є $N_e = gI$. Величина N_e також розподілена за законом Пуассона, і її спостережене значення наближено дорівнює Пуассонівському середньому. Тепер, якщо ввести дві випадкові змінні, а саме $P(m)$, розподілену за законом Пуассона із середнім значенням m , і G , нормально розподілену з нульовим середнім та одиничною дисперсією, тоді зашумлений сигнал у пікселі можна подати у такому вигляді:

$$I_N = \frac{P(gI)}{g} + \sigma_{RON} G, \quad (3)$$

де I – значення сигналу, яке було б при відсутності шумів. Принагідно зауважимо, що формула (2) є прямим наслідком рівняння (3), якщо згадати властивості Пуассонівського та нормального розподілів.

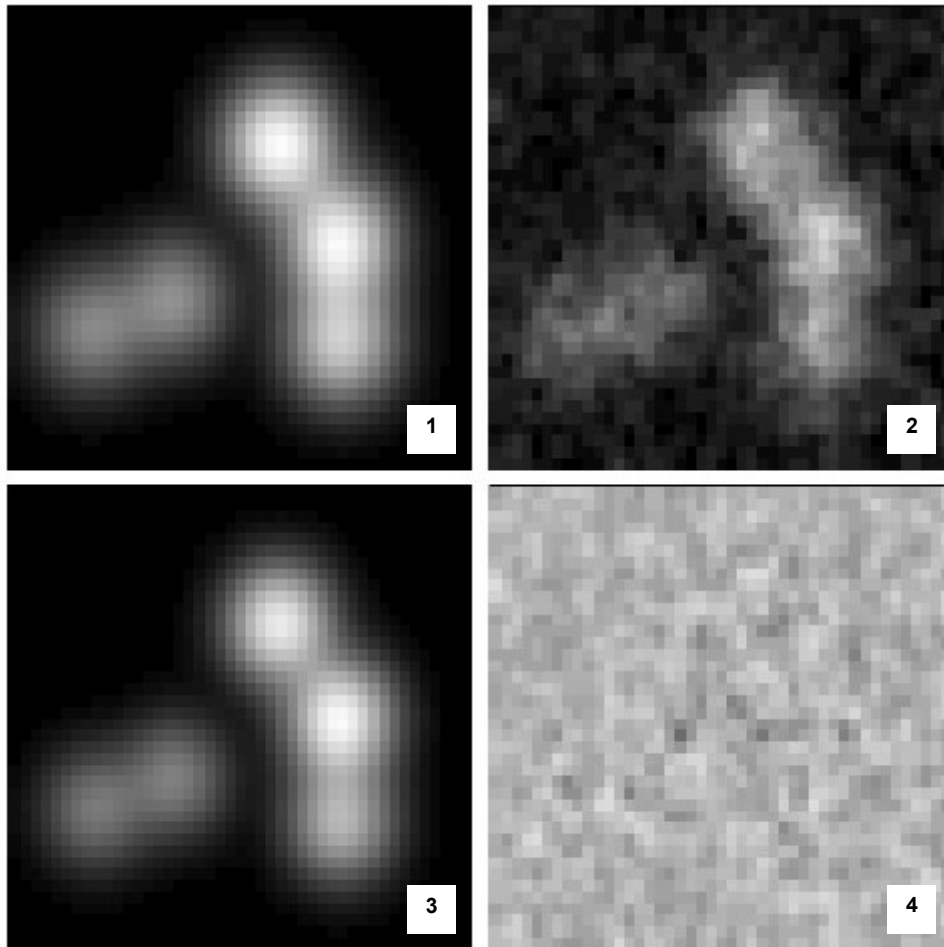


Рис. 1. Опрацювання модельного зображення: (1) штучне зображення без шуму, (2) зашумлене зображення, (3) опрацьоване зашумлене зображення, (4) мапа залишків

Таким чином, при заданих параметрах приладу із зарядовим зв'язком g і σ_{RON} , рівняння (3) може слугувати знаряддям для моделювання зашумлених спостережних даних. На практиці замість випадкових змінних $P(m)$ та G використовуються генератори псевдо-випадкових чисел. Відповідні якісні програми містяться, наприклад, у відкритій бібліотеці GSL [6].

Зауважимо, що відношення сигналу до шуму SNR в окремому пікселі дається співвідношенням

$$SNR = \frac{S}{\sigma} = \frac{S}{(I/g + \sigma_{RON}^2)^{1/2}}, \quad (4)$$

де S – корисний сигнал від досліджуваного джерела. На практиці для оцінки фотометричних похибок використовують інтегральний варіант формули (4), розуміючи під S та I відповідні сигнали, інтегровані в межах зображення точкового джерела (деталі див. у [5]).

Отже, для ілюстрації роботи програмного коду було створене штучне зображення, основні параметри якого більш-менш співпадали з реальними параметрами гравітаційно-лінзової системи і наведені у перших колонках табл. 1. Розміри зображення складали 88×56 пікселів. В якості функції розсіювання точки використовувалася функція

Гауса з повною шириною на половині максимуму $FWHM = 7.9$ (тут і нижче цей параметр дається у пікселях), а значення сталого фону дорівнювало $B = 0.68$ (див. рівність (1)). Підкреслимо, що задля спрощення викладу при моделюванні ми нехтували фоном неба. Створене таким чином ідеальне зображення показано на рис. 1.1. Надалі, для скорочення, ми називатимемо його "оригіналом" чи "оригінальним зображенням". Потім це зображення було зашумлене у відповідності до рівняння (3), при цьому брався до уваги лише фотонний шум, тобто вважалось що $\sigma_{RON} = 0$. Щодо системного вирашу g , ми поклали $g = 1$. Зашумлене штучне зображення системи показано на рис. 1.2.

Це зображення було опрацьоване за допомогою створеного програмного коду. Початкові значення параметрів добиралися таким чином. Початкова повна ширина функції розсіювання точки була $FWHM = 9.0$ і підганялась аналітичним профілем Гауса зі змінною шириною. Початкові координати точкових компонент визначались візуально за положеннями локальних максимумів на рис. 1.2 з урахуванням апріорних відомостей про структуру гравітаційної лінзи. Початкові величини амплітуд A_k ($k = 1, \dots, 5$) можна обирати кількома способами. Найпростіший полягає просто у визначенні інтенсивностей у зашумленому зображенні, що відповідають обраним початковим положенням точкових компонент. В разі потреби можна скористатися більш складним схемами, наприклад, взяти або однакові значення всіх A_k , або різні значення із збереженням середніх спостережних відношень між ними, якщо останні відомі. В обох останніх випадках логічно нормувати амплітуди так, щоб сумарний сигнал від 5 профілів Гауса та однорідного фону співпадав із сумарним сигналом у зашумленому зображенні. Початкові значення фону становили $B = 0.0, 0.5, 1.0$.

Схема використання програмного коду була такою: програма запускалась із початковими значеннями параметрів і після завершення її роботи аналізувалась мапа залишків та, при потребі, трьохвимірні візуалізації вихідного (рис. 1.2) та підігнаного зображень. В разі, якщо прогін програми визнавався успішним, отримані параметри системи, включно з повною шириною функції розсіювання точки, розглядалися як початкові параметри для наступного прогону. Якщо ж процес заходив у глухий кут, виконувалося варіювання параметрів і підгонка продовжувалась. Процес закінчувався, якщо подальші запуски програми фактично не призводили до зміни параметрів підгонки за умови однорідності мапи залишків.

Описана схема, при певних навичках, працює досить надійно. Як і варто було чекати, важливим моментом є хороше наближення до положень точкових компонент. Після цього, в залежності від початкових значень інших параметрів, процес підгонки збігається звичайно за 1–3 прогони програми.

В табл. 1 наведені значення основних параметрів оригінального (рис. 1.1) та опрацьованого зображень (рис. 1.3). Для підігнаних параметрів вказані статистичні похибки методу. В залежності від яскравості точкових компонент рівень відношення сигналу до шуму містився у межах від 17 до 27. Відтворена функція розсіювання точки має повну ширину на половині максимуму $FWHM = 7.45 \pm 0.11$, оригінальна – $FWHM = 7.9$; відтворений рівень фону $B = 0.43 \pm 0.02$, оригінальний – $B = 0.68$ (вказані похибки методу).

Як бачимо, алгоритм добре відновив координати точкових компонент, але має помітні похибки у визначенні амплітуд. Загалом, така риса характерна для багатьох методів відновлення та реконструкції зображень. Занижене значення фону (0.43 проти 0.68) імовірно пов'язане з двома чинниками: по-перше, для цієї складової зображення відношення сигналу до шуму (4) $SNR < 1$; по-друге, при моделюванні Пуассонівського сигналу з середнім значенням $m < 1$ негативно проявляє себе дискретний характер розподілу. Звертаємо увагу, що попри недоліки, мапа залишків (рис. 1.4) виглядає достатньо однорідною, вказуючи на те, що програма спрацювала як найкраще навіть у цьому випадку, не зовсім вигірному з точки зору демонстрації можливостей програмного коду.

Таблиця 1. Параметри зображення – оригіналу і після зашумлення та опрацювання

Амплітуда		Координата x		Координата y	
оригінал	підгонка	оригінал	підгонка	оригінал	підгонка
13.36	13.00±0.62	46.3	46.31±0.14	16.8	16.80±0.15
12.81	14.19±0.70	52.1	52.19±0.14	25.3	25.09±0.19
9.70	8.94±0.57	52.3	52.29±0.17	33.9	33.89±0.23
5.75	5.16±0.41	36.0	36.13±0.33	30.2	30.14±0.26
5.20	4.72±0.41	27.9	28.36±0.35	32.9	32.83±0.28

Варто також зазначити, що те саме зображення рис. 1.2 було опрацьоване у випадку чисельного представлення профілю функції розсіювання точки. Відповідні результати є трохи гіршими, головним чином за рахунок збільшення числа параметрів підгонки, але не дуже суттєво відрізняється від наведених вище.

На практиці звичайно не опрацьовують зображення такої низької якості, як рис. 1.2, а застосовують додавання декількох кадрів для покращення відношення сигналу до шуму, яке зростає як $N^{1/2}$, де N – число кадрів. Ми не наводимо тут відповідні ілюстрації, оскільки покращення результатів є очевидним.

Подальші застосування програмного коду. Створений програмний код буде включений до системи конвеєрного опрацювання спостережних даних (pipeline), яка зараз знаходиться у стадії розробки. В ідеалі така система могла б забезпечити повну автоматизацію процесу опрацювання різноманітних астрофізичних спостережень, або принаймні автоматизувати окремі його ланки. У недалекому майбутньому планується застосувати розроблений код до реальних спостережень гравітаційної лінзи RXS J113155.4-123155, модельне зображення якої ми використали у попередньому розділі. У нашому розпорядженні є панорамні спектрограми цієї лінзи, отримані протягом 6 ночей навесні та влітку 2006 р. на телескопі VLT Європейської Південної обсерваторії (ESO) із застосуванням спектрографа GIRAFFE в режимі ARGUS. В разі успіху це дозволить як уточнити астрометричні параметри системи, так і детально проаналізувати спектри її компонент. Оскільки дані спостережень охоплюють період у кілька місяців, є сподівання

виявити часові зміни в цих спектрах, які можуть бути пов'язані з власною змінністю квазара або ж з ефектами мікролінзування. Крім того, робота з живим матеріалом дозволить продовжити процес відладки та, при потребі, доопрацювання створеного програмного коду.

Автор хоче висловити вдячність П.-Г. Спрімону за долучення до об'єктно-орієнтованого програмування і корисні поради та допомогу при розробці та написанні програм.

1. Хміль С. Апроксимація функції розсіювання точки та теорема вибірки. – Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2007. – Вип. 44. – С. 49-51.
2. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б., Жданов В.І., Кудря Ю.М., Парновський С.Л., Федорова О.В., Хміль С.В. Загальна теорія відносно-сті: випробування часом. – К: ГАО НАН України, 2005. – 288 с.
3. Claeskens J.-F., Sluse D., Riaud P., Surdej J. Multi wavelength study of the gravitational lens system RXS J1131-1231. II. Lens model and source reconstruction // Astron. Astrophys. – 2006. – Vol. 451, № 2. – P. 865–879.
4. Galassi M., Davies J., Theiler J., Gough B., Jungman G., Booth M., Rossi F. GNU Scientific Library: Reference Manual. – 501 p.
5. Howell S. B., Koehn B., Bowell E., Hoffman M. Detection and measurement of poorly sampled point sources imaged with 2-D array // Astron. J. – 1996. – Vol. 112. – № 3. – P. 1302–1311.
6. <http://www.gnu.org/software/gsl/>
7. Khmil S.V., Surdej J. Optimal extraction of multiple overlapping spectra using a maximum entropy algorithm // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 387. – № 1. – P. 347–355.
8. Moffat A. F. G. A theoretical investigation of focal stellar images in the photographic emulsion and application to photographic photometry // Astron. Astrophys. – 1969. – Vol. 3, № 2. – P. 455–461.
9. Press W., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical recipes in C. – Cambridge Univ. Press, 1997. – 994 p.
10. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses. – Springer, 1999. – 560 p.
11. Sluse D., Surdej J., Claeskens J.-F., Hutsemekers D., Jean C., Courbin F., Nakos T., Billeres M., Khmil S. V. A quadruply imaged quasar with an optical Einstein ring candidate: 1RXS J113155.4–123155 // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 406, № 1. – P. L. 43-46.

