



ISSN 1607–2855

Том 7 • № 2 • 2011 С. 258 – 261

УДК 524.5

## Космічні промені від вибухів Гіпернових

В.О. Маслюх, Б.І. Гнатик

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

*У роботі проведено розрахунок очікуваної максимальної енергії та спостережуваного енергетичного спектру космічних променів високих енергій від Гіпернових Галактики. Розглянуто випадки різних ймовірних середовищ із змінною густиною, які оточують Гіпернові.*

*КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ ВЗРЫВОВ ГИПЕРНОВЫХ, Маслюх В.О., Гнатик Б.И. — В работе проведен расчет ожидаемой максимальной энергии и наблюдаемого энергетического спектра космических лучей высоких энергий от Гиперновых Галактики. Рассмотрены случаи различных вероятных сред с переменной плотностью, окружающих Гиперновые.*

*COSMIC RAYS FROM HYPERNOVAE EXPLOSIONS, by Maslyuh V.O., Hnatyk B.I. — In this work is held the calculation of the expected maximum energy and observable energy spectrum of high energy cosmic rays from Galactic Hypernovae. We consider the cases of different possible environments with variable density surrounding Hypernovae.*

**Ключевые слова:** космические лучи; взрывы сверхновых.

**Key words:** cosmic rays; Hypernovae explosions.

### 1. ВСТУП

Основним джерелом прискорення космічних променів з енергіями до  $\sim 10^{17}$  еВ загальноприйнято вважають залишки вибухів Наднових у Галактиці, що мотивовано аналізом форми спостережуваного енергетичного спектру космічних променів, їх частинкового складу та підкріплено теоретичними розрахунками процесів прискорення частинок космічних променів на фронтах ударних хвиль у спостережуваних залишках Наднових. Основним джерелом прискорення космічних променів з енергіями вище  $10^{19}$  еВ (так звані “космічні промені найвищих енергій”) вважають позагалактичні джерела, такі як активні ядра галактик, Гіпернові, магнетари та інші об’єкти, на це вказує ізотропність напрямків приходу частинок із найвищими енергіями, на які не впливає суттєво ні галактичне, ні міжгалактичне магнітні поля. Джерела прискорення космічних променів з енергіями  $10^{17} - 10^{19}$  еВ (так звані “космічні промені високих енергій”) не з’ясовані. Детальніше цю проблему розглянуто в оглядах [1–3].

В останнє десятиліття проблему походження космічних променів високих та найвищих енергій тісно пов’язують із загадками явища гамма-спалахів, надяскравих точкових джерел короткочасного (від десятих секунди до десятків секунд) спалаху гамма-випромінювання з нетепловим спектром на космологічних відстанях. Гамма-спалахи є найяскравішими відомими спалахуючими джерелами електромагнітного випромінювання у видимому Всесвіті. З часу їх випадкового відкриття наприкінці шістдесятих років ХХ століття військовими космічними апаратами Vela-4 та Vela-3 й дотепер вони залишаються одними з найменш зрозумілих об’єктів, які ми спостерігаємо (детальніше явище гамма-спалахів розглянуто, наприклад, в огляді [4]). Близько чверті століття пропонувалися найрізноманітніші гіпотези і теорії механізму утворення гамма-спалахів та їх батьківських об’єктів, однак всі ці пояснення залишилися приблизно однаково недостатньо підтверджені спостереженнями.

Суттєве зрушення відбулося у квітні 1998 року, коли вперше співпадаючи в межах похибок у напрямку та часі появи із гамма-спалахом (гамма-спалах GRB980425) спостерігалася у порівняно близькій галактиці (червоне зміщення  $z = 0,0085$ ) Наднова (Наднова SN1998bw). Спостереження безсумнівно свідчили, що Наднова SN1998bw є батьківським об’єктом гамма-спалаху GRB980425. Наднова була типу Іbc й інтерпретація її спостережень чітко показувала найбільшу відому на той час для Наднових енергію вибуху, яка перевищувала у кілька десятків разів типове значення. Згідно спостережень, викинута при вибуху Наднової SN1998bw речовина рухалася із помірнорелятивістськими швидкостями. З того часу й до сьогодні спостерігали ще три подібні випадки: GRB030329 та SN2003dh, GRB031203 та SN2003lw, XRF061218 та SN2006aj. Це дало змогу достатньо обґрунтовано підтвердити гіпотезу й розробити теорію походження гамма-спалахів (принаймні, підкласу гамма-спалахів, так звані “довготривалі “м’які” гамма-спалахи”) у вибухах нетипових (при вибуху утворюються колімовані струмені речовини, які рухаються із ультрарелятивістськими швидкостями) Наднових типу Іbc. Детально зв’язок Наднових та гамма-спалахів розглянуто в огляді [5].

