

КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ ВІД ГІПЕРНОВИХ У ГАЛАКТИЦІ

При вибуху Гіпернової ударна хвиля після виходу на поверхню передгіпернової рухається у навколорядному середовищі з помірнорелятивістською швидкістю ($\Gamma\beta \sim 1$). Космічні промені, прискорені на фронті такої ударної хвилі, матимуть енергії $10^{17} - 10^{18}$ еВ. У нашій роботі розроблена аналітична модель для опису руху помірнорелятивістської ударної хвилі в навколорядному середовищі Гіпернової (із змінною густиною) та розраховані максимальні енергії та спектр космічних променів, прискорених на фронті ударної хвилі. Модель може використовуватися для розгляду прискорення космічних променів довільнорелятивістськими сферичними ударними хвилями у молодих залишках Наднових, які ще не досягнули стадії Седова-Тейлора.

In Hypernova explosion the shock wave after reaching the prehypernova surface moving in surrounding medium with transrelativistic velocity ($\Gamma\beta \sim 1$). The energy of cosmic rays accelerated at the front of this shock wave will be $10^{17} - 10^{18}$ eV. In our work was developed the analytical model to describe the motion of transrelativistic shock waves in surrounding Hypernova medium (with variable density) and calculated the maximum energy and spectrum of cosmic rays accelerated at the shock wave front. The model can be used for consideration of cosmic rays acceleration by arbitrarily relativistic spherical shock waves in young supernova remnants that have not yet reached the Sedov-Taylor stage.

1. Вступ. Космічні промені – це електрони та ядра різних елементів, що прискорюються у Всесвіті і потрапляють в атмосферу Землі з енергіями до 10^{21} еВ. Основним джерелом прискорення цих частинок з енергіями до $\sim 10^{17}$ еВ загально-прийнято вважаються залишки вибухів Наднових у Галактиці, вище 10^{19} еВ – позагалактичні джерела (ймовірно, активні ядра галактик, Гіпернові, магнетари та інші об'єкти), походження променів з енергіями $10^{17} - 10^{19}$ еВ не з'ясоване (див. огляди [3, 8, 10]).

Гіпернова – явище колапсу ядра масивної зорі на пізній стадії еволюції (зоря типу Вольфа-Райє), що спричинює над-потужний вибух у речовині зорі (у $10 - 1000$ раз потужніший, ніж при вибухах Наднових) і проявляє себе, також, як гамма-спалах (надяскраве джерело короточасного спалаху гамма-випромінювання з нетепловим спектром) [18].

У роботах [5] і [15] (а, також, у пізнішій публікації [7]) вперше розглянуто прискорення космічних променів помірно релятивістськими ударними хвилями при спалахах Гіпернових. У нашій роботі було поставлену за мету провести аналітичний розрахунок прискорення космічних променів довільнорелятивістськими ударними хвилями на основі більш детального розгляду руху ударної хвилі з використанням наближених аналітичних методів, розроблених в роботі [1], та застосувати результати цього розрахунку до моделі вибуху Гіпернової типу SN1998bw.

2. Аналітична модель прискорення космічних променів довільнорелятивістськими сферичними ударними хвилями.

2.1. Перехідна стадія руху ударної хвилі. Перехідною стадією руху ударної хвилі ми називаємо поширення ударної хвилі від моменту, коли закінчується рух із прискоренням внаслідок значного градієнту густини незбуреного середовища і починається рух із сповільненням, до моменту, коли вона починає відповідати автотельному розв'язку задачі про точковий вибух у однорідному середовищі (Блендфорда-МакКі чи Седова-Тейлора). Усі вирази (якщо не вказано інше) записані в системі одиниць СГС у системі відліку, яка перебуває у спокої відносно точки вибуху (наприклад, центру передгіпернової).

Ми розглядаємо нерухоме середовище із сферично-симетричним розподілом густини $\rho_M(R) = \rho_M(R_i) \cdot (R/R_i)^{-m}$ (зоряний вітер, однорідне середовище та ін.), у центрі якого відбувся сферично-симетричний вибух із енергією Q_0 (Над-нова, Гіпернова). Утворюється сферична ударна хвиля із однорідним розподілом параметра швидкості $\Gamma_{SH}\beta_{SH}$ по по-верхні ($\beta = V/c$, $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, c – швидкість світла). При $R \geq R_0$ починається перехідна стадія руху (ударна хвиля роз-діляється на дві: пряму і зворотню; далі ми розглядаємо лише пряму ударну хвилю, опускаючи слово "пряма"). У роботі [1] показано, що на цій стадії поширення сильна адіабатична пряма сферична ударна хвиля описується апроксимацій-ним співвідношенням

$$\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R) = \Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_0) \cdot \left(\frac{\rho_M(R) \cdot R^3}{\rho_M(R_0) \cdot R_0^3} \right)^{-a}, \text{ де } a = 1/5 \tag{1}$$

Перехідна стадія завершується тоді ($R = R_A$), коли знайдений за (1) параметр швидкості стає рівний автотельному розв'язку задачі про точковий вибух у однорідному середовищі [1].