Надійшла до редколегії 08.05.2008

УДК 523.982

В. Бабій, В. Лозицький

ОСОБЛИВОСТІ ІНТЕГРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ДІАМЕТРІВ СОНЯЧНИХ ПЛЯМ У 20–23 ЦИКЛАХ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Виявлена відмінність інтегральних розподілів діаметрів сонячних плям у 20, 21, 22 та 23 циклах сонячної активності. У діапазоні діаметрів 50–90 Мм апроксимуючі показники розподілу дорівнюють 7.0 ± 0.3 , 6.0 ± 0.1 , 5.0 ± 0.2 та 6.1 ± 0.2 для циклів 20, 21, 22 та 23, відповідно. У 20, 21 та 23 циклах зміна показника розподілу є якісно аналогічною впродовж циклу: він є найбільшим на початку циклу, проміжним по величині у максимумі і найменшим на фазі спаду активності. У 22 циклі цей показник змінюється інакше і це може вказувати на "аномальність" як цього циклу, так і наступного за ним 23 циклу (порушення правила Гнєзисеєва-Оля).

A distinction was found between integral distributions of sunspot diameters for 20, 21, 22 and 23 cycles of solar activity. In the diameter range of 50–90 Mm, approximated indexes of integral distribution are 7.0 ± 0.3 , 6.0 ± 0.1 , 5.0 ± 0.2 and 6.1 ± 0.2 for cycles 20, 21, 22 and 23, respectively. In cycles 20, 21 and 23 the temporal variations of named index is analogous during the each cycle: its value is maximum for beginning the cycle, middle in cycle peak and minimum at phase of decreasing of solar activity. In cycle 22 this index has an other character of time variation, that could indicate the "anomaly" as this cycle as following cycle 23 (Gnevishhev-Ohl rule).

Вступ. Сонячна активність є дуже складним явищем в атмосфері Сонця, для кількісної характеристики якої запропоновано кілька десятків індексів. Кожен з цих індексів (напр., числа Вольфа, площа плям, оптичний бал сонячного спалаху, радіопотік, тощо) відображає детерміновано-стохастичну природу різних проявів активності. Для з'ясування фізичних механізмів сонячної активності важливо по можливості виключити випадкові чинники в еволюційних змінах індексів, оптимальним чином усереднивши спостережні дані. Один з шляхів усереднення даних – розгляд інтегральної функції розподілу.

Фізичний зміст цієї функції полягає в наступному. Припустимо, в якомусь ансамблі є елементи з різними характеристиками (наприклад з різними діаметрами d_i), причому відповідні кількості N_i цих елементів є різними для різних d_i . Позаяк кожна з характеристик d_i визначається з певною похибкою, доцільно для вивчення питання розподілу кількостей елементів N_i по параметру d_i розглянути гістограму, тобто розподіл, в якому виділяються певні інтервали значень $d_i + \Delta d_i$. Для кожного з цих інтервалів можна підрахувати відповідні кількості елементів $N_{s,i}$, що попадають у кожен виділений "ящик", і побудувати ступінчасту залежність $N_{s,i}$ від середнього значення $\langle d_i \rangle$. Це власне, і є гістограма розглянутих параметрів або їх диференціальний розподіл.

Індивідуальні гістограми для різних ансамблів можуть бути дуже різними – симетричними, асиметричними, вузькими, широкими і т.д., і щоб їх описати якимось одним параметром, розглядають залежність типу

$$N \propto x^{-\alpha}, \quad (1)$$

де N є кількість елементів з параметрами d_i , які не менші значення $(d_i)_{\min} \equiv x$.

Фактично це означає, що ми кожен раз підсумовуємо (інтегруємо) кількість всіх елементів, які по осі абсцис попадають в область справа від x .

Якщо, зокрема, маємо дуже вузький розподіл типу δ -функції, то тоді для всіх значень x , які по осі абсцис знаходяться справа від цього розподілу, матимемо спершу $N = 0$, а потім, для менших значень, $N = \text{const} = \text{const} \cdot x^0$, тобто тоді $\alpha = 0$. Якщо ж розподіл є широким, то тоді α буде суттєво відрізнятися від нуля, притому тим більше, чим більше широкою є гістограма диференційного розподілу. Таким чином можна скласти узагальнене уявлення про міру дисперсності (неоднаковості характеристик) даного ансамблю.

Показник інтегрального розподілу вже визначався для сонячних спалахів [2], і для них було знайдено $\alpha = 0.77$. Близьке до цього значення отримано і для червоних спалахуючих зірок типу UV Cet [1]. На думку автора [2], це свідчить про спільність фізичної природи процесів на Сонці та спалахуючих зорях.

У цій роботі вивчається інтегральний розподіл для діаметрів сонячних плям у трьох циклах сонячної активності, з 20 по 22 (1964–1974 рр., 1975–1985 рр., 1986–1996 рр.). Можна сподіватися, що вивчення цього розподілу для різних фаз 11-річного циклу дозволить поглибити розуміння фізичної суті сонячної активності як просторово-часової множини магнітно-обумовлених процесів у поверхневих шарах Сонця.

Більш вузькою метою цього дослідження є визначення конкретних числових значень параметра α всередині 22-річного циклу Хейла і на основі відповідного аналізу – з'ясування порядку еволюційної послідовності в чергуванні парних і непарних 11-річних циклів. Важливо також виявити які-небудь статистичні ефекти, які випереджають у часі порушення правила Гневишева-Оля [3], що дозволило б більш надійно прогнозувати сонячну активність у наступних її циклах. Нагадаємо, що правило Гневишева-Оля полягає в тому, що в непарних циклах середньорічні числа Вольфа в фазі максимумів циклів $W_{\max}$ приблизно на 30% більші, ніж у попередніх до них парних циклах (які разом об'єднуються у 22-річний магнітний цикл). Це правило виконувалось останні 150 років і порушилось лише у поточному 23 циклі (він почався у 1996 р.). Замість очікуваних максимальних значень чисел Вольфа $W_{\max}$ на рівні 210–250 одиниць було зафіксовано (у 2001 р.) лише $W_{\max} = 121$.

Спостережені дані та їх аналіз. Для побудови інтегральних залежностей були використані дані бюлетеня "Солнечные данные". Спершу будувались залежності для сонячних плям всіх діаметрів більше 10 Мм (тобто 10 тис. км). Однак згодом виявилось, що якщо для визначення параметра α побудувати залежність (1) з логарифмічним масштабом по осях абсцис і ординат, то лінійна ділянка (необхідна для визначення цього параметра), випадає лише на діапазон значень 50–90 Мм. Це дуже великі плями, видимі на Сонці візуально навіть без телескопа. В області менших і більших значень діаметрів d мають місце нелінійні "завали" на залежностях, які не дозволяють знайти тут якийсь конкретне значення α (рис. 1).

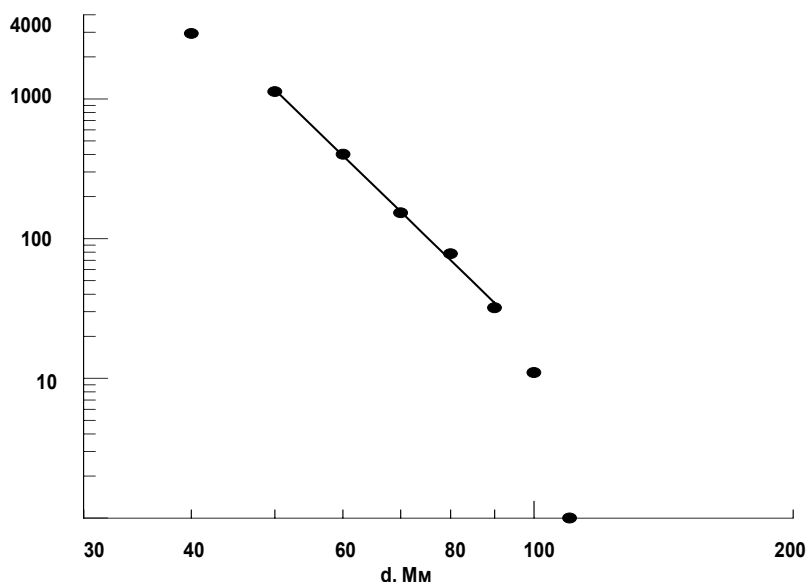


Рис. 1. Інтегральна залежність для діаметрів сонячних плям для всього 21-го циклу.

Тут і на рис. 2 по осі абсцис дано діаметри плям у мегаметрах (Мм), а по осі ординат – кількість сонячних плям, що мають вказаний або більший діаметр. На даному рисунку лінійна ділянка розподілу (подана прямою) відповідає $\alpha = 6.0$

Слід також зауважити, що при побудові залежностей використовувались дані по всіх плямах – як правильних, так і складних, неправильної форми. В останньому випадку для плями визначався найбільший $d_{\max}$ і найменший $d_{\min}$ розміри у двох взаємно-перпендикулярних напрямках, і середній діаметр $\langle d \rangle$ плями визначався як середнє геометричне з цих величин

$$\langle d \rangle = (d_{\max} d_{\min})^{1/2}. \quad (2)$$

Останнє, по суті, еквівалентно тому, що діаметр плями оцінювався як корінь квадратний з їх площі. Крім того, для плям недалеко від лімба (але не ближче 20° по геліодовготі) враховувалось проекційне скорочення їх діаметра. Плями, які знаходилися ще ближче до лімба, не враховувались.

Після побудови залежностей виявилось, що $\alpha = 6.0 \pm 0.1$ для всього 21-го циклу (рис. 1). Було також побудовано індивідуальні залежності для кожного року цього циклу і виявилось, що параметр α не виявляє достовірної кореляції з числами Вольфа W . У зв'язку з цим, будувались узагальнюючі залежності для фази росту цього циклу, фази максимуму та фази спаду (рис. 2). При цьому з'ясувалось, що величина α є найбільшою на початку циклу ($\alpha = 7.3 \pm 0.2$), проміжною у максимумі ($\alpha = 6.2 \pm 0.15$), і найменшою на фазі спаду ($\alpha = 5.3 \pm 0.3$).

Аналогічна закономірність виявлена також в циклах 20 та 23, однак якісно інша – у циклі 22. У цьому циклі параметр α є практично однаковим на фазі росту і максимуму (біля 4.0), однак на фазі спаду активності він різко зростає до значення $\alpha = 6.9 \pm 0.2$ (рис. 3). З рисунка видно, що по відношенню до середнього значення $\alpha = 6.2$ за всі чотири цикли (штрихова лінія), дані для циклу 22, в цілому, відповідають меншим значенням α .

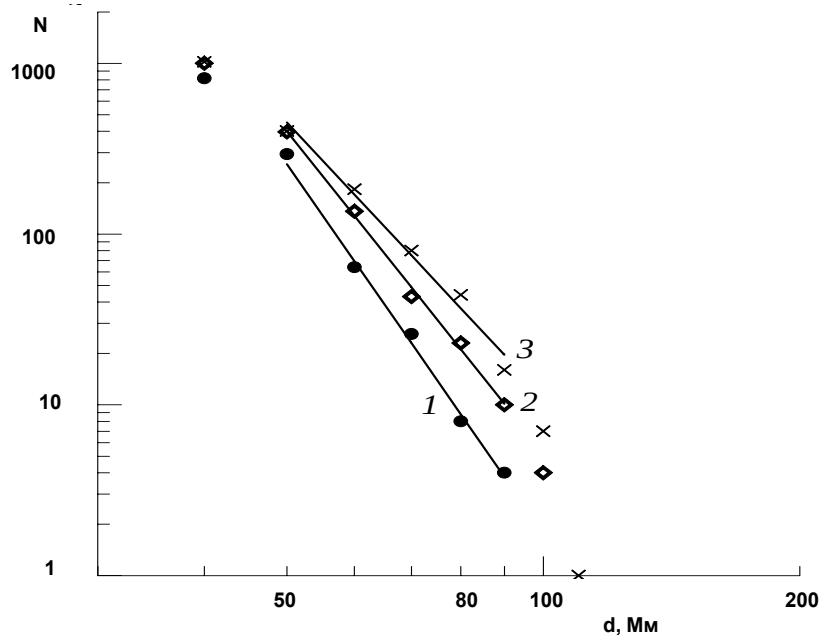


Рис. 2. Порівняння інтегральних розподілів для різних фаз 21-го циклу:
1 – фаза росту, 2 – максимуму, 3 – спаду активності

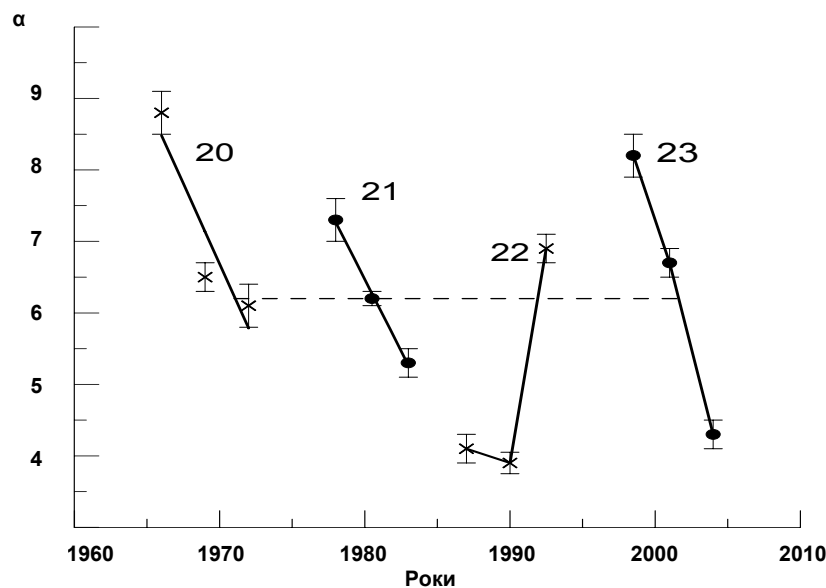


Рис. 3. Порівняння показників інтегрального розподілу α для всіх чотирьох циклів
(цифри 20-23 вказані номери відповідних циклів). Штриховою лінією подано середнє значення $\alpha = 6.2$

Висновки та їх обговорення. Виконаний аналіз показав, що інтегральні розподіли для діаметрів сонячних плям у різних циклах сонячної активності мають певні відмінності. На лінійній ділянці інтегрального розподілу (50–90 Мм) апроксимуючий показник розподілу α достовірно змінюється як всередині кожного 11-річного циклу, так від одного циклу до іншого. Не виявлено достовірної залежності цього показника від чисел Вольфа.

