

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

LUMINOSITY FUNCTIONS OF STARBURST GALAXIES

For the sample of about 800 starburst galaxies the luminosity functions are considered based on the data of luminosities of galaxies in the recombination H $\alpha$  emission line in the regions of ionised hydrogen and the ultraviolet range. We find the luminosity function parameters for the starburst galaxies with H $\alpha$  and ultraviolet luminosities and show that they differ from the Schechter function. Both the measurement errors of emission fluxes and the galaxy luminosity evolution on a time scale of a few million years after a starburst are discussed as plausible factors which have influence on the luminosity functions. We show that both effects cannot explain deviations of the observed luminosity functions from the Schechter function in its entirety.

УДК 523.9

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

СОНЯЧНА КОРОНА ПІД ЧАС ПОВНОГО СОНЯЧНОГО ЗАТЕМНЕННЯ 1 СЕРПНЯ 2008 Р.  
І ПОЛЯРНІ МАГНІТНІ ПОЛЯ СОНЦЯ

Сонячна корона, спостережена під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р., порівнюється з модельною конфігурацією "відкритих" магнітних силових ліній у короні. Магнітне поле у короні розраховувалося в рамках потенціальної класичної моделі з різними за величиною поправками полярного магнітного поля. Найкраще узгодження між спостереженою і модельною структурами корони знайдено при поправці полярного поля близько 600хcos<sup>8</sup>( $\theta$ ) мкТл. Зроблено висновок, що напруженість магнітного поля Сонця під час даного затемнення в обох приполярних областях становила на фотосферному рівні 650–700 мкТл, а на відстані 2.5 сонячних радіуси – 13–14 мкТл.

**Вступ.** Загальновідомо, що форма, структура і яскравість сонячної корони змінюється із сонячним циклом від "мінімальної" корони, що характеризується двома яскравими променями-стрімерами, орієнтованими вздовж екватора, до "максимальної" корони із великою кількістю орієнтованих по всьому лімбу переважно радіальних яскравих променів [4, 8, 9, 11]. Структура і форма корони значною мірою визначаються велико-масштабними магнітними полями Сонця; поблизу мінімуму сонячної активності переважає вплив дипольної складової загального магнітного поля Сонця [4, 11]. Безпосередньо в короні величину магнітного поля виміряти важко, але його можна оцінити, виходячи з певних припущень (наприклад, про характер випромінювання в короні). Розрахувати магнітне поле в сонячній короні можна, зокрема, за допомогою потенціальної моделі [1, 2, 5–7], що базується на розкладі магнітного поля на сферичні гармоніки за відомими із наземних чи орбітальних магнітографічних спостережень напруженостями поля у фотосфері.

У роботі проведено детальний розрахунок магнітного поля у сонячній короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. в потенціальному класичному наближенні, виконано порівняння модельної і спостереженої структури корони, зроблено висновок про значення магнітного поля в полярних областях Сонця.

**Спостережені дані і модель.** Розрахунок магнітного поля в короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. проводився за формулами

$$B_r = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [(n+1)(R/r)^{n+2} + n c_n (r/R_s)^{n-1}] \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \times P_n^m(\cos \theta) \tag{1}$$

$$B_\theta = - \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [(R/r)^{n+2} + c_n (r/R_s)^{n-1}] \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \times \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} \tag{2}$$

$$B_\phi = \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [(R/r)^{n+2} + c_n (r/R_s)^{n-1}] \times (h_n^m \cos m\phi - g_n^m \sin m\phi) \times P_n^m(\cos \theta) \tag{3}$$

Гармонічні коефіцієнти  $g_n^m$  і  $h_n^m$  були попередньо розраховані методом найменших квадратів за методикою, описаною у роботах [2, 5, 6]. Як нижні граничні умови потенціальної моделі були використані синоптичні спостережені фотосферні магнітографічні дані обсерваторії імені Джона Вілкокса (<http://wso.stanford.edu>), радіус поверхні джерела приймався рівним 2.5 сонячних радіуси, розрахунок проводився для 9 гармонік (N = 9). Приєднані поліноми Лежандра та їх похідні обчислювалися за рекурентними формулами (27)–(32) із роботи [7]. Розрахунки магнітного поля були проведені в класичному потенціальному наближенні, поправка за насичення магнітографа вводилася згідно з даними роботи [10] шляхом множення спостережених даних на 1.8. При розрахунках для пошуку найкращого узгодження спостереженої і модельної структури корони, також відповідно із висновками роботи [10], вводилася поправка полярного поля до спостережених синоптичних даних, яка задавалася формулою  $B'_l = B_l \pm \Pi \times \cos^8 \theta$ , де  $\Pi$  – поправка (від 0 до 1200 мкТл), знаки "+" і "-" – для  $B_l > 0$  і  $B_l < 0$  відповідно.

