

УДК 524.7

Б. І. Гнатик, В. В. Марченко

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка
04053 Київ, вул. Обсерваторна 3

Спостережні прояви виходу релятивістської ударної хвилі на поверхню Гіпернової зорі

Досліджено гідродинаміку та спостережувальні прояви виходу релятивістської ударної хвилі на поверхню Гіпернової зорі. Розраховано характеристики гідродинамічно прискорених зовнішніх шарів зорі, зокрема енергетичний спектр прискорених частинок, та розглянуто взаємодію прискорених частинок з навколосоряним середовищем. Досліджено спалах гамма-випромінювання, який виникає внаслідок розпаду нейтральних піонів — продуктів непружних p - p -зіткнень. Розраховано параметри цього спалаху та оцінено можливість його детектування.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ВЫХОДА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ГИПЕРНОВОЙ ЗВЕЗДЫ, Гнатик Б. И., Марченко В. В. — Исследована гидродинамика и наблюдательные проявления выхода релятивистской ударной волны на поверхность Гиперновой звезды. Рассчитаны характеристики гидродинамически ускоренной внешней оболочки звезды, в частности энергетический спектр ускоренных частиц, и рассмотрено взаимодействие ускоренных частиц с околозвездной средой. Исследован всплеск гамма-излучения в результате распада нейтральных пионов — продуктов неупругих p - p -столкновений. Рассчитаны параметры этого всплеска и оценена возможность его детектирования.

OBSERVATIONAL SIGNATURES OF RELATIVISTIC SHOCK BREAK-OUT AT THE SURFACE OF HYPERNOVA STAR, by Hnatyk B. I., Marchenko V. V. — The hydrodynamics and observational signatures of a relativistic shock break-out at the surface of Hypernova star are investigated. The characteristics of hydrodynamically accelerated external layers of star (energy spectrum of accelerated particles etc.) and the interaction of accelerated particles with the particles of circumstellar medium are considered. We analysed a gamma-ray flash as a result of a decay of neutral pions that are produced in inelastic p - p collisions. The parameters of the flash are calculated and conditions of its detection are estimated.

ВСТУП

В шістдесятих роках минулого століття супутниками «Vela» були зафіксовані короткочасні спорадичні спалахи рентгенівського та гамма-випромінювання невідомої природи, які утворили новий клас гамма-джерел —

гамма-спалахи (GRB) [16] з наступними головними характеристиками: ізотропний розподіл на небі, бімодальний розподіл за тривалістю (короткотривалі — до 2 с та довготривалі — понад 2 с), діапазон енергій фотонів 0.02—2 MeV, степеневий спектр із зломом на енергіях $E_k \approx 200\text{—}300$ кеВ та велика різноманітність кривих блиску [21].

Основною проблемою протягом майже тридцяти років з початку дослідження гамма-спалахів була повна відсутність астрофізичних об'єктів, з якими можна було ототожнити гамма-спалахи. Важливою віхою в дослідженні природи гамма-спалахів став запуск в 1991 р. гамма-обсерваторії імені А. Комптона. Детектором BATSE були отримані дані про велику кількість гамма-спалахів, які підтвердили ізотропність розподілу гамма-спалахів на небесній сфері та виявили недостачу віддалених джерел (відхилення від просторової однорідності) [12, 21]. Ці результати природно пояснюються в рамках моделі, в якій гамма-спалахи знаходяться на космологічних відстанях [21]. У 1997 р. супутник ВерроSAX вперше зафіксував так зване післясвічення ряду гамма-спалахів (GRB 970228, GRB 970507, GRB 971214) — випромінювання у рентгенівському діапазоні, що дало змогу підвищити точність визначення координат джерел та виявити транзйентні більш тривалі оптичні відповідники гамма-спалахів. Подальші дослідження показали, що оптичні відповідники знаходяться у віддалених материнських галактиках з червоними зміщеннями аж до $z \approx 4.5$ [28]. Досі післясвічення та відповідні материнські галактики зафіксовані тільки для довготривалих спалахів, тому природа коротких гамма-спалахів залишається невідомою.