Очевидно, важливим є те, що на початку 11-річного циклу (у циклах 20, 21 та 23) цей показник є більшим, ніж в його кінці. Аналогічна закономірність вивляється, якщо розглянути 22-річний магнітний цикл, що відповідає двом 11-річним циклам №№ 20+21. Там на початку 22-річного циклу (тобто у циклі № 20) величина α є в середньому більшою, ніж в його кінці (тобто в циклі № 21).

Можна припустити, що це є вказівкою на користь того, що 22-річний магнітний цикл починається саме з парного циклу (а не з непарного, як у дифузійній моделі [4]). Дійсно, оскільки більше значення показника α свідчить про початкову стадію розвитку процесу активності, то тоді більше значення α для всього 20 циклу (ніж 21-го), вказує на те, що всередині 22-річного інтервалу активності слід вважати більш "молодим" саме парний цикл.

Слід також зауважити, що правило Гневишева-Оля порушувалося з 1755 р. трічі, притому останнє таке порушення було саме в останніх циклах №№ 22-23 (1986–2008 рр.). На сьогодні є невідомими критерії прогнозування цих "збоїв" в чергуванні активності у парних і непарних циклах, і тому аналіз як "правильних" (з точки зору правила

Гневишева-Оля), так і "аномальних" циклів по ознаці величини параметра інтегрального розподілу α може зробити довгострокові прогнози сонячної активності більш надійними.

У цьому відношенні цікаво, що досить характерна особливість в еволюції показника розподілу виникла ще у 22 циклі, тобто за 10 років до "аномального" циклу 23. З рис. 3 видно, що характерний "злам" в еволюційних змінах показника наступив в області 1990 року. Можливо, цей "злам" відгукнувся" біля 2000 року, коли був максимум наступного циклу 23. Якщо це так, то це ще раз свідчить про взаємозв'язаність процесів сонячної активності всередині 22-річного магнітного циклу і про те, що магнітний цикл дійсно починається з парного циклу. Ці припущення слід перевірити в майбутньому на нових спостережних даних.

1. Гершберг Р.Е. Вспыхивающие звезды малых масс, М.: Наука, 1978. – 127 с.
2. Курочка Л.Н. Распределение по энергиям 15000 солнечных вспышек // Астрон. журн. – 1987, Т. 64, № 2.– С. 443–446.
3. Обридо В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. – М.: Наука, 1985. – 256 с.
4. Соловьев А.А., Наговицын Ю.А. Развитие диффузионной модели солнечного цикла: новый взгляд на структуру и природу хэйловской магнитной пары // Тр. IX Пулковской Международн. конф. по физике Солнца "Солнечная активность как фактор космической погоды", ГАО РАН, Санкт-Петербург, 4–9 июля 2005 г. – С. 447–452.

Надійшла до редколегії 12.06.08

УДК 523.985

В. Лозицький, О. Андрієць

СПІВСТАВЛЕННЯ ВИМІРЮВАНЬ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТІ СЛАБКОГО СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ ПО ЛІНІЯХ FeI і H α

У роботі наведено результати спектрофотометричного дослідження сонячного спалаху 28 липня 2004 р. рентгенівського балу C4, який виник в активній області NOAA 652. Спалах проектувався на пляму N полярності з магнітним полем 2700 Гс. На основі аналізу $I \pm V$ профілів Стокса знайдено, що в області плями магнітне поле по лінії FeI 6302.5 було в 1.6–1.8 рази сильніше, ніж поле по лінії H α . Враховуючи імовірний нахил силових ліній магнітного поля, цю розбіжність можна пояснити практично нульовим вертикальним градієнтом ($\partial B / \partial h \approx 0$) в діапазоні висот "фотосфера – хромосфера". За межами плями і спалаху $B(6302.5)/B(H\alpha) \approx 3-4$, що вказує на $\partial B / \partial h < 0$.

The spectrophotometric investigation of a weak solar C4 flare of 28 July 2004 occurred at AR NOAA 652 is presented. The flare projected on a sunspot of N polarity with magnetic field $B = 2700$ G. On a basis of analysis of Stokes $I \pm V$ profiles it was shown that in area of spot the magnetic field strength in FeI 6302.5 line was in 1.6–1.8 times stronger than in H α . Taking into account the probable slope of field lines on the line of sight, this results could interpret as manifestation of negligible vertical magnetic field gradient ($\partial B / \partial h \approx 0$) in range of 'photosphere – chromosphere'. Outside sunspot and flare was found $B(6302.5)/B(H\alpha) \approx 3-4$ that indicates of $\partial B / \partial h < 0$.

1. Вступ. Сонячні спалахи – потужні вибухоподібні процеси в атмосфері Сонця, пов'язані з раптовим перетворенням магнітної енергії у інші форми енергій (електромагнітну, теплову, прискорених часток, ударних хвиль і корональних викидів). Енергії спалахів від 10^{26} до 10^{32} ерг, тривалість – від кількох хвилин до 3–4 год. Спалахи охоплюють широкий діапазон висот в атмосфері – від фотосфери до корони, причому основна їх енергія, напевно, виділяється у хромосфері і короні. У зв'язку з цим, в проблемі сонячних спалахів особливо цінними є прямі дані про магнітні поля на хромосферному й корональному рівнях. Однак відповідні вимірювання є непростими у методичному відношенні. У цьому діапазоні висот формуються в основному широкі спектральні лінії, спостережена півширина $\Delta\lambda_{1/2}$ яких значно більша за зєсманівське розщеплення $\Delta\lambda_n$ навіть при полях у декілька кілогас. Теоретично при $\Delta\lambda_n \ll \Delta\lambda_{1/2}$ і використанні аналізатора кругової поляризації вимірюється (по відносному зміщенню центрів ваги" профілів $I \pm V$) величина не модуля індукції B , а його поздовжня компонента $B_{\parallel} = B \cos \gamma$, де γ – кут між променем зору і силовою лінією магнітного поля. Це обумовлено тим, що тоді кожна σ -компонента об'єднується (блендується) π -компонентою, утворюючи з нею спільний профіль. Зміщення "центра ваги" цього об'єданого профіля буде менше, ніж $\Delta\lambda_n$. Якщо ж ми маємо $\Delta\lambda_n \approx \Delta\lambda_{1/2}$, то виміряне значення магнітного поля буде по величині проміжним між $B_{\parallel}$ та B . Лише при $\Delta\lambda_n > \Delta\lambda_{1/2}$ можна виміряти величину, достатньо близьку до модуля поля B .

На сьогодні майже вся інформація про магнітні поля у сонячних спалахах стосується фотосферного рівня. Є також обмежене число публікацій, в яких містяться результати вимірювань у зоні температурного мінімуму і хромосфери (див. напр [8, 10, 11]). Для з'ясування структурних особливостей магнітного поля в області спалахів важливо детально прослідкувати (по прямим даних) поширення магнітного поля від рівня фотосфери у більш високі шари. Тут багато неясного навіть для неспалахових областей. Зокрема, на магнітографі КРАО було отримано [9], що за межами плям і спалахів виміряні напруженості у хромосферних лініях іноді перевищують аналогічні величини у фотосферних лініях. Наприклад, величина $B_{\parallel}$ по хромосферній лінії H α виявилася в середньому на 33% більшою, ніж по фотосферній лінії FeI 5250.2. Поскільки газовий тиск швидко зменшується з висотою, малоймовірно, щоб ця відмінність вказувала на дійсне підсилення магнітного поля при переході від фотосфери до хромосфери. Скоріш за все, це – специфічні прояви існування субтелескопічної (просторово нероздільної) структури магнітного поля. Тоді відношення виміряних полів $B_{\parallel}$ по різних лініях залежить не тільки від дійсних напруженостей поля в субтелескопічній компоненті, але й від півширин профілів ліній у цій компоненті, фактора заповнення, фонового поля і розмірів вихідних щілин магнітографа [6, 7, 9]. На це відношення впливає і геліоцентричний кут, на якому знаходиться досліджена ділянка на диску Сонця: відношення магнітних полів, виміряних по різних лініях, є максимальним в центральній зоні диску і наближається до одиниці біля сонячного лімба [9]. Важливо також, що ефект відмінностей величин $B_{\parallel}$ по різних лініях практично не залежить від просторового розділення: він існує як при розділенні $\approx 1''$, так і при розділенні в $100''$ [2].

У даній роботі співставлені результати спектрально-поляризаційних вимірювань магнітного поля по лініях H α і FeI для слабкого й повільного сонячного спалаху. Раніш було знайдено [10], що в потужному спалаху балу 2В вели-

чина магнітного поля по лінії $H\alpha$ достовірно більша, ніж по фотосферних лініях FeI 5247.1 і 5250.2Å. Під час іншого слабшого спалаху балу M1.2/1N було виміряно, що поле по хромосферній лінії H β більше, ніж по фотосферних лініях NiI, CrII і VI [4]. Важливо дослідити ці ефекти на прикладі ще слабшого спалаху.

2. Матеріал спостережень та профілі ліній. Нижче досліджується сонячний спалах 28 липня 2004 р., який виник в активній області NOAA 652 біля західного лімба Сонця ($\mu = 0.41$). Спалах спостерігався одним із авторів (В.Л.) на ешелюму спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка [3]. Спалах був помічений як відносно слабка емісія в ядрі лінії $H\alpha$, яка оставалась практично незмінною на протязі години спостережень. Пізніше, при співставленні цих спостережень з даними GOES виявилось, що це дійсно слабкий і повільний сонячний спалах рентгенівського балу C4. Ешелюний спектр спалаху був сфотографований 4 рази в ортогональних кругових поляризаціях, о 5^h46^m , 5^h50^m , 5^h54^m і 5^h58^m UT. Було помічено візуально по $H\alpha$, що в 6^h10^m в області спалаху виник викид з швидкостями $\pm 100\text{--}150$ км/с.

Знімки спектру були зроблені на фотопластинки ORWO WP3 з експозицією 20 с; вказані вище моменти стосуються початку кожної експозиції. Просторове розділення прямих спостережень ≤ 1 Мм, спектральне (поблизу $H\alpha$) – 50 мÅ. У цій роботі вивчається спектр спалаху лише для 5^h46^m . Відповідна спектрограма була профотометрована на мікрофотометрі МФ-4; результати фотометрії опрацьовувались на ЕОМ з метою отримання профілів ліній в остаточних інтенсивностях і вимірювання по них магнітних полів.

По візуальним вимірюванням магнітного поля в лінії FeI 5250.2Å, магнітна індукція в плямі, на яку проектувався спалах, дорівнювала 2700 Гс, пляма була N полярності. Як буде подано нижче, ці вимірювання добре співпали з фотографічними даними, отриманими в лінії FeI 6302.5.

Магнітні поля у спалаху вимірювались по лініях $H\alpha$, FeI 6302.5 і 5250.2Å. Це добре відомі лінії; перша формується в хромосфері і має ефективний фактор Ланде $g_{\text{eff}} = 1.05$, дві інші формуються в фотосфері і мають $g_{\text{eff}} = 2.5$ та 3.0, відповідно.

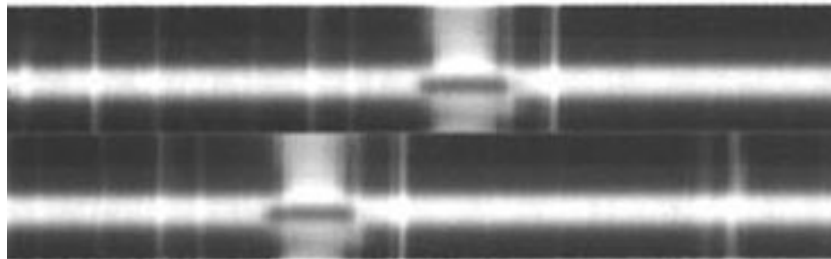


Рис. 1. Фрагмент дослідженої спектрограми (в негативному зображенні), який показує лінію $H\alpha$ з навколишніми телуричними і сонячними лініями

Стоксові профілі $I \pm V$ лінії $H\alpha$ (рис. 1) досліджувались як безпосередньо у спалаху, так і в прилягаючій до плями фотосфері. Поперечний розмір дослідженого спалахового вузлика становив $4''$, тобто приблизно 3 Мм.