2.2. Умови за фронтом ударної хвилі. Параметр швидкості речовини за фронтом $\Gamma_2\beta_2$ пов'язаний з параметром швидкості сильної адіабатичної радіаційно-домінованої ударної хвилі у холодному нерелятивістському газі рівнянням (за [4]) $\Gamma_{SH}^2 = (\Gamma_2 + 1) \cdot (\gamma(\Gamma_2 - 1) + 1)^2 \cdot (\gamma(2 - \gamma)(\Gamma_2 - 1) + 2)^{-1}$, де γ – показник адіабати; якщо ударна хвиля нерелятивістська – рівнянням (за [10]) $\beta_2 = 2\beta_{SH}/(\gamma + 1)$. Ми апроксимуємо обидва рівняння співвідношенням

$$\Gamma_2\beta_2 = \Gamma_{SH}\beta_{SH}/\sqrt{2}. \tag{2}$$

Густина енергії за фронтом $e_2 = \Gamma_2 \cdot (4\Gamma_2 + 3) \cdot \rho_M \cdot c^2$ для релятивістської ударної хвилі (за [4]) та $e_2 = 2\beta_2^2 \cdot \rho_M \cdot c^2$ для нерелятивістської (див. [17]). Нами ці співвідношення апроксимовано

$$e_2 = (4/\delta) \cdot (\Gamma_2\beta_2)^2 \cdot \rho_M \cdot c^2, \text{ (} \delta = 1 \text{ при } \Gamma_2\beta_2 > 1; \delta = 2 \text{ при } \Gamma_2\beta_2 \leq 1). \tag{3}$$

Магнітне поле за фронтом є близьким до енергетичного рівнорозподілу (див. [13]): $B_{eff}^2/8\pi = \varepsilon_B \cdot e_2$, де ε_B – відношення густини енергії магнітного поля до повної густини енергії, тому його напруженість

$$B_{eff} = (8\pi \cdot \varepsilon_B \cdot e_2)^{1/2}. \quad (4)$$

2.3. *Енергетичні перетворення при русі ударної хвилі.* При проходженні ударної хвилі через елемент середовища $dm_M = 4\pi \cdot \rho_M(R) \cdot R^2 \cdot dR$ йому надається енергія $dQ_{int} = \Gamma_2 \cdot c^2 \cdot dm_M$ (релятивістський випадок) або $dQ_{int} = (\beta_2^2/2) \cdot c^2 \cdot dm_M$ (нерелятивістський випадок), ми апроксимували ці вирази $dQ_{int} = \delta^{-1} \cdot (\Gamma_2 \beta_2)^\delta \cdot c^2 \cdot dm_M$. Інтеграл процесу енергетичних перетворень на шляху ударної хвилі від R_1 до R_2 :

$$Q_{int}(R_1, R_2) = \int_{R_1}^{R_2} dQ_{int} = \frac{4\pi \cdot c^2}{\delta} \cdot \int_{R_1}^{R_2} \rho_M(R) \cdot (\Gamma_2 \beta_2(R))^\delta \cdot R^2 \cdot dR. \quad (5)$$

2.4. *Максимальна енергія та спостережувана інтенсивність прискорених ударною хвилею космічних променів.* Ударна хвиля у Гіпернових прискорює космічні промені за допомогою механізму дифузійного прискорення на фронті ударної хвилі (механізм Фермі першого роду) (див. [8]). Для цього механізму максимальна енергія космічних променів, прискорених ударною хвилею в даному положенні (див., наприклад, [2], [9])

$$E_{max}(R) = eZ \cdot B_{eff}(R) \cdot R_{eff}(R) \cdot \beta_{SH}(R), \quad (6)$$

де e – заряд електрона, Z – зарядове число космічного променя, $R_{eff} \sim R$ – характерний розмір області прискорення.