Для пояснення механізму генерації гамма-спалаху широко використовується так звана фаєрбольна модель, що ґрунтується на особливостях динаміки (сферично-симетричного чи струменеподібного розширення) початково термодинамічно рівноважної області ультрарелятивістської плазми [21]. Найбільш ймовірно, що необхідний релятивістський колімований струмінь плазми виникає при колапсі масивних ядер переднаднових (колапсарів), який супроводжується спалахом Гіпернової — Наднової із незвичайно великою енергією скинутої оболонки — порядку 10^{45} Дж [27]. Спроби використати Наднові у поясненні гамма-спалахів вже робились і раніше [6, 26], але перший спостережний доказ про зв'язок гамма-спалахів та спалахів Наднових був виявлений при спостереженні гамма-спалаху GRB 980425, коли в околиці цього гамма-спалаху була помічена незвичайна Наднова зоря SN 1998bw типу Ic [14, 27] — в 20—30 разів потужніша, ніж типові Наднові. Після цього було спостережено ще декілька оптичних післясвічень, які свідчать про зв'язок гамма-спалахів з Надновими — GRB 030329 [23], GRB 021211 [7], GRB 031203 [17]. Додатковим аргументом на користь колапсарної моделі є кореляція положень гамма-спалахів у материнських галактиках з регіонами підвищеного зореутворення [5].

В колапсарній моделі вихід ударної хвилі на поверхню Гіпернової супроводжується прискоренням зовнішніх шарів до релятивістських швидкостей, як це спостерігалось у випадку Наднової SN 1998bw [5]. В роботі [2] розглянуто вихід ультрарелятивістської ударної хвилі на поверхню білого карлика при спалаху Наднової типу Ia і, зокрема, передбачено існування нового типу гамма-спалахів, спричинених розпадом піонів у результаті непружних зіткнень релятивістських частинок оболонки зорі із частинками навколосоряного середовища.

В нашій роботі досліджено спостережні прояви виходу релятивістської ударної хвилі на поверхню масивної зорі — попередника Гіпернової з характеристиками, близькими до SN 1998bw. Більша енергетика спалаху Гіпернових у порівнянні з Надновими Ia повинна реалізуватися у потужніші

прояви виходу релятивістської ударної хвилі на поверхню зорі, реєстрація яких служитиме незалежним підтвердженням колапсарної моделі космологічних гамма-спалахів.

МОДЕЛЬ ЗОРІ-ПОПЕРЕДНИКА ГІПЕРНОВОЇ

Існуючі моделі Гіпернової SN 1998bw показують, що для пояснення гамма-спалаху GRB 980425 потрібна масивна зоря з вуглецево-кисневим ядром [27]. Тут ми будемо використовувати модель Гіпернової СО6 [24, 27]. Це вуглецево-киснева зоря Вольфа—Райє масою $M_s = 6.55M_\odot$ та радіусом $R_s = 1.22 \cdot 10^{10}$ см, яка на головній послідовності мала масу $25M_\odot$. З достатньою точністю розподіл густини речовини в зовнішніх шарах цієї зорі (на відстанях r від центра зорі, близьких до поверхні Гіпернової: $(R_s - r)/r \ll 1$) можна апроксимувати політропним розподілом [24]

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 - \frac{r}{R_s}\right)^3, \quad (1)$$

де $\rho_0 = 910$ г/см³.

Для моделювання навколосоряного середовища розглянемо два випадки: зоряний вітер та навколосоряну оболонку постійної густини. У випадку зоряного вітру з темпом втрати маси $\dot{M} = 4\pi r^2 m_p n_w V_w$, де m_p — маса частинок вітру, V_w — швидкість вітру, концентрація частинок в вітрі $n_w(r)$ рівна

$$n_w(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 m_p V_w} = n_w^0 \left(\frac{R_s}{r}\right)^2. \quad (2)$$

У роботі [25] показано, що у випадку SN 1998bw темп втрати маси суттєво нижчий від типових значень $\dot{M} \approx 10^{-5} M_\odot/\text{рік}$ [19], тому прийемо, що $n_w^0 = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ та $V_w = 10^3$ км/с.