Виявилось, що в емісійному вузлику центральна остаточна інтенсивність в $H\alpha$ досягала 6 одиниць найближчого неперервного спектру. Це, однак, не свідчить про якусь виняткову яскравість емісії: оскільки вузлик спалаху проектувався на пляму, де інтенсивність була знижена у порівнянні з фотосферою у 9 разів, віднесений до фотосферного континууму рівень емісії був не більше 0.6. У центрі плями центральна остаточна інтенсивність в $H\alpha$ досягала 4.0 (рис. 2).

З цього рисунка видно, що емісійні профілі лінії $H\alpha$ в ортогональних кругових поляризаціях (показані тут суцільними і штриховими лініями) помітно зсунуті один відносно іншого по довжинах хвиль, тоді як телурична лінія на віддалі $\Delta\lambda \approx +1600$ мÅ від центру займає однакове положення в обох поляризаціях. Відносне зміщення емісійних "горбів" профілів $I+V$ та $I-V$ відповідає тут магнітному полю 1400 ± 100 Гс. Враховуючи, що в даному випадку $\Delta\lambda_H \ll \Delta\lambda_{1/2}$, вказане значення поля має представляти $B_{\parallel}$, а не модуль поля B .

Слід зауважити, що бісектори емісійних профілів $I+V$ та $I-V$ виявились практично паралельними один одному як в місцях інтенсивної спалахової емісії, так і поза спалахом. Це свідчить про те, що магнітне поле було достатньо однорідним в картинній площині. Якби там існували субтелескопічні структури з сильним магнітним полем, це проявилось би в непаралельності бісекторів [4].

Лінії FeI 6302.5 та 5250.2 мали у спалаху звичайні абсорбційні профілі (без емісійних піків), типові для плями та прилеглої до неї фотосфери. В області плями спостерігалось повне розділення зееманівських π - та σ -компонент ліній FeI, що дозволяло виміряти модуль магнітного поля B . В області π -компоненти не спостерігалось суттєвих ефектів її розщеплення, подібних відміченим, наприклад, в роботах [1, 5].

3. Результати вимірювань та їх обговорення. Результати вимірювань для різних (в картинній площині) місць на Сонці подані на рис. 3. З нього видно, що центр плями приходить на фотометричний розріз № 20; тут інтенсивність в континуумі знижена у порівнянні з фотосферою приблизно у 9 разів ($I_c/I_{ph} = 0.11$). Максимальна емісія в $H\alpha$ приходилась на розріз № 18, що знаходився на віддалі приблизно 1 Мм від центра плями.

Характерно, що відношення $B(H\alpha)/B(6302.5)$ вимірюваних у лініях $H\alpha$ та FeI 6302.5 полів досить суттєво змінюється в дослідженій ділянці на Сонці. Найбільше його значення (0.64) виміряно по центру емісійного вузлика спалаху. По центру плями це відношення було 0.59, на периферії плями – біля 0.5, тоді як у прилягаючій до плями фотосфері – лише 0.3. Згідно з магнітографічними даними роботи [9], це відношення становить 1.33.

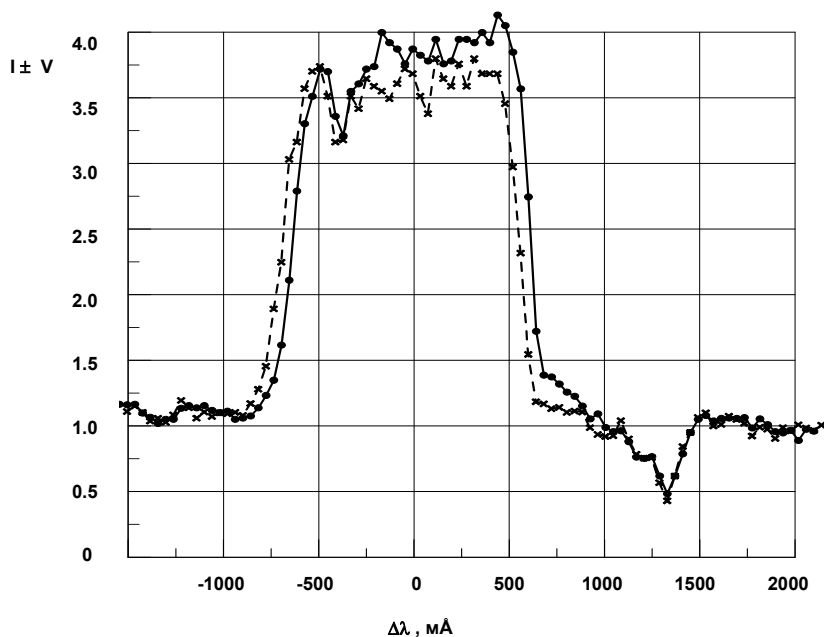


Рис. 2. Стоксові профілі $I \pm V$ лінії $H\alpha$ у дослідженому спалаху (див. текст)

Наведене вище відношення для центру плями можна пояснити досить просто: нахилом силових ліній при одно-рідному полі. Дійсно, оскільки лінія $H\alpha$ представляє поздовжню компоненту $B_{\parallel}$, а лінія $Fel\ 6302.5$ – модуль поля B , можна вважати, що

$$\cos \gamma \approx B(H\alpha)/B(6302.5) = 1.4/2.4 = 0.58. \quad (1)$$

Звідси $\gamma \approx 55^\circ$, тоді як геліоцентричний кут дослідженого місця на Сонці $\vartheta \approx 66^\circ$. Враховуючи, що вісь плями завжди нахилена на схід (внаслідок обертання Сонця), відмінність вказаних кутів (55° і 66°) можна вважати цілком закономірним.

З цієї точки зору, дійсний модуль поля однаковий по величині і в фотосфері, і в хромосфері, так що висотний градієнт поля $\partial B/\partial h \approx 0$. Звичайно, це дещо нетипова ситуація: все-таки, скоріше можна було очікувати, що в хромосфері модуль магнітного поля буде меншим (внаслідок, як зазначалось вище, значного спаду газового тиску, який має утримує магнітні силові трубки у рівновазі).

Тобто, тут не виключено, що в області спалаху діяв якийсь механізм додаткового підтримування модуля поля (в тіні плями) від його занадто швидкого спадання при переході від фотосфери до хромосфери. Нагадаємо, що в інших більш потужних спалахах відмічалось більш явне і локальне (по висоті) підсилення магнітного поля [10, 11]. Воно відповідало $\partial B/\partial h > 0$ при переході від нижньої фотосфери до верхньої, однак $\partial B/\partial h < 0$ в діапазоні висот вище області локального підсилення поля. Теоретично, якби магнітне поле не мало ніяких особливостей, мало б бути скрізь $\partial B/\partial h < 0$, притому як фотосфері, так і хромосфері.

На користь того, що в дослідженому досить слабкому спалаху діяв згаданий вище механізм підсилення поля, свідчить і величина відношення $B(H\alpha)/B(6302.5)$. По центру емісійного вузлика це відношення, як вже зазначалось, є найбільшим і дорівнює 0.64 ± 0.08 , тоді як по центру плями та на її периферії – в межах 0.50 – 0.59 (при тій же величині похибки вимірювань). Це означає, що хромосферне поле у порівнянні з фотосферним було найбільшим саме в емісійному вузлику спалаху. Однак, враховуючи імовірні похибки вимірювань, у даному випадку можна говорити не про безсумнівний ефект, а лише про попередню вказівку на його існування.

На відміну від даних по області плями, де лінія $H\alpha$ представляє в основному поздовжню компоненту поля, а лінія $Fel\ 6302.5$ – модуль поля, дані за межами плями (для $N=30$ – 32 на рис. 3) є однаковими по фізичному смислу для обох ліній – вони представляють поздовжню компоненту поля. Саме такі дані найбільш співставимі з магнітографічними вимірюваннями [9]. У цьому відношенні, значна відмінність отриманого відношення $B(H\alpha)/B(6302.5)$ (біля 0.3 у даній роботі і 1.33 у роботі [9]) вимагає якогось окремого пояснення. Можливо, це частково пов'язане з тим, що у нашому випадку досліджена ділянка була недалеко від сонячного лімба, тоді як в роботі [9] вивчались в основному області поблизу центру диска. Адже перехід від центральної зони диска до лімба супроводжується не лише зміною висоти формування ліній, але й певною втратою структури поля при переході від рівня фотосфери (лінія $Fel\ 6302.5$) до рівня хромосфери (лінія $H\alpha$).

4. Висновки. У вивченому слабкому спалаху балу $S4$ виявлені спостережні вказівки на практично нульовий вертикальний градієнт магнітного поля ($\partial B/\partial h \approx 0$) при переході від рівня фотосфери до хромосфери, тоді як за межами спалаху – звичайний випадок $\partial B/\partial h < 0$. Враховуючи те, що магнітні структури мають утримуватись в рівновазі в основному зовнішнім газовим тиском (а він швидко спадає з висотою), можна припустити, що в області спалаху діяв певний фізичний механізм локального підсилення магнітного поля. Це узгоджується з даними по інших більш потужних спалахах (поданих, наприклад, у роботах [10, 11]), де знайдено навіть випадки $\partial B/\partial h > 0$. Тому, в цілому, вимальовується якісно аналогічна картина: як досить потужні спалахи, так і слабкі, виникають в тих місцях активних областей, де висотний розподіл магнітного поля має особливості у формі затримки спаду поля з висотою або навіть його локального підсилення у певному діапазоні висот.

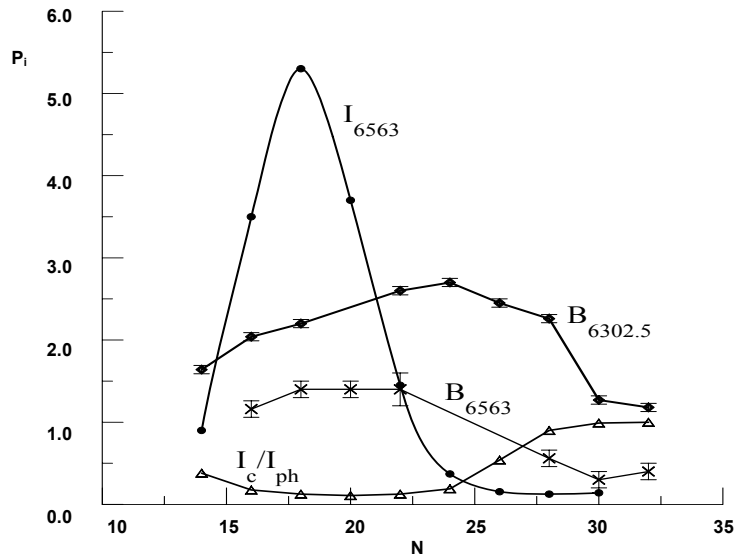


Рис. 3. Співставлення вимірювань магнітного поля B_{6563} і $B_{6302.5}$ у лініях $H\alpha$ та FeI 6302.5 з відносною інтенсивністю I_c/I_{ph} у спектральному континуумі а також з інтенсивністю I_{6563} в центрі лінії $H\alpha$. По осі абсцис подані номери фотометричних розрізів. Віддаль між двома сусідніми парними розрізами (відміченими, наприклад, трикутниками на рисунку для графіка величин I_c/I_{ph}), відповідає 1Мм у картинній площині

1. Баранов А.В. О природе расщепления π -компонента магнитоактивных линий в спектрах солнечных пятен // Солнечные данные. – 1974. – № 7. – С. 100–105.
2. Демидов М.Л. Сопоставление наблюдений крупномасштабных магнитных полей Солнца в различных спектральных линиях // Изв. Академии Наук. Сер. физическая. – 1998. – Т. 62, № 9. – С. 1830–1834.
3. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г., Лозицкая Н.И., Остапенко В.А., Полупан П.Н., Романчук П.Р., Россада В.М. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С. 48–56.
4. Лозицкий В.Г., Ажнюк Ю.И. Измерения магнитных полей в солнечной вспышке по линиям фотосферы и хромосферы // Труды Уссурийской астрофиз. обсерватории. – 2007. – Вып. 10. – С. 68–78.
5. Лозицкий В.Г., Коломиец Д.Г. Особенности расщепления зеемановской π -компоненты линии FeI 630.25 нм в спектрах солнечных пятен и вспышек // Тр. Уссурийской астрофиз. обсерв. – 2006. – Вып. 9. – С. 75–95.
6. Лозицкий В.Г., Курочка Е.В., Осыка О.Б., Шеминова В.А., Порфирьева Г.А. Проблемы интерпретации наблюдений мелкомасштабных магнитных полей в спокойных и активных областях на Солнце // Тр. Уссурийской астрофиз. обсерв. – 2007. – Вып. 10. – С. 79–112.
7. Лозицкий В.Г., Цап Т.Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // Кинематика и физика небес. тел. – 1989. – Т. 5, № 1. – С. 50–58.
8. Abramenko V.I., Baranovsky E.A. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines // Solar Phys. – 2004 – Vol. 220, №1. – P. 81–91.
9. Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T. The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // Solar Phys. – 1973. – Vol. 31, No.2. – P. 307–316.
10. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Phys. – 2000. – Vol. 191, № 1. – P. 171–183.
11. Lozitsky V.G., Lozitska N.I. Line profiles and magnetic fields in the exclusively powerful solar flare of October, 2003: preliminary results // Kinematics and Physics of Celest. Bodies, Suppl. – 2005. – # 5. – P. 148–150.