Нетипові Наднові типу Іbc, подібні до Наднової SN1998bw, у яких енергія вибуху перевищує у десятки разів типове для Наднових значення та викинута при вибуху речовина рухається із релятивістськими швидкостями, було запропоновано називати “Гіпернові”, незалежно від того, чи спостерігався при їх спалаху гамма-спалах, чи ні. На сьогодні вважають, що Гіпернові перед спалахом є зорями типу Вольфа–Райє (див., наприклад, [5]). Окрім згаданих SN1998bw, SN2003dh, SN2003lw, SN2006aj (з якими спостерігалися відповідні гамма-спалахи) до Гіпернових відносять SN2009bb (гамма-спалах не спостерігався) та, можливо, SN1997ef, SN1997dq, SN2002ap, нетипові Наднові типу Іc, які показали велику енергетику вибуху, а також, можливо, SN2001dk і SN2002lt (вони підозрюються батьківськими об’єктами для гамма-спалахів GRB011121 і GRB021211 відповідно) [5].

Відповідно до сучасних теорій, при вибуху Гіпернової уздовж осі обертання передгіпернової утворюються два колімовані струмені речовини, яка рухається від центру передгіпернової назовні із ультрарелятивістськими швидкостями (лоренц-фактор близько сотні). Якщо напрям цих струменів збігається із променем зору, то спостерігається гамма-спалах. Також при вибуху утворюється приблизно сферично-симетричний основний викид речовини, який рухається із помірнорелятивістськими швидкостями, й енергія якого перевищує типову енергію скинутої при вибуху Наднової оболонки у десятки разів.

У роботах [6] і [7] (а також у пізнішій публікації [8]) було вперше розглянуто прискорення космічних променів ударною хвилею від основного викиду речовини при спалаху Гіпернової. У даній роботі зроблено аналітичний розрахунок прискорення космічних променів довільнорелятивістськими ударними хвилями на основі більш детального розгляду руху ударної хвилі з використанням наближених аналітичних методів, розроблених в роботі [9], та його результати застосовано до спостережуваних вибухів Гіпернових.

## 2. АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ

### 2.1. Перехідна стадія руху ударної хвилі та умови за фронтом

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).

Розглядаємо нерухоме середовище із сферично-симетричним розподілом густини (зоряний вітер, однорідне середовище та ін.)  $\rho_M(R) = \rho_M(R_i) \cdot (R/R_i)^{-m}$ , у центрі якого відбувся сферично-симетричний вибух із енергією  $Q_0$  (Наднова, Гіпернова). Утворюється сферична ударна хвиля із однорідним розподілом параметра швидкості  $\Gamma_{SH}\beta_{SH}$  по поверхні ( $\beta = \frac{V}{c}$ ,  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $c$  — швидкість світла). При  $R \geq R_0$  починається перехідна стадія руху (ударна хвиля розділяється на дві: пряму і зворотню; далі розглядаємо лише пряму ударну хвилю, опускаючи слово “пряма”). У роботі [9] показано, що на цій стадії поширення сильна адіабатична пряма сферична ударна хвиля описується апроксимаційним співвідношенням

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

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 [9].

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 [10])  $\Gamma_{SH}^2 = (\Gamma_2 + 1) \cdot (\gamma(\Gamma_2 - 1) + 1)^2 \cdot [\gamma(2 - \gamma)(\Gamma_2 - 1) + 2]^{-1}$ , де  $\gamma$  — показник адіабати; якщо ударна хвиля нерелятивістська — рівнянням (за [11])  $\beta_2 = 2\beta_{SH}/(\gamma + 1)$ . Ми апроксимуємо обидва рівняння співвідношенням

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

Густина енергії за фронтом  $e_2 = \Gamma_2 \cdot (4\Gamma_2 + 3) \cdot \rho_M \cdot c^2$  для релятивістської ударної хвилі (за [10]) та  $e_2 = 2\beta^2 \cdot \rho_M \cdot c^2$  для нерелятивістської (див. [11]). Нами ці співвідношення апроксимовано

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

Магнітне поле за фронтом є близьким до енергетичного рівнорозподілу (див. [4]):

$$\frac{B_{\text{eff}}^2}{8\pi} = \varepsilon_B \cdot e_2,$$

де  $\varepsilon_B$  — відношення густини енергії магнітного поля до повної густини енергії, тому його напруженість