Зв'язок компоненти магнітного поля по променю зору  $B_l$  із компонентами у сферичній системі координат ( $r, \theta, \phi$ ) задавався рівнянням ( $B_\theta$  – геліоширота центру сонячного диска):

$$B_l(R, \theta, \phi) = B_r(R, \theta, \phi) \cdot (\cos B_\theta \cdot \sin \theta + \sin B_\theta \cdot \cos \theta) + B_\theta(R, \theta, \phi) \cdot (\cos B_\theta \cdot \cos \theta - \sin B_\theta \cdot \sin \theta). \tag{4}$$

Візуалізація силових ліній магнітного поля в короні здійснювалася за допомогою чисельного розв'язку рівняння силової лінії методом Рунге-Кутта другого або четвертого порядку. Інтегрування проводилося зверху вниз – від поверхні джерела до фотосфери. Початкові точки інтегрування "бралися" через 1-інтервал, безпосередньо на полюсах (щоб уникнути невизначеності внаслідок ділення на нуль) початкові точки інтегрування відповідали точкам  $\pm 0.5^\circ$  від полюса. Таким чином були побудовані чи візуалізовані "відкриті" силові лінії магнітного поля.

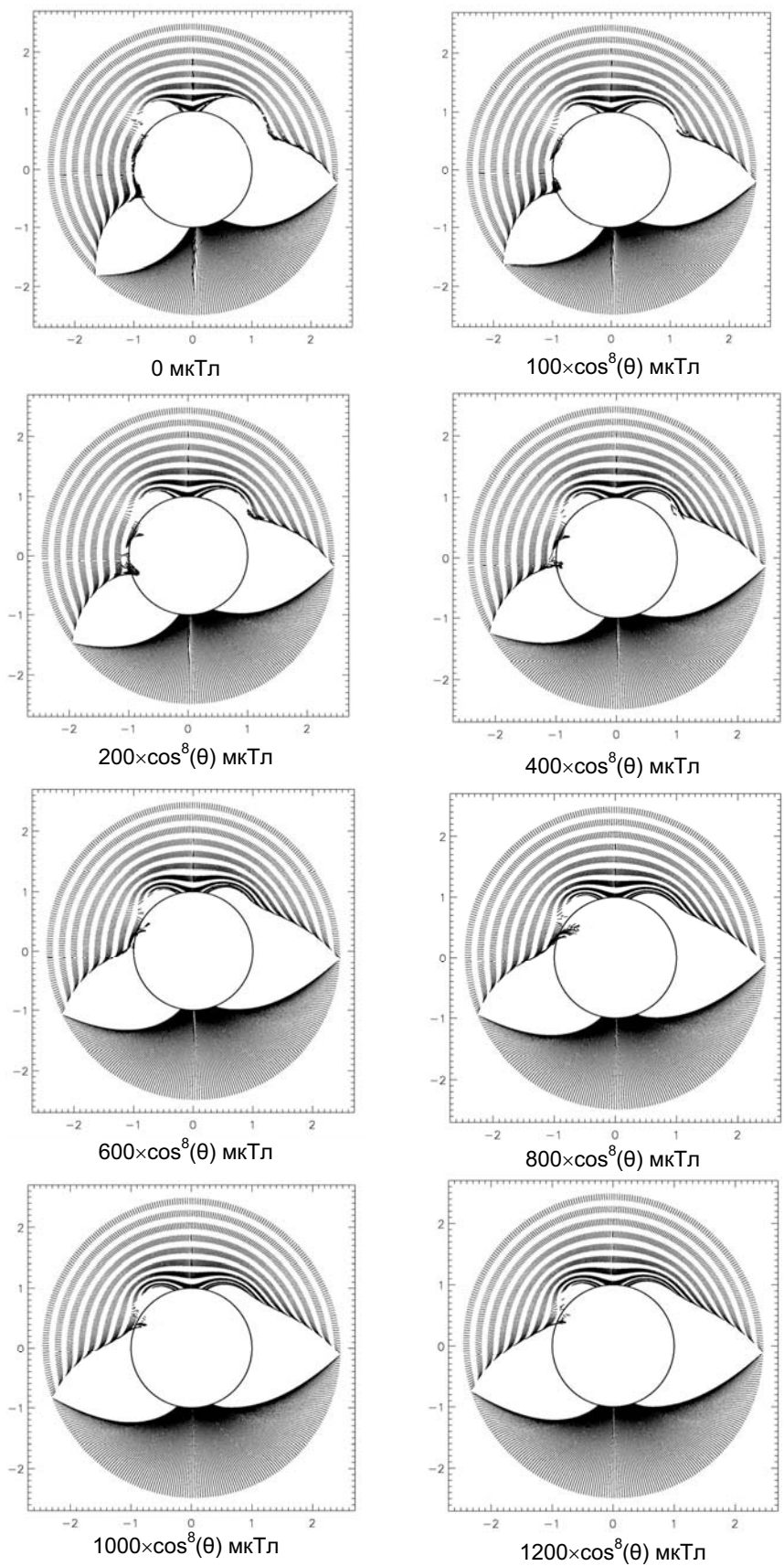


Рис. 1. Модельна конфігурація відкритих магнітних силових ліній поблизу сонячного лімба у короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р., розрахована у потенціальному класичному наближенні з поправками полярного поля  $0, 100, 200, 400, 600, 800, 1000$  і  $1200 \times \cos^8(\theta)$  мкТл. Суцільні і штрихові лінії відповідають полям протилежної полярності, по осях – відстань від центра сонячного диска

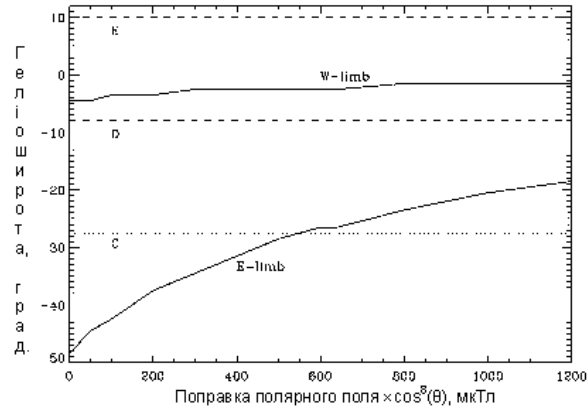


Рис. 2. Суцільні лінії – широта магнітної нейтральної лінії на E- і W-лімбах на відстані 2.5 сонячних радіуси залежно від поправки полярного поля. Штрихові лінії – спостережена широта променів C, D і E корони на тій же відстані під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р.