Надійшла до редколегії 08.05.08

УДК 521.182; 523.44

А. Казанцев

УТОЧНЕННЯ РОЗПОДІЛУ АСТЕРОЇДІВ ЗА РОЗМІРАМИ ТА ОЦІНКА ЧИСЛА БІЛЯЗЕМНИХ АСТЕРОЇДІВ

Для визначення параметрів розподілу астероїдів головного поясу (ГПА) за розмірами був використаний каталог даних IRAS, який містить розміри та альбедо 2228 астероїдів. Отримана залежність показника степеня b від розміру D чітко розділяється на дві зовсім різні ділянки: при $D < 65$ км та при $D > 70$ км. На першій ділянці показник b зростає від 1 до 4 при зменшенні D від 65 до 10 км. На другій ділянці (від 70 км і більше) цей параметр спочатку зростає, а потім залишається в середньому постійним в межах 2.2 – 2.6. Параметр b був обчислений для астероїдів, що наближаються до Землі (АНЗ, $q < 1.3$ а.о.) з діаметрами від 3 до 10 км. Середнє значення b для даної вибірки (54 тіла) становить приблизно 4.0. Це добре узгоджується із відповідним значенням параметра для ГПА. Отримані параметри розподілу АНЗ за розмірами було використано для оцінки кількості АНЗ. Розрахунки показали, що число АНЗ з $D > 1$ км має бути біля 2000. Це значення майже в двічі перевищує останні оцінки.

Catalogue of the IRAS data containing sizes and albedos of 2228 asteroids was used to define parameters to a power law of asteroid-size distribution for MBAs. The obtained dependence of exponent b upon size D is clearly divided into two quite different sites: at $D < 65$ km and at $D > 70$ km. In the first site the exponent b is increasing from 1 to 4 under lessening of D from 65 km to 10 km and less. In the second site (from 70 km and more) this parameter, at first, is increasing and then remains on average constant within 2.2 – 2.6. Parameter b was calculated for NEAs ($q < 1.3$ AU) having D from 3 to 10 km. The average value of b for this sample (54 bodies) makes about 4.0. It is in a good agreement with the correspondent value for MBAs. The obtained parameters for NEAs size-distribution were used for estimation of NEAs numbering. The calculations show, that the quantity of NEAs with $D > 1$ km should be about 2000. Its value is almost twice as much, than the last estimations.

1. Вступ. Зазвичай розподіл астероїдів за розмірами подається у вигляді степеневі залежності [4]

$$dN(D) = kD^{-b}dD \quad (1)$$

де $dN(D)$ – число астероїдів у вузькому інтервалі розмірів dD , k та b – деякі постійні параметри. Після інтегрування (1) можна отримати число астероїдів в інтервалі розмірів від D_1 до D_2

$$N = k_1(D_1^{-(b-1)} - D_2^{-(b-1)}) \quad (2)$$

де $k_1 = k/(b-1)$. Тут мається на увазі розподіл всіх існуючих, а не лише відкритих астероїдів. Однак, справедливості рівняння (1) у всьому діапазоні розмірів вже давно піддається сумніву. Так в роботі [4] наведено значення параметра b для двох діапазонів розмірів астероїдів головного поясу. В роботі [5] зазначено, що розподіл за розмірами АНЗ, описується трьома різними значеннями показника степеня. Отже може існувати певна залежність параметра b від розмірів астероїдів. Для визначення більш менш точної залежності $b(D)$ необхідний великий масив даних про розміри астероїдів в широкому діапазоні їх значень. Така можливість з'явилася після публікації даних IRAS про розміри і альbedo 1884 астероїдів [6]. Як вказують автори, точність розмірів і альbedo складає в середньому 5–10%. Не дивлячись на наявність в цьому каталозі деяких систематичних помилок [2], масив даних IRAS на той час був найбільш чисельною вибіркою альbedo та розмірів астероїдів.

Використовуючи дані IRAS [6], в нашій попередній роботі [1] побудовано залежність параметра b від розмірів астероїдів головного поясу. В роботі було отримано, що залежність $b(D)$ розділяється на дві ділянки. На першій ($10 < D < 65$ км) параметр b спадає від 3.7 до 1.1 із збільшенням розмірів. На другій ($130 > D > 70$ км) параметр зростає від 1.1 до 2.0. Новий (доповнений і перероблений) каталог даних IRAS, що містить розміри і альbedo 2228 астероїдів, опублікований в 2002 р. [7]. Ці дані можуть бути використані для уточнення залежності $b(D)$.

2. Підготовка масиву даних. Вибірка даних IRAS є досить повною для великих тіл ($D > 30$ км). У той же час найбільший інтерес викликають значення параметрів розподілу для малих астероїдів, повнота яких в каталозі IRAS досить низька. Тому необхідно (хоч би приблизно) оцінити розміри астероїдів, не включених до каталогу IRAS. З цією метою був використаний повний каталог орбіт астероїдів Міжнародного центру малих планет (MPC) на січень 2008 р. Цей каталог містить елементи орбіт і абсолютні зоряні величини більш ніж 300 тисяч тіл. Оцінки розмірів виконувалися за формулою, що зв'язує розмір астероїда D , його геометричне альbedo p_v і абсолютну зоряну величину H , і яка була використана в каталозі IRAS

$$2 \lg D = 6.247 - 0.4H - \lg p_v \quad (3)$$

Для визначення альbedo астероїдів нами була використана залежність p_v від великої півосі a

$$p_v = 0.342 - 0.085a \quad (4)$$

Рівняння (4) представляє лінійну апроксимацію залежності $p_v(a)$ на інтервалі великих півосей 2.16–3.70 а.о., виведену за даними IRAS для астероїдів, що не відносяться до крупних сімейств. Крім того, враховувалися середні значення альbedo крупних сімейств астероїдів (Flora, Koronis, Eos, Phemis і Veritas). Середні значення альbedo сімейств астероїдів були також визначені за даними IRAS. Належність астероїдів до того чи іншого сімейства встановлювалася за відповідністю власних елементів орбіт.

Середні значення p_v зазначених сімейств становлять

Flora	Koronis	Eos	Phemis	Veritas
0.192 ± 0.063	0.182 ± 0.061	0.137 ± 0.036	0.137 ± 0.036	0.058 ± 0.02

Якщо власні елементи орбіти астероїда (a , e , i) попадали у відповідний інтервал елементів орбіт сімейства, то альbedo такого тіла визначалося не з рівняння (4), а прирівнювалося середньому значенню альbedo сімейства. Розмір астероїда (D), отриманий за формулою (3), порівнювався з каталожним розміром (D_{IRAS}) і оцінювалася відносна похибка визначення розміру. Середнє значення відносної похибки склало 25%. Таким чином, був отриманий масив, що містить розміри більше 275 тисяч астероїдів, з яких 2228 значень відповідали каталогу IRAS.

3. Визначення залежності $b(D)$. Для визначення параметрів k і b в окремому вузькому діапазоні розмірів досить розділити цей діапазон на дві ділянки і обчислити кількість астероїдів в кожній з них. Після цього можна записати два рівняння типу (2) з двома невідомими: k і b . Обчислені значення цих параметрів слід віднести до середини діапазону.

Важливе значення має визначення того мінімального розміру астероїда D_1 , яке може бути використане в рівнянні (2) без помітного впливу на точність визначення параметрів k і b . Тобто, практично всі астероїди з розмірами $D > D_1$ мають бути вже відкриті. Хоча в каталозі MPC загальне число тіл більше 300 тисяч, останній астероїд з абсолютною зоряною величиною $H = 12^m$ має в цьому каталозі порядковий номер 62128. Дане значення H відповідає середньому діаметру астероїда близько 15 км. Отже, напевне, всі астероїди з $D > 15$ км. вже відкрито і включено в каталог. Ми припустили, що $D_1 = 10$ км, що в середньому відповідає абсолютній зоряній величині 13^m . Серед останніх 100 тисяч астероїдів головного поясу в каталозі MPC немає жодного тіла з $H \leq 13^m$.

Для параметрів розподілу вибиралися різні діапазони розмірів: від кількох кілометрів (для малих розмірів), до кількох десятків кілометрів (для великих розмірів) в залежності від кількості астероїдів. До кожного окремого діапазону застосовувалося його розбиття на різне число ділянок (від 2 до 5). Причому, розміри цих ділянок не обов'язково були однаковими. Для кожного розбиття визначалися свої значення параметрів k і b . При розбитті на дві ділянки визначалося по одному значенню параметрів. При більшій кількості ділянок значень параметрів теж було кілька варіантів, і визначилися середні значення величин k і b . Кожне з отриманих значень відносилось до середини діапазону розмірів D_s . Таким чином для окремого діапазону було визначено ряд значень обох параметрів. Із цього ряду значень визначалися середні величини та їх похибки.

Отримана залежність параметра b від розмірів для головного поясу астероїдів ($a = 2.16$ – 3.7 а.о.) представлена на рис. 1. Тут кожна точка відповідає значенню параметра b , віднесеному до середини окремого діапазону розмірів D_s . Відрізками біля точок показані похибки значень параметра. Через малу кількість астероїдів з великими розміра-

ми максимальний розмір був вибраний 170 км, і відповідно, максимальне значення $D_s = 135$ км. Для детальнішого визначення залежності $b(D)$ ділянки розмірів вибиралися з густим кроком і з взаємним перекриттям.

Також були виконані розрахунки для повної вибірки ГПА разом з АНЗ. ($a = 0.5\text{--}3.7$ а.о.), а також для тіл ГПА, що не відносяться до жодного з вищезазначених сімейств астероїдів. Жодних помітних відмінностей між залежностями $b(D)$ для цих трьох вибірок не виявлено.

Необхідно підкреслити, що така залежність $b(D)$ дійсно має бути властива всьому комплексу астероїдів і не повинна залежати від описаного методу її отримання. Зрозуміло, що певні похибки в наведеній залежності обумовлені тим, що майже всі розміри малих астероїдів були визначені на підставі рівняння (4), а не з врахуванням альbedo кожного окремого тіла. Проте подібні помилки повинні носити не систематичний, а випадковий характер. Та головне, що розміри великих тіл взяті безпосередньо з каталогу IRAS. Так, близько 80% розмірів астероїдів від 30 км до 40 км в нашій вибірці узяті з цього каталогу. Для тіл з $D > 40$ км доля IRAS становить більше 90%. Тобто ділянка залежності $b(D)$, на яку припадає мінімум, отримана на базі реальних розмірів астероїдів, а не за наближеними виразами (3) та (4).

Наведена залежність $b(D)$ певною мірою співпадає з отриманою раніше [1] за попереднім каталогом IRAS. Мінімум в обох залежностях припадає на розміри 60–70 км. Разом з тим, хід нової залежності при $D > 80$ км відрізняється від попередньої. Тут залежність виходить на горизонтальну ділянку, а не зростає. На наш погляд, наявність мінімуму в залежності $b(D)$ слід шукати в єдиному механізмі походження як дрібніших тіл, так і крупніших. Розміри 60–70 км занадто малі, щоб менші та більші тіла від цього значення мали різний механізм походження.

Отриману залежність $b(D)$ можна використати для підрахунку числа існуючих в головному поясі астероїдів різних розмірів. В діапазоні розмірів від 10 до 65 км залежність можна апроксимувати функцією (на рис. 1 – суцільна лінія)

$$b = 4.6880 - 0.1065D + 0.0025D^2 - 0.00003D^3 \quad (5)$$

Залежність між параметрами b і k на цьому інтервалі розмірів виражається таким чином

$$\lg k = 1.3663 + 1.2178b + 0.3098b^2 - 0.0597b^3 \quad (6)$$

Використання залежностей (5) та (6) дозволяє обчислювати число існуючих астероїдів в головному поясі в інтервалі розмірів 10–65 км з точністю до 5%. Якщо подібна залежність зберігається до розмірів 1 км, то число тіл в ГПА з розмірами $D > 1$ км становить 1.4×10^7 . Якщо залежності (5) і (6) не зберігаються при менших розмірах, то число таких тіл теж можна оцінити. Із рис.1 можна бачити, що при $D = 1$ км параметр $b \approx 4.0$. При цьому значенні b та відповідному значенні k число астероїдів ГПА з розмірами $D > 1$ км має бути 1.0×10^7 .

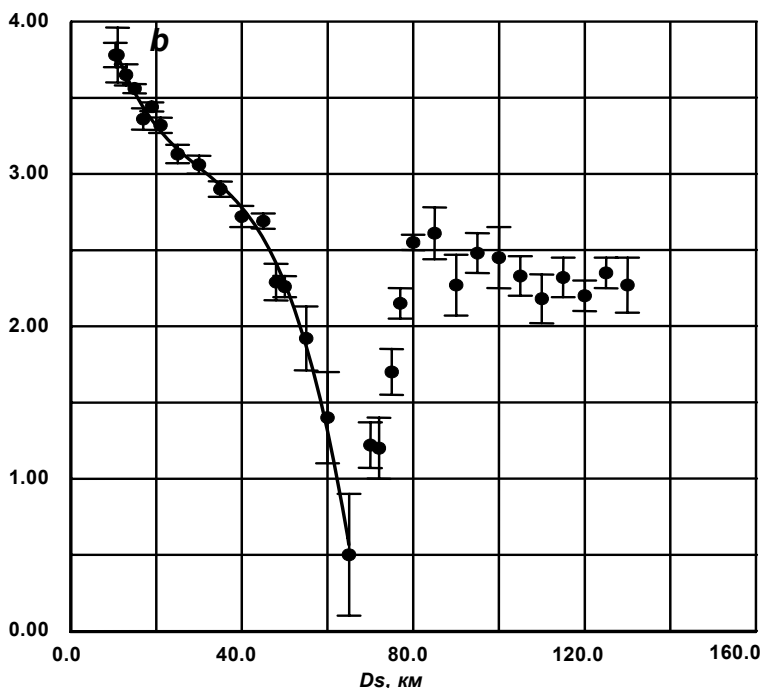


Рис. 1. Залежність параметра b від розмірів астероїдів для ГПА

4. Оцінка числа астероїдів, що наближаються до Землі. Описаний вище підхід можна застосувати для оцінки числа існуючих АНЗ. На сьогодні в каталозі MPC налічується біля 900 орбіт астероїдів з перигелійними відстанями $q < 1.3$ а.о. та розмірами $D > 1$ км. За відносно недавніми підрахунками [3] загальна кількість таких тіл має становити 900. Зрозуміло, що така оцінка є досить помилковою. Дуже часто для оцінки числа існуючих астероїдів малих розмірів приймається застаріле значення параметра $b = 3$. Зрозуміло, що такий вибір приводить до занижених оцінок.