Як правило, в оболонках та вітрах зір Вольфа—Райє домінують елементи, важчі за водень, але принаймі в оболонках деяких Гіпернових доля водню може бути значною [13]. Крім того, складнішу взаємодію ядер можна наближено апроксимувати протон-протонною взаємодією. Тому надалі всі розрахунки проводитимуться для водневої плазми.

Для навколосоряної оболонки постійної густини прийемо $n_{\text{env}} = 10^{10}$ см⁻³ і товщину $\Delta = 3 \cdot 10^{13}$ см. В обох випадках оптична товщина навколосоряного середовища τ та його стовпчикова густина $x = \int \rho(r) dr$ близькі до одиниці, тобто до граничного значення для випадку оптично тонкого навколосоряного середовища.

ВИХІД УДАРНОЇ ХВИЛІ НА ПОВЕРХНЮ ЗОРІ ТА СПАЛАХ ЖОРСТКОГО ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Гідродинамічне прискорення речовини зовнішніх шарів зорі при виході ударної хвилі на поверхню зорі відбувається у два етапи. Перший етап зумовлений гідродинамічним прискоренням речовини за фронтом сильної ударної хвилі при прискоренні останньої внаслідок швидкого зменшення густини в оболонці зорі. Частинки речовини прискорюються до лоренц-фактора γ_2 , який в ультрарелятивістському випадку в $\sqrt{2}$ разів менший від лоренц-фактора фронту ударної хвилі.

Другий етап прискорення відбувається після виходу ударної хвилі на поверхню зорі, коли нагріті ударною хвилею зовнішні шари оболонки зорі

під дією теплового тиску додатково прискорюються внаслідок розширення у вакуум. Кінцевий лоренц-фактор частинок γ_f буде залежати від γ_2 та від типу розширення оболонки (сферичного чи плоского) [2]. Зупинимось спочатку на першому етапі.

Як вже відмічалось вище, значне енерговиділення у випадку Гіпернової приводить до релятивістських швидкостей ударної хвилі у приповерхневих шарах зорі. Чисельні розрахунки [27] показують, що з достатньо високою точністю рух довільно релятивістської ударної хвилі, зокрема перехід від не-до слабо- та ультрарелятивістського режиму руху можна описати апроксимаційною формулою, запропонованою в роботі [1]. Для зовнішніх шарів зорі, коли $r \approx R_s$, і ударна хвиля вже вийшла на стадію прискорення внаслідок значного градієнта густини, маємо

$$\Gamma_s \beta_s = \text{const} \cdot \rho(r)^{-a}, \quad (3)$$

де $\Gamma_s = (1 - \beta_s^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор фронту ударної хвилі, $\beta_s = u_s/c$ — безрозмірна швидкість фронту ударної хвилі, c — швидкість світла, $\rho(r)$ — густина зовнішніх шарів оболонки Гіпернової зорі, a — деяка постійна.

В роботі [1] показано, що параметр a в режимі прискорення ударної хвилі апроксимується однаковим значенням $a \approx 0.2$ як для нерелятивістських, так і для релятивістських ударних хвиль, тому це значення можна використати і для опису перехідної стадії від нерелятивістських до релятивістських швидкостей. Дійсно, аналітичні розв'язки для руху нерелятивістської ударної хвилі в середовищі з експоненційним та політропним розподілом густини дають $0.17 \leq a \leq 0.23$ для показника адиабати $4/3 \leq \gamma_{ad} \leq 5/3$ та політропного індексу $1.5 \leq n \leq 3.25$. Для ультрарелятивістських ударних хвиль з аналітичних розв'язків [15] отримується $a = 0.232$. Тому в нашій роботі для оцінки впливу параметра a на характеристики течії крім основного значення $a = 0.2$ розглядатимемо також випадок $a = 0.232$.

В подальших розрахунках будемо використовувати також змінні F — долю маси оболонки зорі зовні сфери радіуса r у масі всієї зорі M_s , та стовпчикову густину $x = m_p N$, де $N = \int_r^{R_s} n(r) dr$ — стовпчикова концентрація.