Оскільки прискорення є відносно швидким, то інжектований джерелом енергетичний спектр космічних променів є ре-зультатом сумування спектрів (див. [11]) $df_{CR}(E) = \varepsilon_{CR} \cdot dQ_{int} \cdot \ln^{-1}(E_{max}/E_{min}) \cdot E^{-2}$ для $E_{min} \leq E \leq E_{max}$ та $df_{CR}(E) = 0$ для $E \leq E_{min}$ і $E \geq E_{max}$ (де ε_{CR} – коефіцієнт ефективності прискорення, E_{min} – мінімальна енергія прискорених космічних променів (сталій параметр)) космічних променів, прискорених на різних ділянках руху ударної хвилі від R_1 до R_2 , який апроксимуємо так:

$$\begin{cases} f_{CR}(E) = \varepsilon_{CR} \cdot Q_{int}(R_1, R_2) \cdot \ln^{-1}(E_{max}(R_2)/E_{min}) \cdot E^{-2} \Leftrightarrow E_{min} \leq E \leq E_{max}(R_2) \\ f_{CR}(E) = \varepsilon_{CR} \cdot Q_{int}(R_1, R_2) \cdot \ln^{-1}(E_{max}(R_2)/E_{min}) \cdot E_{max}(R_2)^{-h} \cdot E^{-2+h} \Leftrightarrow E_{max}(R_2) < E \leq E_{max}(R_1), \\ f_{CR}(E) = 0 \Leftrightarrow E < E_{min}, E > E_{max}(R_1) \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{де } h = \frac{(3-m) \cdot (1-a \cdot \delta)}{1-m/2-a \cdot \delta \cdot (3-m)}.$$

Для оцінки спостережуваної інтенсивності прискорених космічних променів, при частоті джерел \dot{N}_{HN} у Галактиці радіусом R_G , враховуючи, що в ній час дифузії космічного променя з енергією E обернено пропорційний до коефіцієнта дифузії (див., наприклад, [6]) $T(E) = T(E_{min}) \cdot (E/E_{min})^{-\tau}$, ми отримали

$$I_{CR}(E) = (3c \cdot \dot{N}_{HN} \cdot T(E) \cdot f_{CR}(E)) / (16\pi^2 \cdot R_G^3). \quad (8)$$

3. Застосування аналітичної моделі до ударних хвиль у Гіпернових Галактики. Як типові параметри вибуху Гі-пернових ми використали значення, що базуються на інтерпретації спостережень та моделюванні першої спостережуваної Гіпернової SN 1998bw, джерела гама-спалаху GRB 980425 (див. [18]). Із роботи [19] маса передгіпернової (зоря Воль-фа-Райє) $M_S = 6,55M_\odot$, радіус $R_S = 1,22 \cdot 10^{10} \text{ см}$, енергія вибуху $Q_0 = 1 \cdot 10^{52} \text{ ерг}$; за роботою [16] темп втрати маси передгіперною $M_W = 2,5 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{рік}$. Частота спалахів Гіпернових у Галактиці прийнята (див. [14]) $\dot{N}_{HN} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ рік}^{-1}$; використано радіус вітру $R_W = 8,7 \cdot 10^{18} \text{ см}$, $E_{min} = 1 \cdot 10^9 \text{ еВ}$, $\varepsilon_{CR} \sim \varepsilon_B$; ми вважали, що (див., на-приклад, [5], [15]) $\varepsilon_B = 0,1$ та (див. [5]) $\tau = 0,3$; за [6] $T(E_{min}) = 10^{7,5} \text{ років}$. Із роботи [12] параметр швидкості ударної хвилі на одиничній оптичній глибині $R_\tau = 1$ під поверхнею передгіпернової (максимальне значення, у дужках – мінімальне значення) $\Gamma_{SH} \beta_{SH}(R_\tau = 1) = 13(3,9)$.

Застосувавши нашу аналітичну модель, ми розрахували наступні значення параметрів. Параметр швидкості ударної хвилі при виході у вітер передгіпернової $\Gamma_{SH} \beta_{SH}(R_S) = 84(25)$; перехід ударної хвилі на нерелятивістську швидкість на відстані $R(\Gamma_2 \beta_2 = 1) = 87(0,22) \cdot 10^{17} \text{ см}$; перехід ударної хвилі на стадію Сєдова-Тейлора на відстані $R_A = 10(2,7) R_W$ із значенням параметра швидкості $\Gamma_{SH} \beta_{SH}(R_A) = 0,6(0,08)$. Інтеграл процесу енергетичних перетворень на шляху від виходу у вітер передгіпернової до переходу на нерелятивістську швидкість $Q_{int}(R_S, R(\Gamma_2 \beta_2 = 1)) = 15(0,038) \cdot 10^{50} \text{ ерг}$ та до переходу на стадію Сєдова-Тейлора $Q_{int}(R_S, R_A) = 5,7(4,4) \cdot 10^{51} \text{ ерг}$. Максимальна енергія прискорених протонів космічних променів $E_{max}(R(\Gamma_2 \beta_2 = 1)) = 3,1(3,1) \cdot 10^{18} \text{ еВ}$ та $E_{max}(R_A) = 3,0(0,2) \cdot 10^{18} \text{ еВ}$. Спостережувана інтенсивність цих космічних променів