На сьогодні є загальноновизнаним, що АНЗ переходять із зон резонансів в ГПА. Такі переходи здійснюються за рахунок гравітаційного впливу планет Сонячної системи. Гравітаційний вплив однаково діє на тіла всіх розмірів. Отже розподіл АНЗ за розмірами має бути близький до розподілу в ГПА для тіл відповідних розмірів.

Для визначення числа АНЗ нами були оцінені розміри тіл на орбітах з $q < 1.3$ а.о. в каталозі MPC на січень 2008 р. Оцінка розмірів здійснювалась за формулою (3). Вираз (4) для визначення альbedo АНЗ не застосовний, тому значення p_v для всіх АНЗ було прийнято рівним 0.2. Це значення відповідає середньому значенню альbedo астероїдів з великою піввіссю орбіт $a < 2.0$ а.о. за даними IRAS. Нами було прийнято, що на сьогодні вже виявлені всі існуючі АНЗ

з розмірами $D \geq 3$ км. Оразу зауважимо, що якщо такі тіла відкриті ще не всі, то отримане нами значення кількості АНЗ з $D > 1$ км буде дещо менше реального. Максимальний розмір АНЗ для підрахунків було взято 10 км (у каталозі MPC існує лише два АЕЗ з розмірами більше 10 км). Наша вибірка АНЗ налічувала 54 тіла з розмірами від 3 до 10 км. За описаним вище методом для середнього значення розмірів (6.5 км) даної вибірки були отримані параметри b та k . Значення параметра b при різних розбиттях діапазону на ділянки було в межах 3.9–4.2. Це добре узгоджується із залежністю $b(D)$ для ГПА. Так, за виразом (5) при $D = 6.5$ км $b = 4.09$. Крім того, отримані значення параметрів для АНЗ підтверджують попередню думку, що розподіл за розмірами АНЗ має бути близький до розподілу для ГПА. Отримані значення параметрів b і k дозволяють стверджувати, що число астероїдів з розмірами більше 1 км серед АНЗ має становити від 1800 до 2000. Іще раз зауважимо, що враховуючи спостережну селекцію, це значення можна розглядати як мінімальне. Отримана величина в 1.5–2 рази перевищує попередні оцінки кількості АНЗ.

5. Висновки. Отримана залежність показника степеня b від розміру D чітко розділяється на дві зовсім різні ділянки: при $D < 65$ км та при $D > 70$ км. На першій ділянці показник b зростає від 1 до 4 при зменшенні D від 65 до 10 км. На другій ділянці (від 70 км і більше) цей параметр спочатку зростає, а потім залишається в середньому постійним в межах 2.2–2.6.

Число існуючих АНЗ з $D > 1$ км має бути біля 2000.

1. Казанцев А.М. Некоторые особенности распределения числа астероидов по размерам // Кинематика и физика небес. тел. — 2002. — Т. 18, № 6. С. 517–524.
2. Луишко Д.Ф. Улучшенные IRAS-альbedo и размеры астероидов // Астрон. Вестн., 1998. — Т. 32, № 2. — С. 141–146.
3. Bottke, W. F., Jr.; Jedicke, R.; Morbidelli, A.; Petit, J.-M.; Gladman, B. Understanding the Distribution of Near-Earth Asteroids // Science. — 2000. — Vol. 288. — P. 2190–2194.
4. Hughes D.W. Asteroidal size distribution. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 1982. — Vol. 199. — P. 1149–1157.
5. Rabinowitz D.L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids // In: Gehrels T. (ed.) HAZARDS DUE TO COMETS & ASTEROIDS. Univ. of Arizona Press., 1994. — P. 285–312.
6. Tedesco E.F., Veeder G.J. IMPS albedos and diameters catalogue (FP 102) // The IRAS Minor Planet Survey / Eds Tedesco E.F., Veeder G.J., Fowler J.W., Chillemi J.R. MA: Phillips Lab., Hanson Air Force Base., 1992. — P. 243–297.
7. Tedesco Edward F., Noah Paul V., Noah Meg, Price Stephan D. The supplemental IRAS minor planet survey // Astron. J. — 2002. — Vol. 123. — P. 1056–1085.

Надійшла до редколегії 08.08.08

УДК 521.86

Ф. Кравцов, І. Лук'яник

СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОКРИТТІВ ЗІРОК АСТЕРОЇДАМИ ЗА ДОПОМОГОЮ ПЗЗ-КАМЕРИ У 2005–2007 РОКАХ

Наведені результати спостережень зірок астероїдами методом часової розгортки їхніх зображень за допомогою телескопа АЗТ-8 з ПЗЗ-камерою ST-8 MXE на спостережній станції в с. Лісники у 2005–2007 рр. Надані рекомендації по спостереженню покриттів зірок астероїдами методом часової розгортки зображень.

Results of observations of asteroid occultation by the method of temporal unsqueezing their images with help telescope AZT-8 with CCD ST-8 MXE at the Lisnyky observational station during 2005–2007 are summarized and analysed. Recommendations about observations asteroid occultation by the method of temporal unsqueezing their images are given.

Вступ. Явища покриття зірок астероїдами - це цінні астрономічні явища, спостереження яких дають можливість визначати розміри астероїдів. Наразі за даними Асоціації спостерігачів астероїдних покриттів у Європі (<http://www.euraster.net/results/stat/index.html>) в середньому щороку фіксується 70–80 покриттів, при цьому на одне позитивне спостереження явища покриття доводиться 45 негативних (у 2006 р.). Не дивлячись на невелику ймовірність фіксування покриття зірок астероїдами, кількість спостережень зростає за рахунок активної участі аматорів. Останнім часом в якості приймача використовують телевізійні ПЗЗ-камери. Використання цього типу приймача не дає можливості спостерігати покриття слабких зірок. У роботі [1] описаний метод часової розгортки зображень, за допомогою якого явище покриття зорі астероїдом можна фіксувати, використовуючи в якості приймача ПЗЗ-камеру, що дозволяє спостерігати покриття слабких зірок.

У даній роботі наводяться результати спостережень покриттів зірок астероїдами методом часової розгортки їх зображень, виконаних на спостережній станції Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка в с. Лісники протягом 2005–2007 рр., та даються рекомендації по використанню цього методу.

Інструменти та спостереження. Спостереження покриття зірок астероїдами проводилися нами в первинному фокусі ($D=70$ см, $F=2800$ см) телескопа АЗТ-8, який розташований на спостережній станції НДП "Астрономічна обсерваторія" кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка в с. Лісники ($30^{\circ}.5247$ східної довготи, $50^{\circ}.2979$ північної широти). Зображення небесних об'єктів реєструвалися за допомогою ПЗЗ-камери ST-8 MXE. Камера була передана ЮНЕСКО Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка в 2005 р. як благодійна допомога. Робоче поле (чип) камери нараховує 1530×1020 пікселів (розміром 9 мкм кожен), лінійні розміри чипу – 13.8×9.2 мм, що при спостереженні в первинному фокусі відповідає кутовим розмірам $16.7 \times 13'.4$. Для прив'язки до часу використовується GPS приймач.

Моменти та інші параметри можливих покриттів вираховувалися за допомогою програми Д. Гаральда OCCULT Asteroidal Occultations v.3.6.0. В 2005 – 2007 роках погодні умови та розташування спостережної станції дозволили нам провести спостереження 18 явищ можливих покриття зірок астероїдами. Ефемеридні дані цих 18 явищ наведені в табл. 1.

Таблиця 1. Обставини можливих астероїдних покриттів

© Ф. Кравцов, І. Лук'яник, 2009

№пп	Дата	Астероїд	Зірка	t_0, UT	$\Delta t, c$	$d_a, ''$	l, km
	2005						
1.	Жовтень, 11	712 Boliviana	TYC 1831-01958-1U	22 ^h 50. ^m 0		0.14	350
	2006						
2.	Березень, 20	4 Vesta	2 UCAC 40836920	20 47. 2	43.6	0.304	190
3.	Травень, 18	368 Heideia	2 UCAC 24872095	23 40. 7	7.5	0.055	640
4.	Липень, 24	7 Iris	TYC 1210-01269-1U	23 08. 6	8.6	0.162	810
5.	Серпень, 6	612 Veronika	2 UCAC 35442825	19 38. 8	5.2	0.034	150
6.	Серпень, 6	2291 Kevo	TYC 0473-05371-1U	21 22. 2	2.3	0.020	200
7.	Серпень, 29	1390 Abastumani	TYC 2393-01361-1U	02 41. 2	4.4	0.040	70
8.	Вересень, 14	1369 Ostanina	TYC 5173-02077-1U	21 42. 5	5.2	0.033	590
9.	Жовтень, 12	3902 Yoritomo	TYC 1712-01041-1U	18 28. 0	2.6	0.007	100
10.	Листопад, 4	76 Freia	TYC 0587-00209-1U	16 27. 3	30.3	0.101	310
	2007						
11.	Серпень, 23	230 Athamantis	2UCAC 3456929	00 56. 9	12.3	0.116	310
12.	Серпень, 24	115 Thyra	TYC 0572-00959-1U	01 09. 4	9.0	0.096	120
13.	Серпень, 27	130 Elektra	2UCAC 31525121	18 45. 7	10.7	0.082	170
14.	Вересень, 10	654 Zelinda	TYC 0539-00499-1U	20 50. 3	10.7	0.094	720
15.	Вересень, 17	405 Thia	2UCAC 28622191	17 54. 9	20.4	0.085	490
16.	Вересень, 21	934 Thuringia	TYC 1753-02175-1U	20 37. 9	6.7	0.050	540
17.	Вересень, 22	4138 Kalchas	TYC 5795-00854-1U	23 05. 3	3.6	0.012	640
18.	Жовтень, 1	98 Janthe	TYC 1778-01327-1U	01 43. 0	10.2	0.071	640

У цій таблиці позначено: t_0 – ефемеридний момент середини покриття, Δt – його тривалість, d_a – видимий діаметр астероїда, l – найменша відстань від центра смуги покриття до пункту спостережень.

Знімки поля зірок з астероїдом робилися з короткими експозиціями з годинниковим веденням, тобто в режимі накопичення. В залежності від яскравості астероїда та зірки, що покривається, тривалість експозиції вибиралася в межах від 0.1с до 20 с. За таких умов фіксувалося кілька десятків зображень потрібного зоряного поля, як до моменту покриття, так і після.

Метод часової розгортки зображень. В якості методики спостережень покриттів зірок астероїдами використовувався метод часової розгортки їх зображень. Суть методу полягає в наступному. Під час спостереження швидкоплинного явища телескоп потрібно переміщати з постійною кутовою швидкістю відносно зірок. При цьому всі об'єкти в полі зору, будуть розтягуватися по прийомних елементах матриці, відображаючись у вигляді смуг (слідів), довжина яких визначається швидкістю переміщення об'єкта по матриці й часом експозиції. Ширина кожного сліду визначається блиском об'єкта й кутовою швидкістю переміщення телескопа. Безпосередньо перед покриттям зірка й астероїд зливаються настільки, що будуть відображатися єдиним слідом, ширина якого визначається їхнім сумарним блиском. Якщо явище покриття відбудеться, то ширина такого сліду зменшиться до розміру, обумовленого блиском астероїда. При досить слабких астероїдах на сліді може утворюватися розрив. Довжина розриву визначається тривалістю покриття. Виконавши точний фотометричний розріз уздовж сліду, можна з достатньою точністю визначити довжину хорди астероїда уздовж лінії покриття. При цьому лінійне розділення уздовж сліду буде одночасно й розділенням явища покриття в часі.

Переміщення телескопа відносно зірок можна здійснити двома способами: виключити годинниковий механізм телескопа або (при включеному годинниковому веденні) скористатися корекційним рухом по одній з осей телескопа. Кожний із цих способів має свої переваги й недоліки. Перевага першого способу полягає в тому, що швидкість зсуву об'єктів під час експозиції постійна й точно визначна. Недоліком є те, що дану швидкість не можна змінювати, а вона в деяких випадках може виявитися зовеликою. При невеликих значеннях схилення спостережуваних об'єктів швидкість переміщення зірок по чипу становить близько 15' за хвилину. Через невеликий розмір чипа максимальний час для експозиції при спостереженні покриття таким способом може становити хвилину або навіть менше. За цей час зірка й астероїд просто зникнуть із поля зору. Тому початок і тривалість експозиції потрібно вибирати так, щоб явище покриття, якщо воно відбудеться, повністю відобразилося на сліді. Однак якщо помилка ефемериди за часом становить хвилину й більше, то ймовірність того, що явище покриття буде відображено на сліді, є невеликою. У такому випадку необхідно зменшувати швидкість зміщення зір по чипу.