З рівняння (1) для приповерхневих шарів маємо

$$F = \frac{\pi R_s^3 \rho_0}{M_s} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{4/3}. \quad (4)$$

Зміна швидкості ударної хвилі в залежності від F відповідно до рівняння (3) запишеться у вигляді

$$\Gamma_s(F) \beta_s(F) = \Gamma_1 \beta_1 \left(\frac{F}{F_1} \right)^{-3a/4}, \quad (5)$$

де β_1 — швидкість ударної хвилі на рівні F_1 . Зокрема, для положення $F_1 = 1.3 \cdot 10^{-4}$, достатньо близького до поверхні зорі, де ударна хвиля вже суттєво прискорюється внаслідок падіння густини, розглянемо три значення початкової швидкості — $\beta_1 = 0.2, 0.3, 0.4$, які охоплюють оцінку кінетичної енергії релятивістської оболонки в SN 1998bw $W_p \sim 3 \cdot 10^{41}$ Дж [25].

Умови на фронті сильної радіаційно-домінованої ударної хвилі ($\gamma_{ad} = 4/3$), яка поширюється в нерелятивістському холодному газі, можуть бути записані в наступному вигляді [3]:

$$\varepsilon_2 = \gamma_2(4\gamma_2 + 3)\rho_1 c^2, \quad (6)$$

$$\rho_2 = (4\gamma_2 + 3)\rho_1, \quad (7)$$

$$\Gamma_s^2 = \frac{(4\gamma_2 - 1)^2(\gamma_2 + 1)}{8\gamma_2 + 10}, \quad (8)$$

де індекси 1 і 2 відповідають параметрам газу перед фронтом ударної хвилі та за ним, ε — густина енергії.

З рівняння (8) можна знайти зв'язок між лоренц-фактором γ_2 речовини за фронтом ударної хвилі та лоренц-фактором Γ_s самого фронту.

Мінімальному значенню F_{\min} (і відповідно максимальному значенню радіуса ударної хвилі $r_{\max} < R_s$) відповідає початок руйнування ударної хвилі при підході до поверхні зорі. Дисипація хвилі зумовлена тим, що на певній відстані залишкові шари оболонки зорі стають достатньо прозорими для виходу фотонів та швидких частинок.

Використовуючи рівняння (4), маємо

$$F_{\min} = \frac{4\pi R_s^2 x_{\text{int}}}{M_s},$$

яке відповідає початку стадії прозорості поверхневих шарів (оптичній товщині для теплового випромінювання плазми за фронтом ударної хвилі порядку $\tau \sim 1$). Тут x_{int} — стовпчикова густина залишкового шару. В наших розрахунках ми брали $x_{\text{int}} = 3 \text{ г/см}^2$.

Значення параметрів ударної хвилі та газу за фронтом ударної хвилі у момент виходу на поверхню для різних значень параметра a та різних початкових швидкостей приведені в табл. 1.

Оцінимо параметри спалаху теплового випромінювання газу із-за фронту ударної хвилі при виході її на поверхню зорі. Цей спалах пов'язаний із швидким виходом теплових фотонів із прифронтової області. Знайдемо рівноважну температуру фотонного газу за фронтом ударної хвилі в момент виходу ударної хвилі на поверхню. З рівняння стану радіаційно-домінованої плазми

$$p_2 = \frac{1}{3}(\varepsilon_2 - \rho_2 c^2) \quad (9)$$

та з умов на фронті ударної хвилі (6)–(8) отримується зв'язок між тиском та лоренц-фактором плазми:

$$p_2 = \frac{1}{3}(4\gamma_2 + 3)(\gamma_2 - 1)\rho_1 c^2. \quad (10)$$

Для типових значень лоренц-фактора газу γ_2^{\max} у момент виходу температура за фронтом хвилі T_2^{sur} виявляється недостатньою для суттєвого народження пар e^+ , e^- : $kT_2^{\text{sur}} \ll m_e c^2$ (k — постійна Больцмана), головний