$I_{CR} = 1,5 \cdot 10^{-22} \cdot (E[EeV]/3,0)^{-\alpha} GeV^{-1} m^{-2} c^{-1} \text{срад}^{-1}$, де $\alpha = 2,3$ при $E \leq 3,0 EeV$ та $\alpha = 11,3$ при $E > 3,0 EeV$
 $(I_{CR} = 1,9 \cdot 10^{-19} \cdot (E[EeV]/0,2)^{-\alpha} GeV^{-1} m^{-2} c^{-1} \text{срад}^{-1}$, де $\alpha = 2,3$ при $E \leq 0,2 EeV$ та $\alpha = 11,3$ при $E > 0,2 EeV$).

4. Висновки. У нашій роботі показано, що при спалахах у Галактиці Гіпернових типу SN 1998bw протони космічних променів можуть прискорюватися сферично-симетричною ударною хвилею до енергій $3,0(0,2) \cdot 10^{18} eV$ (найбільше значення, у дужках – найменше значення, отримані у розглянутому проміжку типових параметрів вибуху Гіпернових), при цьому спостережувана інтенсивність цих космічних променів на даній енергії може становити $1,3(0,3)$ від вимірної загальної інтенсивності космічних променів із цією енергією.

1. Гнатык Б. Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородных средах. Аналитический подход // *Астрофиз.* – 1987. – Том 26, №1. – С. 113-128. 2. Bell A., Lucek S. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field // *Month. Notic. of the Royal Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 321, Is. 3. – P. 433-438. 3. Bergman D., Belz J. TOPICAL REVIEW: Cosmic rays: the Second Knee and beyond // *J. of Phys. G: Nucl. and Part. Phys.* – 2007. – Vol. 34, Is. 10. – P. R359-R400. 4. Blandford R., McKee C. Fluid dynamics of relativistic blast waves // *Phys. Fluids.* – 1976. – Vol.19. – P. 1130-1138. 5. Budnik R., Katz B., MacFadyen A., Waxman E. Cosmic Rays from Transrelativistic Supernovae // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 673, Is. 2. – P. 928-933. 6. Engelmann J. et al. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni – Results from HEAO-3-C2 // *Astron. and Astrophys.* – 1990. – Vol. 233, no. 1. – P. 96-111. 7. Fan Y.-Z. Cosmic ray protons in the energy range $10^{16} - 10^{18.5} eV$: stochastic gyroresonant acceleration in hypernova shocks? // *Month. Notic. of the Royal Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 389, Is. 3. – P. 1306-1310. 8. Frascetti F. On the acceleration of ultra-high-energy cosmic rays // *Philosoph. Transact. of the Royal Society. A: Math., Phys. and Engin. Sci.* – 2008. – Vol. 366, Is. 1884. – P. 4417-4428. 9. Hillas A. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *Ann. rev. of astron. and astrophys.* – 1984. – Vol. 22. – P. 425-444. 10. Horandel J. The origin of galactic cosmic rays // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research. Section A.* – 2008. – Vol. 588, Is. 1-2. – P. 181-188. 11. Kirk J., Schneider P. On the acceleration of charged particles at relativistic shock fronts // *Astrophys. J. Part 1.* – 1987. – Vol. 315. – P. 425-433. 12. Marchenko V., Hnatyk B. Relativistic shock break out at the surface of hypernova star // *Odesa Astron. Pub.* – 2004. – Vol. 17. – P. 48-50. 13. Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model // *Phys. Rep.* – 1999. – Vol. 314, Is. 6. – P. 575-667. 14. Soderberg A. et al. Relativistic ejecta from X-ray flash XRF 060218 and the rate of cosmic explosions // *Nature.* – 2006. – Vol. 442, Is. 7106. – P. 1014-1017. 15. Wang X.-Y., Razzaque S., Meszaros P., Dai Z.-G. High-energy cosmic rays and neutrinos from semirelativistic hypernovae // *Phys. Rev. D.* – 2007. – Vol. 76, Is. 8. – id. 083009. 16. Waxman E. Does the Detection of X-Ray Emission from SN 1998bw Support Its Association with GRB 980425? // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 605. – P. L97-L100. 17. Whitham G. On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow // *J. of Fluid Mech.* – 1958. – Vol. 4. – P. 337-360. 18. Woosley S., Bloom J. The Supernova Gamma-Ray Burst Connection // *Ann. Rev. of Astron & Astrophys.* – 2006. – Vol. 44, Is. 1. – P. 507-556. 19. Woosley S., Eastman R., Schmidt B. Gamma-Ray Burst and Type Ic Supernova SN 1998bw // *Astrophys. J.* – 1999. – Vol. 516. – P. 788-796.