Як ми вже відзначали, замість зупинки телескопа можна використовувати корекційний рух по одній з його осей. При цьому є можливість мати меншу швидкість зсуву об'єктів у полі зору, чим при нерухомому інструменті. Це перевага даного методу. Його недоліком може виявитися нерівномірність руху телескопа, обумовлена суто технічними причинами. Внаслідок цього на слідах зірок будуть утворюватися звуження й потовщення, що призведе до утруднень при обробці. При зменшенні швидкості зсуву зірок по чипу зменшується також і часовий масштаб сліду, тобто один піксель на чипі відповідає більшому проміжку часу. Таким чином, знижується часове розділення явища покриття. Тому швидкість корекційного руху варто вибирати оптимальну, як з огляду на точність ефемерид, так і виходячи з потреб високого часового розділення. При спостереженнях покриттів зірок астероїдами у 2005–2007 рр. використовувались обидва методи. Додатково, спостереження декількох полів зірок з астероїдом як до покриття так і після нього, дають змогу визначати точний момент середини покриття та відстані між центрами зірки та астероїда. На рис. 1 наведено фрагменти спостережень явища покриття зірки TYC 1831-01958-1U астероїдом 712 Boliviana з використанням корекційного руху телескопа по часовому куту.

Таким чином, поблизу моменту покриття спостереження проводилися таким чином, щоб ПЗЗ-камера реєструвала картину часової розгортки явища покриття зорі астероїдом. Якщо зірка, яка покривається, мала достатню яскравість для того, щоб її зображення було придатним для точної фотометрії, то розгортка зображення робилася завдяки зупинці годинникового механізму телескопа на час до 90 с. В протилежному випадку, на часовий рух телескопа

накладався корекційний рух по часовому куту зі швидкістю 2 секунди дуги за секунду часу, або корекційний рух по схиленню з тією ж швидкістю на час до 12 хв. Початок такої процедури вибирався таким чином, щоб момент можливого покриття припадав на середину спостережного часового інтервалу.

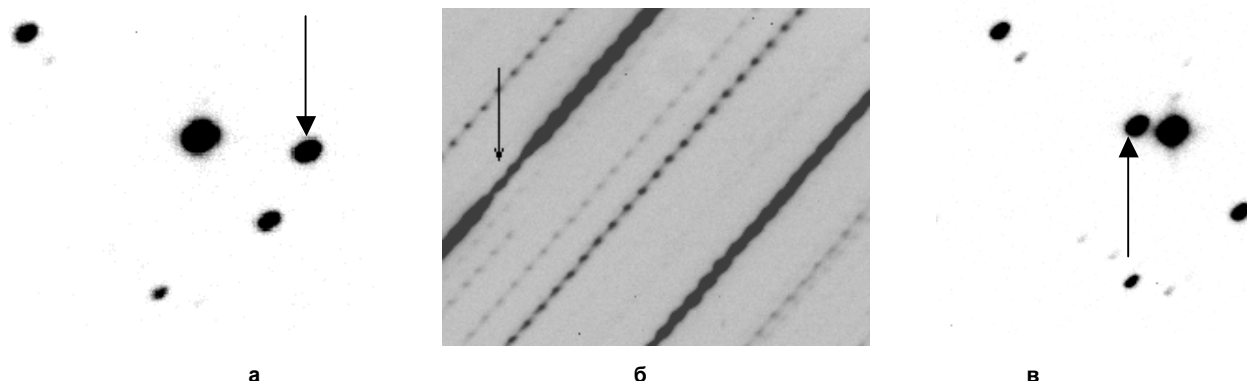


Рис. 1. Фрагменти спостережень явища покриття зірки TYC 1831-01958-1U астероїдом 712 Boliviana: а – до покриття; б – власне покриття; в – після покриття

Обробка та результати. Первинні редуції проводились з використанням пакету ESO MIDAS. У подальшій обробці використовувався власний програмний комплекс. Оскільки на всіх зоряних полях присутні зображення астероїда та зірки, що ним покривається, то вимірювання різниці координат Δx та Δy астероїда відносно зірки (між середньозваженими центрами зображень) робилися в пікселях. Точність вимірювань Δx та Δy , в залежності від якості зображення, коливалася в межах від 0.02 до 0.3 пікселя. На рис. 2 наведена траєкторія руху астероїда 712 Boliviana відносно зірки TYC 1831-01958-1U. Аналогічні графіки будувались для всіх спостережень з табл. 1.

Графіки на рис. 2–3 дали можливість методами аналітичної геометрії вирахувати найменшу $\rho_{\min}$ видиму відстань, на яку зблизилися зірка та астероїд, спочатку в пікселях, а потім і в кутовій мірі, табл. 2. Для цього, по зоряних полях кожної ночі спостережень, був обрахований масштаб зображень. Масштаб від ночі до ночі практично не змінювався: 0.655 ± 0.002 секунд дуги в одному пікселі.

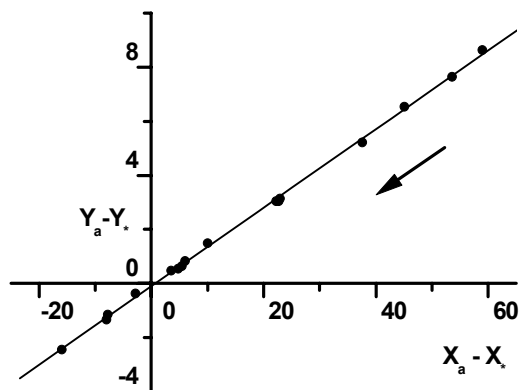


Рис. 2. Траєкторія руху астероїда 712 Boliviana відносно зірки TYC 1831-01958-1U

У табл. 2 позначено: $t_{\min}$ – момент часу, коли астероїд знаходився на мінімальній видимій відстані від зорі, $\Delta \alpha$ та $\Delta \delta$ – екваторіальні координати точки мініимальної видимої відстані астероїда відносно зорі. Для обчислення $t_{\min}$ будувались графіки руху астероїдів відносно зірок, що покривались, рис. 3, в кутовій мірі.

Для тих астероїдів, для яких проводилися спостереження після можливого явища покриття, $t_{\min}$ це просто точка перетину графіків руху астероїда до моменту покриття та після нього. Для тих астероїдів, для яких відсутні подібні спостереження, зробили таким чином. Методом найменших квадратів вираховувалася видима швидкість руху астероїда відносно зірки, а потім по відомій відстані $\rho_{\min}$ обчислювався час $t_{\min}$. Порівнюючи значення d_a з табл. 1 та $\rho_{\min}$ з табл. 2 можна побачити, що 11 жовтня 2005 р., 14 вересня та 4 листопада 2006 р. повинно було спостерігатися покриття зір відповідними астероїдами. Дійсно, 11 жовтня 2005 р. на слідах комплексу зірка-астероїд (рис. 1) та 4 листопада 2006 р. чітко фіксується явище покриття, в той час як на сліді 14 вересня, незважаючи на детальну фотометрію, явище покриття не було виявлене. Невдача, очевидно, пояснюється тим, що був невдало підібраний час початку експозиції через неточність визначення ефемеридного часу початку явища, і, відтак, явище покриття не бу-

ло зафіксоване на кадрі розгортки зображення. Іншим можливим поясненням може бути погіршення погодних умов під час протікання явища (на кадрі розгортки присутні розриви на слідах всіх зірок, викликані хмарністю).

Таблиця 2. Результати обрахунків

№пп	$\rho_{\min}, ''$	$t_{\min}, UT$	$\Delta\alpha, ^\circ$	$\Delta\delta, ''$
1.	0.083 ± 0.003	$22^h 52^m 43^s \pm 7^s$	0.033 ± 0.014	-0.039 ± 0.016
2.	0.25 ± 0.04	$20\ 46\ 01.0 \pm 1.2$	-0.0031 ± 0.0005	-0.24 ± 0.04
3.	0.41 ± 0.09	$23\ 40\ 43 \pm 12$	-0.0005 ± 0.0011	-0.41 ± 0.09
4.	0.52 ± 0.04	$23\ 08\ 49.3 \pm 0.2$	0.014 ± 0.001	0.48 ± 0.04
5.	0.43 ± 0.02	$19\ 39\ 05.6 \pm 0.9$	0.025 ± 0.001	-0.21 ± 0.01
6.	0.33 ± 0.02	$21\ 21\ 26.3 \pm 1.4$	-0.017 ± 0.002	-0.21 ± 0.01
7.	0.35 ± 0.06	$02\ 41\ 09.9 \pm 1.8$	0.010 ± 0.002	-0.32 ± 0.05
8.	0.001 ± 0.008	$21\ 42\ 21.24 \pm 0.04$	0.0001 ± 0.0005	0.0004 ± 0.003
9.	0.28 ± 0.02	$18\ 27\ 35.0 \pm 0.2$	0.013 ± 0.001	-0.20 ± 0.02
10.	0.02 ± 0.01	$16\ 27\ 56.9 \pm 0.2$	0.001 ± 0.001	-0.02 ± 0.01
11.	0.264 ± 0.010	$00\ 57\ 06.1 \pm 0.5$	-0.252 ± 0.009	-0.078 ± 0.003
12.	0.196 ± 0.014	$01\ 09\ 59.0 \pm 0.3$	0.191 ± 0.014	-0.037 ± 0.003
13.	0.138 ± 0.022	$18\ 45\ 58.6 \pm 1.9$	0.111 ± 0.018	-0.082 ± 0.013
14.	0.561 ± 0.020	$20\ 50\ 38.3 \pm 0.1$	0.261 ± 0.009	-0.497 ± 0.018
15.	0.667 ± 0.011	$17\ 53\ 58.0 \pm 0.1$	0.208 ± 0.003	0.633 ± 0.010
16.	0.392 ± 0.020	$20\ 37\ 48.28 \pm 0.03$	0.204 ± 0.010	0.334 ± 0.017
17.	0.25 ± 0.14	-	0.107 ± 0.060	-0.227 ± 0.128
18.	0.217 ± 0.011	$01\ 43\ 06.4 \pm 1.5$	0.087 ± 0.004	0.199 ± 0.010

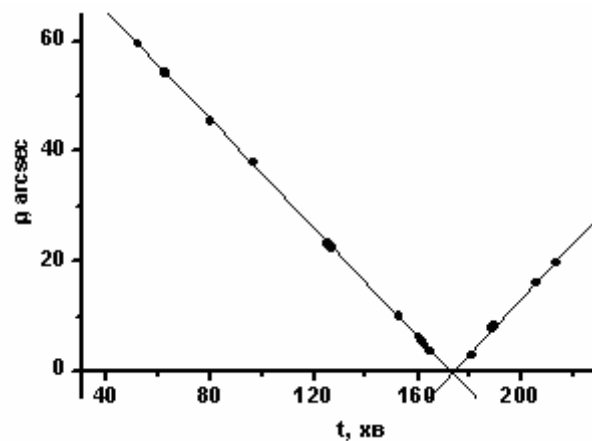


Рис. 3. Графік руху астероїда 712 Boliviana відносно зірки TYC 1831-01958-1U

Як вже зазначалось, недоліком використання корекційного руху телескопу є його нерівномірність, обумовлена суто технічними причинами. Щоб позбавитись впливу нерівномірності руху телескопа, отриманий фотометричний розріз вздовж комплексу тіл "астероїд-зоря" ділився на аналогічний фотометричний розріз вздовж сліду сусідньої зорі, рис. 4.

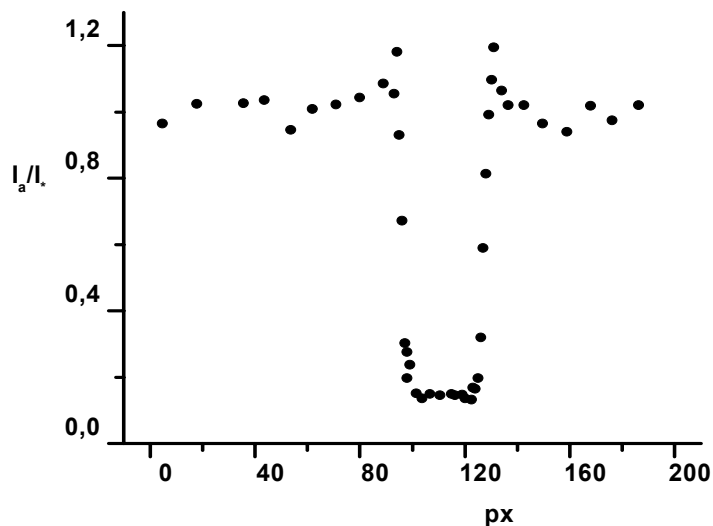


Рис. 4. Фотометричний хід покриття зорі TYC 1831-01958-1U астероїдом 712 Boliviana

Для отримання тривалості окремих фаз покриття в секундах часу, необхідно знати швидкість руху зірок по чипу ПЗЗ-камери. Із цією метою, вимірювалися прямокутні координати початку сліду та координати середини явища покриття на сліді в пікселях, обчислюючи, таким чином, довжину сліду від початку експозиції й до середини покриття. Маючи моменти початку експозиції й середини покриття отримуємо середню швидкість руху зірок по чипу, а, відтак, відповідні моменти обставин покриття. Для покриття зірки TYC 1831-01958-1U астероїдом 712 Boliviana 11 жовтня 2005 р. маємо:

$$t_1=22^h52^m34^s.4; t_2=22^h52^m36^s.4; t_3=22^h52^m50^s.0; t_4=22^h52^m52^s.0.$$

Тут t_1, t_2, t_3, t_4 – моменти першого, другого, третього та четвертого контактів видимих дисків зірок та астероїдів в процесі явища покриття.