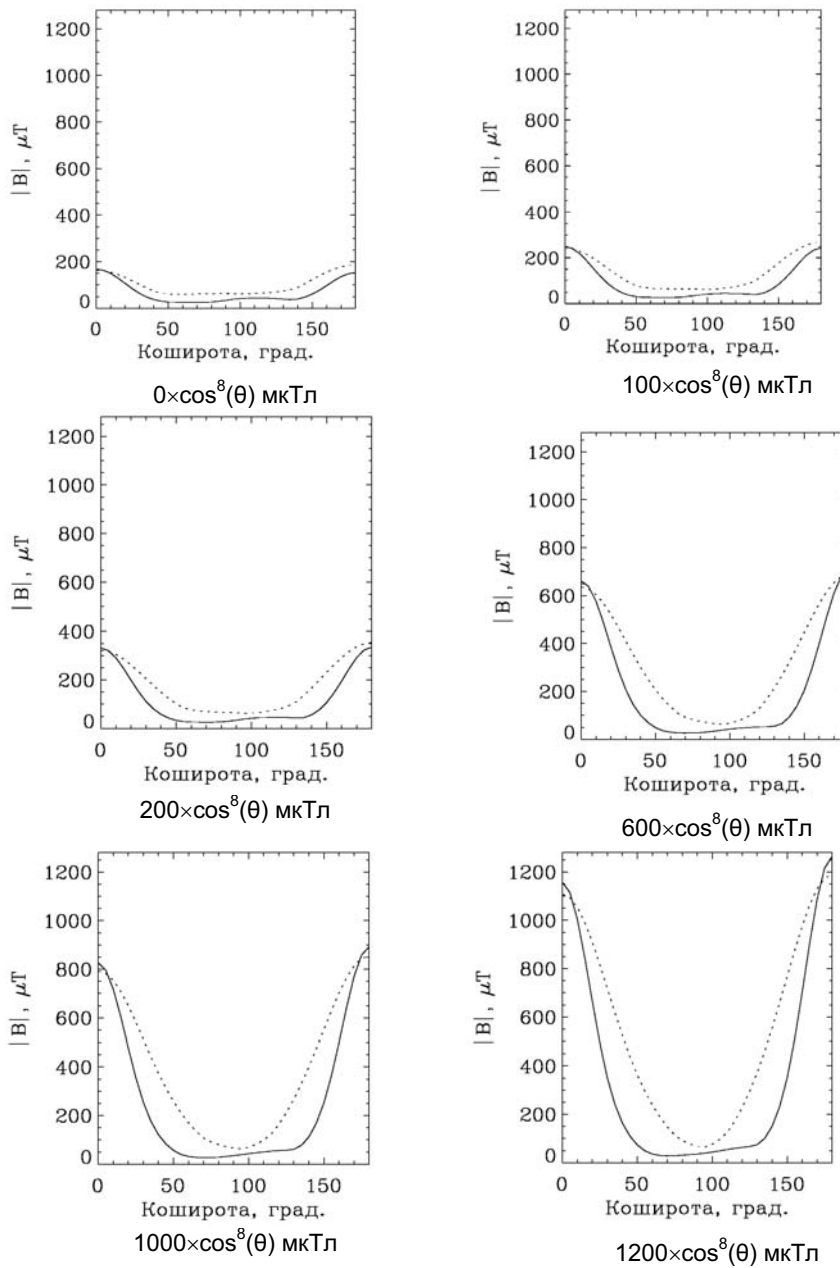


Рис. 3. Зміна з широтою величини магнітного поля на фотосферному рівні (суцільна лінія) і на поверхні джерела (збільшене в 50 разів, штрихова лінія) для затемнення 1 серпня 2008 р. при різних значеннях поправки полярного поля. Магнітне поле усереднене по довготі

**Результати.** На рис. 1 показані розраховані конфігурації відкритих магнітних силових ліній поблизу сонячного лімба у короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. для різних поправок полярного поля. Північ зображено вгорі, східний лімб – зліва. Як можна бачити, північна півсфера, що має позитивну полярність магнітного поля, є протяжнішою від південної. Силкові лінії негативної полярності, що "виходять" із Сонця, зображені суцільними лініями, а лінії позитивної полярності, що "входять" у Сонце, – штриховими лініями.

На західному лімбі модельна структура не дуже змінюється із зміною поправки полярного поля. На східному лімбі широта модельного стрімера у *SE*-квадранті суттєво змінюється залежно від поправки полярного поля. Рис. 2 ілюструє цю залежність. Тут широта магнітної нейтральної лінії на відстані 2.5 сонячних радіуса показана для обох лімбів суцільними лініями. Прямими штриховими лініями відображено видимі широти променів *C*, *D* і *E* на відстані 2.5 сонячних радіуса згідно із структурним рисунком корони 2008 р. у роботі [3]. Промінь *C* на східному лімбі добре ототожнюється із магнітною нейтральною лінією на поверхні джерела. Саме модельні положення і орієнтація променя *C* є найбільш чутливими до величини поправки полярного поля, що додається до спостережних магнітографічних даних при розрахунку коефіцієнтів сферичного гармонічного аналізу, і можуть, при порівнянні із спостережними даними, допомогти оцінити величину магнітного поля у приполярних областях Сонця. Проведений аналіз показує, що найкраще узгодження спостережних і модельних характеристик променя *C* відповідає величині поправки полярного поля 550–600 мкТл. Імовірно, обидва промені *D* і *E* на західному лімбі (див. рис. 3 у роботі [3]) пов'язані із магнітною нейтральною лінією на поверхні джерела, але, оскільки магнітна нейтральна лінія тут має більший нахил до площини екватора, ніж на східному лімбі, її зв'язок із цими променями не такий очевидний, як у випадку променя *C*.