Таблиця 1. Параметри ударної хвилі в момент її виходу на поверхню зорі

| a | β_1 | $F_1, 10^{-4}$ | $F_{\min}, 10^{-13}$ | $\Gamma_{\text{sh}}^{\max}$ | γ_2^{\max} |
|-------|-----------|----------------|----------------------|-----------------------------|-------------------|
| 0.2 | 0.2 | 1.3 | 4.3 | 3.9 | 2.8 |
| | 0.3 | | | 6 | 4.2 |
| | 0.4 | | | 8.2 | 5.8 |
| 0.232 | 0.2 | 1.3 | 4.3 | 6.2 | 4.4 |
| | 0.3 | | | 9.4 | 6.7 |
| | 0.4 | | | 13 | 9.2 |

вклад у тиск даватиме випромінювання $p_2^{\text{sur}} = 1/3 a_{\text{к}}(T_2^{\text{sur}})^4$ ($a_{\text{к}}$ — постійна густини енергії випромінювання), тому для температури рівноважного випромінювання за фронтом ударної хвилі отримаємо

$$T_2^{\text{sur}} = \left[(4\gamma_2^{\text{max}} + 3)(\gamma_2^{\text{max}} - 1) \frac{\rho_1(r_{\text{max}})c^2}{a_{\text{к}}} \right]^{1/4}. \quad (11)$$

Внаслідок руху плазми за фронтом ударної хвилі випромінені плазмою фотони будуть зміщені в короткохвильову область, і типова енергія цих фотонів в системі віддаленого спостерігача буде дорівнювати

$$E_{\gamma}^{\text{obs}} \sim \gamma_2^{\text{max}} k T_2^{\text{sur}}. \quad (12)$$

Повна енергія спалаху визначається кількістю теплової енергії, що відносно вільно висвічується із-за фронту ударної хвилі після її виходу на поверхню. В системі відліку плазми потік променистої енергії рівний чорнотільному з температурою T_2^{sur} , тривалість висвічування $t^{\text{rest}} \sim l_{\gamma}/c$ визначається геометричною глибиною l_{γ} , з якої виходить основна кількість фотонів $l_{\gamma} \sim \tau/(\sigma_{\text{T}} n_{\text{e}^-})$, де τ — оптична товщина шару випромінювання, σ_{T} — томсонівський перетин, $n_{\text{e}^-} = \rho/m_{\text{p}}$ — концентрація електронів в супутній до плазми системі відліку.

Чисельні розрахунки виходу нерелятивістської ударної хвилі на поверхню Наднової (див. [11]) показують, що у спалах дають вклад фотони з оптичної глибини $\tau \leq 100$. Використаємо цю оцінку для нашого випадку. Повна енергія фотонів у приповерхневому шарі товщиною l_{γ} в системі відліку плазми рівна

$$W_{\gamma}^{\text{rest}} = 4\pi R_{\text{s}}^2 l_{\gamma} a_{\text{к}}(T_2^{\text{sur}})^4.$$

Відповідні значення T_2^{sur} , E_{γ}^{obs} та повної енергії спалаху в системі відліку віддаленого спостерігача $W_{\gamma} = \gamma_2^{\text{max}} W_{\gamma}^{\text{rest}}$ для різних значень параметрів моделі приведені в табл. 2.

Для віддаленого спостерігача тривалість цього спалаху t_{obs} буде визначатись затримкою у часі приходу фотонів від різних частин диску зорі. З урахуванням релятивістського ефекту зменшення тілесного кута, з якого приходить випромінювання [22], отримаємо

$$t_{\text{obs}} \sim \frac{R_{\text{s}}}{c} \frac{1}{\gamma_2^2},$$

і потік випромінювання на відстані D від зорі буде

$$F_{\gamma} = \frac{W_{\gamma}}{4\pi D^2 t_{\text{obs}}}. \quad (13)$$

Таблиця 2. Параметри спалаху випромінювання в момент виходу ударної хвилі на поверхню зорі

| a | β_1 | T_2^{sur} , 10^7 К | E_{γ}^{obs} , кеВ | l_{γ} , км | W_{γ} , 10^{40} Дж | t_{obs} , мс | D_{BATSE} , Мпк | z |
|-------|-----------|----------------------------------|------------------------------------|-------------------|--------------------------------|--------------------------|-----------------------------|-------|
| 0.2 | 0.2 | 4.9 | 12 | 94 | 0.53 | 22 | 120 | 0.028 |
| | 0.3 | 5.8 | 21 | 85 | 1.4 | 11 | 210 | 0.048 |
| | 0.4 | 6.7 | 33 | 73 | 2.9 | 6.1 | 290 | 0.065 |
| 0.232 | 0.2 | 7.7 | 29 | 89 | 4.8 | 11 | 380 | 0.084 |
| | 0.3 | 11 | 58 | 69 | 16 | 4.6 | 700 | 0.15 |
| | 0.4 | 12 | 98 | 55 | 42 | 2.4 | 1100 | 0.22 |