Надійшла до редколегії 27.06.10

УДК 520.8

В. Клецонок

ПРОЕКТ АВТОМАТИЧНОГО ПРОГРАМНОГО КОМПЛЕКСУ ДЛЯ ОПРАЦЮВАННЯ СПОСТЕРЕЖЕНЬ НА КИЇВСЬКОМУ ІНТЕРНЕТ-ТЕЛЕСКОПІ

Київський Інтернет-телескоп дозволяє отримати більше ніж 500 кадрів зоряних полів за ніч. Для ефективної обробки потрібно програмне забезпечення з максимальним рівнем автоматизації. Для цих потреб був створений проєкт програмного комплексу для обробки спостережень Київського інтернет-телескопу. Він містить всі стадії обробки ПЗЗ кадрів – попередню обробку, виділення зір на зображенні, вибір опорних зір з каталогу TYCHO2, ідентифікацію опорних зір в кадрі, визначення координат та інструментальних зоряних величин об'єктів кожного кадру. Був розроблений і реалізований алгоритм для ідентифікаційної програми, який враховує інтенсивності зображень. Для прискорення швидкості роботи і надійності програми можна враховувати параметри, які були визначені за попередніми ідентифікаціями. Програмний комплекс реалізований на базі пакету MIDAS з додатковими модулями, які написані на мовах програмування C++ та Free Pascal.

Запропоновано поетапний розвиток комплексу для його швидкого застосування та покращення його можливостей у майбутньому.

Kyiv Internet-telescope allows obtaining more than 500 frames of star fields per night. For the efficient processing of observation data the software with maximum level of automation is needed. For this purpose we developed the project of the observation processing complex of the Kyiv Internet-telescope. It contains all stages of CCD frame processing – preparatory processing, star extraction from the image, selection of the reference stars from the TYCHO2 catalogue, identification of the reference star in the frame and determination of the coordinates and instrumental stars magnitudes of the objects on every frame. We developed and realized original algorithm for the identification software that takes into the account intensity of the image. For the purpose of the image processing acceleration and increasing of the reliability it is possible to take into the consideration the parameters of the previous identifications. The software complex is realized on the base of MIDAS packet with additional modules, developed on the C++ and Free Pascal computer languages.

Step-by-step development and introduction of the software complex with the purpose of its implementation and further upgrading is provided for.

Вступ. У 2008 році розпочалися тестові спостереження на Київському Інтернет-телескопі [1]. Він побудований на базі телескопу Celestron CGE 1400. Телескоп має автоматизоване монтування, яке працює в режимі GOTO, програмно керований блок світлофільтрів з набором UVVR1 фільтрів та ПЗЗ камеру Rolera MGI (512x512 пікселів). В стандартній конфігурації з редуктором фокусу поле зору складає 10.6 кутових хвилин. Коли телескоп працює в автоматичному режимі за ніч спостережень можна отримати понад 500 кадрів зоряних полів. Це без врахування службових кадрів (темнових, плоского поля та інших.), які використовують при опрацюванні спостережень. Для опрацювання такої великої кількості зображень потрібно мати програмний комплекс, який би міг виконувати всю обробку в автоматичному режимі. Подібні комплекси успішно використовуються в астрономічній практиці, (наприклад [2-3]) для обробки ще більших об'ємів спостережних даних.

Алгоритм роботи. В якості середовища для роботи програмного комплексу був вибраний пакет Midas [4], який працює в операційній системі Linux. При виборі пакету ми користувалися такими його властивостями: а) пакет Midas використовується вже давно для обробки астрономічних даних, і для нього напрацьовано багато стандартних про-