Згідно з потенціальною моделлю, знаючи величини гармонічних сферичних коефіцієнтів, можна розрахувати величину магнітного поля в будь-якій точці сонячної атмосфери від фотосфери до поверхні джерела. Нами для оцінки величини магнітного поля в приполярних областях Сонця були розраховані значення компонент поля і його модуля на фотосферному рівні і в короні на відстані 2.5 сонячних радіуса для сітки 36 точок по широті і 72 точки по довготі і були побудовані залежності величини поля від широти. Рис. 3 ілюструє результати відповідного розрахунку для різних поправок полярного поля від 0 до 1200 мкТл щодо широтного розподілу величини магнітного поля, усередненого по довготі. Бачимо, що в загальних рисах усереднене по довготі магнітне поле на поверхні джерела повторює хід поля на фотосферному рівні, хоча і в більш згладженому вигляді. З цього рисунка випливає, що у полярних областях Сонця під час затемнення 2008 р. на фотосферному рівні напруженість магнітного поля складала близько 650–700 мкТл (6.5–7.0 Гс). У короні на відстані 2.5 сонячних радіусів напруженість магнітного поля в приполярних областях становила 13–14 мкТл, тобто була приблизно у 50 разів меншою, ніж на фотосферному рівні. У роботі [10] отримано, що у 1976 р., поблизу мінімуму 21-го сонячного циклу, величина магнітного поля на полюсах становила близько 10 Гс. Проведене в даній роботі дослідження вказує на те, що 1 серпня 2008 р., незадовго до мінімуму 24-го циклу, величина полярного магнітного поля становила близько 6–7 Гс. Це узгоджується із даними Сонячної обсерваторії імені Джона Вілкокса про значне зменшення напруженості приполярного поля від 21-го до 24-го циклу (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>). У недавній роботі [12] відзначається, що зменшення величини полярного поля у мінімумі 24-го циклу супроводжується відповідним зменшенням величини міжпланетного магнітного поля, зменшенням площі полярних корональних дір і зменшенням потоку сонячного вітру із приполярних районів.

#### Список використаних джерел

1. Веселовский И.С. Визуализация магнитного поля Солнца по известным гармоническим коэффициентам разложения в потенциальном приближении / И.С. Веселовский, А.В. Иванов // *Астрон. вестн.*, 2006. – Т. 40, № 5. – С. 470–475.
2. Пижало Н.И. Расчет магнитного поля в солнечной короне во время полного солнечного затмения 1 августа 2008 г. в потенциальном приближении / Н.И. Пижало // *Кинематика и физика небес. тел.*, 2010. – Т. 26, № 3. – С. 15–33.
3. Пижало М.И. Сонячна корона під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. / М.И.Пижало, О.Р. Баранський // *Кинематика и физика небес. тел.*, 2009. – Т. 25, № 6. – С. 474–481.
4. Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве; под ред. проф. С.К. Всехсвятского. – К.: Изд-во Киев. ун-та, 1965. – 216 с.
5. Харшиладзе А.Ф. Сферический гармонический анализ магнитного поля Солнца / А.Ф. Харшиладзе, К.Г. Иванов // *Геомагнетизм и аэрномия*, 1994. – Т. 34, № 4. – С. 22–27.
6. Altschuler M.D. Magnetic fields and the structure of the solar corona / M.D. Altschuler, G. Jr. Newkirk // *Solar Phys.*, 1969. – Vol. 9, N 1. – P. 131–149.
7. High resolution mapping of the magnetic field of the solar corona / M.D. Altschuler, R.H. Levine, M. Stix, J. Harvey // *Solar Phys.*, 1977. – Vol. 51, N 2. – P. 345–375.
8. Loucif M. L. Solar cycle variations of coronal structures / M.L. Loucif, S. Koutchmy // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 1989. – Vol. 77. – P. 45–66.
9. Pishkalo M.I. Flattening index of the solar corona and the solar cycle / M.I. Pishkalo // *Solar Physics*, 2011. – Vol. 270. – Iss. 1. – P. 347–362.
10. Svalgaard L. The strength of the Sun's polar field / L. Svalgaard, T.L.Jr. Duvall, P.M. Scherrer // *Solar Phys.*, 1978. – Vol. 58, N 2. – P. 225–240.
11. Sykora J. Connections between the white-light eclipse corona and magnetic fields over the solar cycle / J. Sykora, O.G. Badalyan, V.N. Obridko // *Solar Phys.*, 2003. – Vol. 212, N 2. – P. 301–318.
12. Wang Y.-M. On the weakening of the polar magnetic fields during solar cycle 23 / Y.-M. Wang, E. Robbrecht, N.R.Jr. Sheeley // *Astrophys. J.*, 2009. – Vol. 707. – P. 1372–1386.