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

## 2.2. 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  $dQ_{\text{int}} = \Gamma_2 \cdot c^2 \cdot dm_M$  (релятивістський випадок) або  $dQ_{\text{int}} = (\beta_2^2/2) \cdot c^2 \cdot dm_M$  (нерелятивістський випадок), ми апроксимували ці вирази  $dQ_{\text{int}} = \delta^{-1} \cdot (\Gamma_2 \beta_2)^\delta \cdot c^2 \cdot dm_M$ . Інтеграл процесу енергетичних перетворень на шляху ударної хвилі від  $R_1$  до  $R_2$ :

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

## 2.3. 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. [2]). Для цього механізму максимальна енергія космічних променів, прискорених ударною хвилею в даному положенні (див., наприклад, [12, 13])

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

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

Оскільки прискорення є відносно швидким, то інжектований джерелом енергетичний спектр космічних променів є результатом сумування спектрів (див. [14])  $d\dot{f}_{\text{CR}}(E) = \frac{\varepsilon_{\text{CR}} \cdot dQ_{\text{int}}}{\ln(E_{\text{max}}/E_{\text{min}}) \cdot E^2}$  для  $E_{\text{min}} \leq E \leq E_{\text{max}}$  та  $d\dot{f}_{\text{CR}}(E) = 0$  для  $E < E_{\text{min}}$  і  $E > E_{\text{max}}$  (де  $\varepsilon_{\text{CR}}$  — коефіцієнт ефективності прискорення,  $E_{\text{min}}$  — 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:

$$\begin{aligned} \dot{f}_{\text{CR}}(E) &= \tilde{f}(R_1, R_2) \cdot E^{-2} && \text{для } E_{\text{min}} \leq E \leq E_{\text{max}}(R_2) \\ \dot{f}_{\text{CR}}(E) &= \tilde{f}(R_1, R_2) \cdot E_{\text{max}}^{-h}(R_2) \cdot E^{-2+h} && \text{для } E_{\text{max}}(R_2) < E \leq E_{\text{max}}(R_1) \\ \dot{f}_{\text{CR}}(E) &= 0 && \text{для } E < E_{\text{min}} \text{ та } E > E_{\text{max}}(R_1), \end{aligned}$$

$$\text{де } \tilde{f}(R_1, R_2) = \varepsilon_{\text{CR}} \cdot Q_{\text{int}}(R_1, R_2) \cdot \ln^{-1}(E_{\text{max}}(R_2)/E_{\text{min}}) \text{ та } h = \frac{(3-m) \cdot (1-a \cdot \delta)}{1-m/2-a \cdot \delta \cdot (3-m)}.$$

Для оцінки спостережуваної інтенсивності прискорених космічних променів, при частоті джерел  $\dot{N}_{\text{HN}}$  у Галактиці радіусом  $R_G$ , враховуючи, що в ній час дифузії космічного променя з енергією  $E$  обернено пропорційний до коефіцієнта дифузії (див., наприклад, [15])  $T(E) = T(E_{\text{min}}) \cdot (E/E_{\text{min}})^{-\tau}$ , ми отримали

$$I_{\text{CR}}(E) = \frac{3c \cdot \dot{N}_{\text{HN}} \cdot T(E) \cdot \dot{f}_{\text{CR}}(E)}{16\pi^2 \cdot R_G^3}.$$

## 3. ЗАСТОСУВАННЯ МОДЕЛІ ДО ГІПЕРНОВИХ У ГАЛАКТИЦІ

### 3.1. Середовище навколо Гіпернових

Як уже раніше зазначали, на основі аналізу спостережень післясвітіння гамма-спалахів, вважають, що Гіпернові (як батьківські об'єкти гамма-спалахів) перед вибухом є зорями Вольфа–Райє, найімовірніше типів WC та WO. Це питання детально розглянуте в публікації [16], в роботі також проведений розрахунок середовища навколо зір Вольфа–Райє (перед їх спалахом як Гіпернові чи Наднові) для різних початкових мас зорі, її початкової металічності та густини навколишнього міжзоряного середовища. Однак у [16] моделювання зроблено лише для WC зір, оскільки вони порівняно добре вивчені. На жаль, немає подібних робіт для WO зір, так як ці зорі мало вивчені, оскільки відомо лише кілька таких об'єктів у Галактиці. Є підстави вважати, що середовище навколо WO зір може значно відрізнятись від оточення WC зір [16].