А самі тривалості склали: $t_2 - t_1 = t_4 - t_3 = 2^s.00$; $t_3 - t_1 = t_4 - t_2 = 15^s.52$.

Для покриття зірки TYC 0587-00209-1U астероїдом 76 Freia 4 листопада 2006 р. отримуємо:

$$t_1=16^h27^m47.2^s; t_2=16^h27^m48.5^s; t_3=16^h28^m04.8^s; t_4=16^h28^m05.7^s$$

А самі тривалості: $t_3 - t_1 = t_4 - t_2 = 17.4^s \pm 0.3^s$; $t_2 - t_1 = t_4 - t_3 = 1^s.14$.

Таким чином, з огляду на швидкість руху астероїда в просторі, як верхня межа діаметру зірки TYC 1831-01958-1U склав $d=0''.01$, а хорда (відстань, проєктована на поверхню астероїда 712 Boliviana, уздовж якого відбулося покриття), – $La=0''.0834 \pm 0''.0027$; верхня межа діаметру зірки TYC 0587-00209-1U склав $d=0''.006 \pm 0''.002$, а хорда (відстань, проєктована на поверхню астероїда 76 Freia, уздовж якого відбулося покриття), – $La=0''.909 \pm 0''.003$.

Враховуючи геоцентричну відстань астероїдів на момент покриття, приймаючи сферично-симетричну форму астероїдів, а також з огляду на мінімальну відстань між видимими центрами зірок та астероїдів, обчислюємо: діаметр астероїда 712 Boliviana дорівнює $d_a=129$ км (ефемеридне значення 132 км); діаметр астероїда 76 Freia дорівнює $d_a=187$ км (ефемеридне значення 184 км). Точність визначення діаметра астероїда повністю визначається точністю визначення ρ_{min} . Потрібно відзначити, що діаметр зірки може бути завищений у кілька разів, бо світлочутливі елементи ПЗЗ-матриці мають скінченні розміри, а швидкість сканування недостатня, щоб одержати прийнятне часове розділення.

Таблиця 3. Порівняння точності ефемерид та спостережень

№пп	№астер	I_{ef} , км	I_{min} , км	t_{0ef} , UT	t_{0obs} , UT	$t_{0ef} - t_{0obs}$, с
1.	712	350	50	22 ^h 50 ^m .0	22 ^h 52 ^m 43 ^s	-163
2.	4	190	380	20 47. 2	20 46 01	71
3.	368	640	530	23 40. 7	23 40 43	-1
4.	7	810	640	23 08. 6	23 08 49	-13
5.	612	150	490	19 38. 8	19 39 06	-18
6.	2291	200	560	21 22. 2	21 21 26	46
7.	1390	70	880	02 41. 2	02 41 10	2
8.	1369	590	1	21 42. 5	21 42 21	9
9.	3902	100	460	18 28. 0	18 27 35	25
10.	76	310	36	16 27. 3	16 27 57	-39
11.	230	310	240	00 56. 9	00 57 06	-12
12.	115	120	170	01 09. 4	01 09 59	-35
13.	130	170	310	18 45. 7	18 45 59	-16
14.	654	720	760	20 50. 3	20 50 38	-20
15.	405	490	980	17 54. 9	17 53 58	56
16.	934	540	360	20 37. 9	20 37 48	6
17.	4138	640	750	23 05. 3		
18.	98	640	320	01 43. 0	01 43 06	-6

У роботі [1] представлено графік залежності найменшої видимої відстані між центрами зорі та астероїда від відстані пункту спостережень до центра смуги покриття для спостережень 2006 р. Зроблено висновок, що астероїди з меншими номерами менше відхиляються від прямо пропорційної залежності, що є наслідком того, що для цих астероїдів точніше визначена орбіта. В даній роботі до спостережень 2006 р. добавлені спостереження 2007 р. У табл. 3 та на рис. 5 наведено результат. Як бачимо на більшій статистиці висновок [1] не є очевидним. На нашу думку, на точність передбачення явища покриття суттєво впливає точність каталогу зір, який використовується для цієї цілі.

Рекомендації по спостереженню покриттів зір астероїдами методом часової розгортки їх зображень.

1. При використанні програми Д. Гаральда OCCULT Asteroidal Occultations вибирати для спостереження ті астероїди, центральна лінія смуги повного покриття, від яких, знаходиться на відстані до 800 км від пункту спостереження.

2. По можливості час експозиції часової розгортки вибирати біля 2 хв.

3. З метою покращення процесу фотометричної обробки зображень матрицю слід орієнтувати уздовж прямого сходження.

4. Для підвищення точності визначення мінімальної відстані між центрами зірки та астероїда, спостереження слід починати, по можливості, не менш ніж за 2 год. до моменту покриття, а закінчувати, також по можливості, не раніше ніж через 2 год. після нього.

5. Використання мобільного телескопу з ПЗЗ-камерою підвищить ймовірність позитивного спостереження явища покриття, оскільки дає можливість розмішувати телескоп якомога ближче до середини смуги покриття.

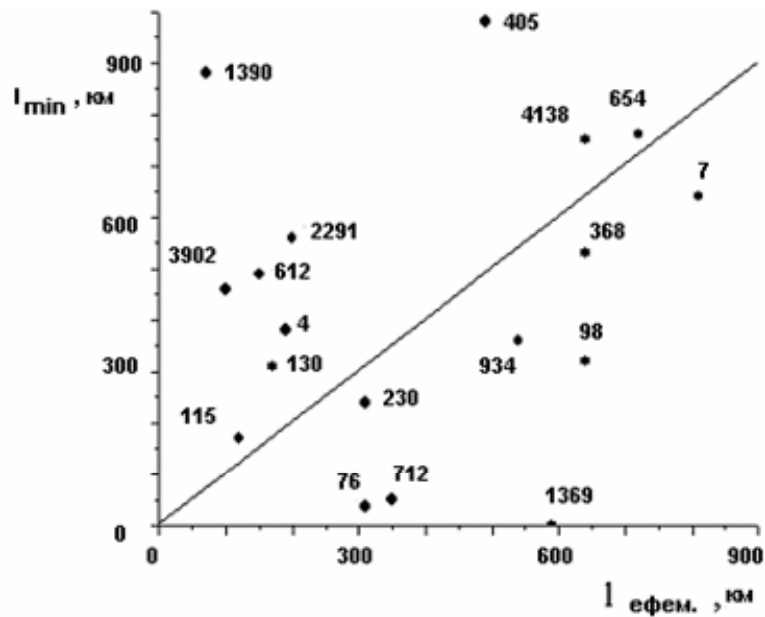


Рис. 5. Порівняння ефемерид явищ покриття зірок астероїдами з їх спостереженнями

Висновки. Протягом 2005–2007 рр. на замиській спостережній станції НДЛ "Астрономічна обсерваторія" кафедри астрономії та фізики космосу Київський національний університет імені Тараса Шевченка в с. Лісники було проведено 18 сетів спостережень можливих явищ покриття зір астероїдами методом часової розгортки, з яких 2 були позитивними. Обрахунки розмірів астероїдів дали близькі до ефемеридних результати, що вказує на доцільність використання запропонованого методу для спостережень явищ покриттів зір астероїдами з використанням ПЗЗ-камери в якості приймача. Отримані результати також вказують на неточності каталогів зір, які використовуються програмою Д. Гаральда OCCULT Asteroidal Occultations. Для успішних спостережень потрібно слідувати рекомендаціям, які були розроблені ґрунтуючись на досвіді спостережень протягом 2005–2007 рр.

1. Кравцов Ф.І., Лук'яник І.В. Спостереження покриттів зір астероїдами методом часової розгортки їхніх зображень. – Кинематика и физика небес. тел.. – 2008, – Т. 24, № 4. – С. 291–298.

ПАМ'ЯТІ ПАВЛА РОДІОНОВИЧА РОМАНЧУКА



22 червня 2008 року після тяжкої хвороби помер Романчук Павло Родіонович – Герой Радянського Союзу, кандидат фізико-математичних наук, доцент, ветеран праці Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Романчук Павло Родіонович народився 11 березня 1921 р. на хуторі Гринів Роменського району Сумської області. Незважаючи на те, що батьки відносились до Радянської влади лояльно, 1930 р. батька було репресовано і заслано до Архангельської області. Оскільки землю і майно було конфісковано, мати подалась на заробітки в Ромни, брат Іван поїхав на заробітки на північ, другий брат Микола тривалий час переховувався на хуторі, а Павла забрала до себе хрещена мати. Після повернення батька із заслання у 1933 р. сім'я жила у Ромнах, батьки працювали на різних роботах у радгоспі, а Павло ще декілька років жив у хрещеної матері.

У 1939 р. П.Р.Романчук після закінчення школи поступив до Херсонського педагогічного інституту на фізико-математичний факультет, де провчився всього один місяць і був призваний до лав Червоної Армії. За ратний подвиг на полі бою під час вигнання німців з України і форсування Дніпра він був удостоєний високого звання Героя Радянського Союзу, нагороджений багатьма орденами і медалями.

Після закінчення війни П.Р.Романчук поступає на фізичний факультет Київського державного університету. З 1950 р., після закінчення університету, він працює викладачем фізики Золотоніського педагогічного училища, Кременецького та Чернігівського педагогічних інститутів. У 1957 р. П.Р.Романчук поступає до аспіран-

тури на кафедру астрономії Київського державного університету. Після закінчення аспірантури він отримує призначення на роботу в Астрономічну обсерваторію Київського університету, а з вересня 1963 р. зараховується за конкурсом на посаду старшого викладача кафедри експериментальної фізики фізичного факультету Київського університету. У 1966 р. П.Р.Романчук захищає дисертацію на здобуття вченого ступеня кандидата фізико-математичних наук на тему "До питання про природу сонячної активності", з 1967 р. стає доцентом кафедри експериментальної фізики, а з 1972 р. – доцентом кафедри астрономії і призначається директором Астрономічної обсерваторії.

Після захисту дисертації П.Р.Романчук прагне до розширення кола наукових досліджень з сонячної активності та сонячно-земних зв'язків у Київському університеті. У 1969 р. за його ініціативи за рішенням Державного Комітету з науки і техніки СРСР університет отримує додаткове фінансування робіт з прогнозування сонячної активності. Протягом наступних років Астрономічна обсерваторія отримує асигнування за урядовими постановами (чотири теми за постановами ДКНТ та Ради Міністрів України) для розвитку цього наукового напрямку. Завдяки цьому в обсерваторію були прийнято більше 20 молодих співробітників, багато з них продовжують дослідження з цієї тематики і сьогодні.

Протягом 15 років, коли П.Р.Романчук займає посаду директора, Астрономічна обсерваторія стає провідним центром в Радянському Союзі з досліджень закономірностей сонячної циклічності та сонячно-земних зв'язків. Особливо слід відзначити ініційований П.Р.Романчуком розвиток нових наукових напрямів в Астрономічній обсерваторії – теоретичних досліджень магнітних полів та початок експериментальних робіт, пов'язаний з придбанням магнітографа; дослідження змін у атмосфері Сонця перед спалахами, під час спалахів та після них; дослідження впливу сонячної активності на погодні явища та сонячно-земних зв'язків.

Іншим важливим результатом діяльності П.Р.Романчука стало зміцнення матеріальної бази обсерваторії – придбання магнітографа, модернізація горизонтального сонячного телескопа, замовлення та придбання АЦУ-26, спільні роботи з Головною астрономічною обсерваторією НАНУ з розробки та виготовлення меридіанного кола аксіального типу, придбання апаратури для телевізійних спостережень метеорів, обчислювальної техніки, будівництво спостережної бази обсерваторії в с. Пилиповичі.

Під керівництвом П.Р.Романчука і за його безпосередньою участю ведуться роботи по створенню методів прогнозування сонячної активності для потреб народного господарства та фундаментальної науки. На основі розроблених методів Астрономічна обсерваторія брала участь у забезпеченні космічних польотів, надсилаючи спостереження Сонця та прогнози сонячної активності в Наукову Раду "Сонце-Земля", Інститут прикладної геофізики Держкомгідромету СРСР, Кримську астрофізичну обсерваторію.

За час роботи в університеті П.Р.Романчук зробив значний внесок у розвиток астрономічних досліджень, опублікував більше 100 наукових праць, підготував багатьох спеціалістів з фізики та астрономії, зокрема двох кандидатів наук.

Похований П.Р.Романчук на Совському цвинтарі м. Києва.

Єфіменко В.

Фото – травень 2004 р.

Наукове видання



ВІСНИК КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 45

Оригінал-макет виготовлено М.І. Пішкалом, Астрономічна обсерваторія
стиль: Видавничо-поліграфічний центр "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.

Засновник та видавець – Київський національний університет імені Тараса Шевченка. Свідоцтво Міністерства інформації України про державну реєстрацію засобів масової інформації КІ № 251 від 31.10.97. Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", директор Г.Л. Новікова. Адреса ВПЦ: 01601, Київ, б-р Тараса Шевченка, 14, кімн. 43. ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28



Підписано до друку 28.09.09. Формат 60х84^{1/8}. Вид. № 497. Гарнітура Arial. Папір офсетний.
Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 10,0. Обл.-вид. арк. 6,95. Зам. № 29-4963.

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"
01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; (38044) 239 31 58; факс (38044) 239 31 28
E-mail: vydav_polygraph@univ.kiev.ua