Надійшла до редколегії 24.11.14

М. Пишло, канд. физ.-мат. наук  
КНУ ім. Тараса Шевченка, Київ

## СОЛНЕЧНА КОРОНА ВО ВРЕМЯ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1 АВГУСТА 2008 ГОДА И ПОЛЯРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЦА

Проведено сравнение солнечной короны, которая наблюдалась во время полного солнечного затмения 1 августа 2008 г., с моделью конфигурации "открытых" магнитных силовых линий в короне. Магнитное поле в солнечной короне рассчитано в классической (прямой видимости) подхода потенциального поля – поверхности исходной модели. Использована синоптическая данных фотосферы магнитного поля от обсерватории Уилкоккс Солнечной в качестве низкой с граничным условием. В расчетах были использованы полярные поправки поля от 0 до 1200 мкТл и фактора насыщения 1,8. Поверхность-источник была расположена на расстоянии 2,5 радиуса Солнца. Наблюдаемые параметры корональных лучей (Pishkalo и Баранского, кинематика и физика небесных тел, 2009, 25, 315–318) сравнивались с моделируемыми. Найдено наиболее близкое наблюдаемых и моделируемых параметров найдено, когда расчет был сделан с учетом полярной коррекции поля около  $600\cos\theta$  (θ) мТесла. Пришли к выводу, что во время полного солнечного затмения 2008 г. напряженность магнитного поля в солнечных полюсах составляла в среднем 650–700 мкТл в фотосфере и до 13–14 мкТл на поверхности источника.

М. Pishkalo, Ph. D  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## SOLAR CORONA DURING THE TOTAL SOLAR ECLIPSE OF AUGUST 1, 2008 AND POLAR MAGNETIC FIELDS OF THE SUN

The solar corona observed during the total solar eclipse of August 1, 2008 was compared with model configuration of open magnetic lines in the solar corona started near the solar limb. Magnetic field in the solar corona was calculated in the classic (line-of-sight) approach of a potential field – source surface



model. The synoptic data of photosphere magnetic field from the Wilcox Solar Observatory was used as low boundary condition. Polar field corrections 0 to 1200 microTesla and the saturation factor of 1.8 were used in calculations. The source surface was situated at the distance of 2.5 solar radii. Observed parameters of coronal rays from (Pishkalo and Baransky, Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2009, 25, 315–318) were compared with the modeled ones. The best agreement of observed and modeled parameters was found when the calculation were made with polar field correction of about  $600 \times \cos^2(\theta)$  mTesla. It was concluded that during the total solar eclipse of 2008 the strength of magnetic field at the solar poles was averaged to 650–700 microTesla at the photosphere and to 13–14 microTesla at the source surface.

УДК 524.7+524.8+530.12+531.5

В. Слюсар, інж. 1-ї категорії,  
В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## СТАТИСТИКА ГРАВІТАЦІЙНОГО МІКРОЛІНЗУВАННЯ ВІДДАЛЕНОГО ДЖЕРЕЛА СИСТЕМОЮ ПРОТЯЖНИХ ТА ТОЧКОВИХ МАС ЗА НАЯВНОСТІ ЗОВНІШНЬОГО ЗСУВУ

Побудовано автокореляційні функції кривих блиску в моделі мікролінзування віддаленого джерела стохастичною системою точкових мас (зорі) та протяжних мас (гіпотетичні згустки темної матерії, ТМ). Окрім ізольованих згустків ТМ розглянуто також суперпозиції точкових мас і згустків ТМ зі спільним центром. Автокореляційні функції згенеровано для декількох наборів параметрів, що характеризують відносну концентрацію точкових і протяжних мас поблизу променя зору та зовнішній зсув.

Ключові слова: позагалактичне гравітаційне мікролінзування, темна матерія.