Ми використали результати роботи [16], вибравши з них два межових для зір Вольфа–Райє у Галактиці (їх початкову металічність вважаємо рівною сонячній  $Z = Z_\odot = 0.02$ ) випадки середовища:

- “щільне” — початкова маса зорі  $M = 30M_\odot$ , “вільний” ( $m = 2$ ) зоряний вітер із величиною нормалізованого параметру густини  $A_* = 2.61$  ( $A_* = 1$  для типового вітру зір Вольфа–Райє, детальніше див. [16]) від поверхні зорі до відстані  $R_{\text{SW}} = 1.2 \cdot 10^{19}$  см, далі стрибок густини що продовжується у “загальмований” ( $m = 0$ ) зоряний вітер, який простягається до  $R_{\text{ISM}} = 2.4 \cdot 10^{19}$  см, де знаходиться однорідне міжзоряне середовище із щільністю  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$ ;
- “розріджене” — початкова маса зорі  $M = 60M_\odot$ , “вільний” зоряний вітер із  $A_* = 0.66$  до відстані  $R_{\text{SW}} = 3.7 \cdot 10^{20}$  см, далі стрибок густини що продовжується у “загальмований” зоряний вітер, який простягається до  $R_{\text{ISM}} = 6.9 \cdot 10^{20}$  см, де знаходиться однорідне міжзоряне середовище із щільністю  $n_0 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ .

### 3.2. Параметри викиду речовини при вибуху Гіпернових

Аналіз спостережень Гіпернових свідчить, що енергія, передана під час вибуху викинутій оболонці, в середньому становить  $Q_0 = 2.5 \cdot 10^{52}$  ерг (для SN1998bw та SN2003lw —  $Q_0 = (2 \div 3) \cdot 10^{52}$  ерг, для SN2003dh —  $Q_0 = (2 \div 5) \cdot 10^{52}$  ерг ([5] та посилання там)). Також інтерпретація результатів радіоспостережень Гіпернової SN2006aj  $\sim 5$  днів після вибуху дає лоренц-фактор ударної хвилі у цей час  $\Gamma_{SH} \sim 2.3$  та її радіус  $R_{SH} \approx 3 \cdot 10^{16}$  см [17], а Гіпернової SN2009bb  $\sim 20$  днів після вибуху — лоренц-фактор ударної хвилі у цей час  $\Gamma_{SH} \gtrsim 1.3$  та її радіус  $R_{SH} \approx 4.4 \cdot 10^{16}$  см [18]. Ми усереднили ці значення та перемасштабували їх (див., наприклад, [17]) на менший радіус —  $\Gamma_{SH}\beta_{SH} = 10$  при радіусі  $R_{SH} = 1 \cdot 10^{12}$  см.

### 3.3. Космічні промені високих енергій від Гіпернових у Галактиці

Нами використано  $\varepsilon_{CR} \sim \varepsilon_B = 0.1$  (див., наприклад, [6] і [7]), а також  $E_{\min} = 1 \cdot 10^9$  еВ,  $T(E_{\min}) = 3.2 \cdot 10^7$  років [15] та  $\tau = 0.5$  [7]. Частота спалахів Гіпернових у Галактиці —  $\dot{N}_{HN} = 1 \cdot 10^{-4}$  рік<sup>-1</sup> (див. [17]). Застосувавши нашу аналітичну модель, ми розраховали наступні значення параметрів. Перехід ударної хвилі на автомодельну стадію на відстані  $R_A = 7.4 \cdot 10^{16}$  см із значенням параметра швидкості  $\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_A) = 1.1$  у “щільному” середовищі та на відстані  $R_A = 1.2 \cdot 10^{18}$  см із  $\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_A) = 0.6$  у “розрідженому”. Інтеграл процесу енергетичних перетворень на шляху від стартового положення  $R_{SH}$  до переходу на автомодельну стадію  $Q_{\text{int}}(R_{SH}, R_A) = 7.6 \cdot 10^{52}$  ерг та  $Q_{\text{int}}(R_{SH}, R_A) = 9.9 \cdot 10^{52}$  ерг відповідно. Спостережувана інтенсивність прискорених у “щільному” середовищі протонів космічних променів  $I_{CR}(E) = 7.2 \cdot 10^{-30} \cdot (E[\text{EeV}]/200)^{-\alpha} \text{GeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{c}^{-1} \text{срад}^{-1}$ , де  $\alpha = 2.5$  при  $E \leq 200$  EeV та  $\alpha = 6.5$  при  $E > 200$  EeV; прискорених у “розрідженому” —  $I_{CR}(E) = 1.3 \cdot 10^{-27} \cdot (E[\text{EeV}]/29)^{-\alpha} \text{GeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{c}^{-1} \text{срад}^{-1}$ , де  $\alpha = 2.5$  при  $E \leq 29$  EeV та  $\alpha = 4.0$  при  $E > 29$  EeV.