**1. Вступ.** У сучасну епоху у середню космологічну густину маси найбільші внески дають темна енергія, що представлена космологічною сталою, та небаріонна темна матерія (ТМ) [4]. Більшість спостережних даних можна описати в рамках стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі з холодною ТМ, хоча деякі дані свідчать про можливість існування "теплої" ТМ [6]. Числові симуляції [8, 9] в моделях з холодною ТМ передбачають, що гало, яке з неї складається, кластеризуються в субгало менших розмірів, а ті в свою чергу мають свою субструктуру. В літературі розглядають досить широкий діапазон мас міні-гало, мінімальні маси яких оцінюють до  $10^{-6} M_{\odot}$  і навіть до  $10^{-12} M_{\odot}$  із просторовими масштабами порядку і більше розмірів Сонячної системи [2, 3, 9]. Гравітаційне мікролінзування є одним з небагатьох інструментів, який дозволяє досліджувати наявність компактних та протяжних об'єктів усередині галактик (див., напр., [1, 10, 11]).

В даній роботі ми розглядаємо узагальнення моделі [11] гравітаційного мікролінзування стохастичною системою точкових мас та протяжних згустків, які моделюють ТМ, за наявності зовнішнього зсуву  $\gamma$ . В рамках запропонованої нижче простої моделі розмір згустка фіксовано параметром  $\kappa \equiv R_c / R_E$ , де  $R_c$  характеризує "розмір згустка",  $R_E$  – типовий радіус Ейнштейна. Частка згустків визначається їх оптичною глибиною  $\sigma_{oi}$ , при цьому загальна оптична глибина в системі  $\sigma_{tot}$  є сталою. Це дає змогу обчислити автокореляційні функції кривих підсилення, що фактично є автокореляційними функціями кривих блиску мікролінзованого джерела). Основні рівняння моделі подано в п. 2, опис алгоритму – в п. 3, результати та обговорення – у п. 4.

**2. Основні співвідношення.** У системі  $N$  точкових та центрально-симетричних протяжних мікролінз різних розмірів, на відміну від [11], ми допускаємо також суперпозиції точкових мас та згустків (з спільним центром). Відповідні рівняння гравітаційного мікролінзування мають вид:

$$y = \mathbf{A} x - \sum_{i=1}^N \frac{\alpha R_{E,i}^2 (\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2} - \sum_{i=1}^N \frac{(1-\alpha) R_{E,i}^2 (\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2 + R_{c,i}^2}, \quad 0 < \alpha < 1, \quad (1)$$

де  $R_{c,i}$  – характерний розмір  $i$ -ї протяжної маси  $M_i$ , яка моделює згусток ТМ,  $\mathbf{x}_i$  – положення центру (згустка чи точкової маси),  $R_{E,i} = [4GM_i D_{ds} / (c^2 D_d D_s)]^{1/2}$  – відповідний радіус кільця Ейнштейна,  $D_d, D_s, D_{ds}$  – відстань до площини лінзи, до джерела, та від лінзи до джерела відповідно;  $\mathbf{A} = \text{diag}(1-\gamma, 1+\gamma) - 2 \times 2$  матриця зсуву. Кожен член суми в (1) описує внесок точкової маси  $\alpha M_i$  та згустку з масою  $(1-\alpha)M_i$  з тим самим положенням. При  $\alpha = 1$  маємо звичайний випадок мікролінзування точковими масами. При  $\alpha = 0$  мікролінза з  $R_{c,i} \neq 0$  є протяжним об'єктом, при  $0 < \alpha < 1$  та  $R_{c,i} \neq 0$  маємо мінігало навколо відповідної точкової маси.

Далі для кожної реалізації поля мікролінз отримано карту коефіцієнтів підсилення, яку згортаємо з розподілом яскавості по диску джерела. При русі джерела отримуємо криву підсилення – залежність коефіцієнта підсилення від часу  $K(t)$ . Усі криві блиску було розраховано для джерела з гаусівським розподілом. За результатами робіт [1, 7, 11] слід очікувати, що вплив структури джерела на статистику кривих блиску є незначним, особливо для класу компактних об'єктів. Таким чином, отримано набір кривих підсилення  $K(t)$ , які розглядаємо як реалізації однорідного випадкового процесу. Маючи набір цих реалізацій було розраховано автокореляційні функції:

$$A(\tau) = \left\langle \left( (K(t) - \langle K \rangle) (K(t+\tau) - \langle K \rangle) \right) (\Delta K)^{-2} \right\rangle, \quad \text{де } \Delta K = \sqrt{\left\langle (K(t) - \langle K \rangle)^2 \right\rangle}, \quad (2)$$

де дужки  $\langle \dots \rangle$  означають усереднення за усіма реалізаціями.