### 4. ВИСНОВКИ

Результати нашого дослідження свідчать, що при використанні достатньо консервативних значень величин, які описують вибух Гіпернових у Галактиці (єдине використане значення, консервативність якого не повністю вивчена, це  $R_{\text{eff}} \sim R$ ), ми отримали очікувану спостережну інтенсивність космічних променів у області  $\sim 10^{17} - 10^{19}$  еВ, прискорених протягом перехідної стадії руху ударної хвилі у Гіпернових Галактики на рівні  $\sim 1\%$  від спостережуваного значення. Однак, це очікуване значення може в дійсності виявитися значно вищим за  $\sim 1\%$  протягом певного періоду часу після спалаху кожної Гіпернової у Галактиці, якщо врахувати деталі дифузії у Галактиці космічних променів високих енергій.

1. Bergman D., Belz J. Topical Review: Cosmic rays: the Second Knee and beyond // J. of Phys. G: Nucl. and Part. Phys. — 2007. — **34**, Is.10. — P. R359–R400.
2. Frascchetti F. On the acceleration of ultra-high-energy cosmic rays // Philosoph. Trans. of the Royal Soc. A: Math., Phys. and Engin. Sci. — 2008. — **366**, Is.1884. — P. 4417–4428.
3. Hörandel J. The origin of galactic cosmic rays // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Sect. A. — 2008. — **588**, Is.1–2. — P. 181–188.
4. Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model // Phys. Rep. — 1999. — **314**, Is.6. — P. 575–667.
5. Woosley S., Bloom J. The Supernova Gamma-Ray Burst Connection // Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. — 2006. — **44**, Is.1. — P. 507–556.
6. Wang X.-Y., Razzaque S., Meszaros P., Dai Z.-G. High-energy cosmic rays and neutrinos from semirelativistic hypernovae // Phys. Rev. D. — 2007. — **76**, Is.8. — id.083009.
7. Budnik R., Katz B., MacFadyen A., Waxman E. Cosmic Rays from Transrelativistic Supernovae // Astrophys. J. — 2008. — **673**, Is.2. — P. 928–933.
8. Fan Y.-Z. Cosmic ray protons in the energy range  $10^{16} - 10^{18.5}$  eV: stochastic gyroresonant acceleration in hypernova shocks? // Mon. Not. of the Royal Astron. Soc. — 2008. — **389**, Is.3. — P. 1306–1310.
9. Гнатюк Б. Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородных средах. Аналитический подход // Астрофиз. — 1987. — **26**, № 1. — С. 113–128.
10. Blandford R., McKee C. Fluid dynamics of relativistic blast waves // Phys. Fluids. — 1976. — **19**. — P. 1130–1138.
11. Whitham G. On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow // J. of Fluid Mech. — 1958. — **4**. — P. 337–360.
12. Hillas A. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // Ann. rev. of astron. and astrophys. — 1984. — **22**. — P. 425–444.
13. Bell A., Lucek S. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field // Mon. Not. of the Royal Astron. Soc. — 2001. — **321**, Is.3. — P. 433–438.
14. Kirk J., Schneider P. On the acceleration of charged particles at relativistic shock fronts // Astrophys. J. P.1. — 1987. — **315**. — P. 425–433.
15. 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. — **233**, № 1. — P. 96–111.
16. Eldridge J., Genet F., Daigne F., Mochkovitch R. The circumstellar environment of Wolf-Rayet stars and gamma-ray burst afterglows // Mon. Not. of the Royal Astron. Soc. — 2006. — **367**, Is.1. — P. 186–200.
17. Soderberg A., et al. Relativistic ejecta from X-ray flash XRF 060218 and the rate of cosmic explosions // Nature. — 2006. — **442**, Is.7106. — P. 1014–1017.
18. Soderberg A., et al. A relativistic type Ibc supernova without a detected  $\gamma$ -ray burst // Nature. — 2010. — **463**, Is.7280. — P. 513–515.

Надійшла до редакції 4.08.2010