Максимальні відстані, з яких цей спалах теплового випромінювання може бути зафіксований приладом BATSE з космічної обсерваторії імені А. Комптона ($F_{\text{thr}} = 2 \cdot 10^{-15}$ Дж/(см²с) [20]) $D_{\text{BATSE}} = [W_{\gamma}/(4\pi F_{\text{thr}} t_{\text{obs}})]^{1/2}$ близькі до габлівського горизонту порядку 10^{28} см, тому такий спалах може спостерігатись на значних червоних відстанях $z \leq 0.2$ і бути серед значної кількості спостережних гамма-спалахів.

Параметри спалаху жорсткого теплового випромінювання, зумовленого виходом релятивістської ударної хвилі на поверхню зорі, приведені в табл. 2.

РОЗШИРЕННЯ У ВАКУУМ ТА ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ПРИСКОРЕНИХ ЧАСТИНОК

Другий етап прискорення реалізується після виходу ударної хвилі на поверхню зорі, коли гаряча релятивістська плазма розлітається в навколозоряне середовище під дією внутрішнього тиску, що у першому наближенні можна розглядати як розширення плазми у вакуум. Теплова енергія оболонки та робота внутрішніх шарів по розширенню перетворюється у кінетичну енергію оболонки. Якщо ця трансформація відбувається на відстані від поверхні зорі, значно меншій за радіус зорі, то маємо «плоске» розширення. У протилежному випадку розширення буде сферичним. Реалізація сферичного розширення вимагає відстаней $r \leq 10R_s$, однак, як побачимо далі, важливе для нас ефективне народження піонів починається із значно більших відстаней, тому надалі вважатимемо, що оболонка релятивістських частинок формується біля поверхні зорі (при $r \approx R_s$).

Зв'язок між Лоренц-фактором речовини за фронтом ударної хвилі та кінцевим лоренц-фактором після другої стадії прискорення можна апроксимувати наступним виразом [2]

$$\gamma_2 = 1 + \frac{1}{\gamma_1^2} \frac{\gamma_1 - 1}{4k_N^2} + \left(1 - \frac{1}{\gamma_1^2}\right) (\gamma_1^{1/b} - 1), \quad (14)$$

де $k_N \sim 0.91$. Значення параметра b залежить від типу розширення. Аналітичні розв'язки дають $b \approx 2.73$ для плоского розширення [15] та $b = 2.0$ для сферичного [10]. Оскільки тип розширення, який реалізується в нашому випадку, невідомий, надалі ми розглядатимемо обидва випадки: $b = 2.0$ та $b = 2.73$.

Протони, що початково перебували на відстані r (з відповідним значенням $F(r)$), матимуть в кінцевому підсумку кінетичну енергію

$$T_p(r) = m_p c^2 (\gamma_i(r) - 1) = m_p c^2 \left\{ \left[\frac{1}{2} \left(1 + (\Gamma_i \beta_i)^2 \left(\frac{F_i}{F(r)} \right)^{3a/2} \right) \right]^{b/2} - 1 \right\}. \quad (15)$$

Максимальну енергію T_p^{max} матимуть протони, що початково були на відстані, яка відповідає мінімальному значенню $F = F_{\text{min}}$. Оскільки ми розглядатимемо непружні процеси народження піонів при р-р-зіткненнях, за мінімальну енергію релятивістських частинок виберемо таку, яка достатня для народження нейтрального піона. Можна показати [9], що для народження нерухомого піона протон повинен мати енергію

$$T_p^{\text{min}} = 2m_{\pi} c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi}}{4m_p} \right) \approx 0.29 \text{ Гев}, \quad (16)$$

де m_p , m_{π} — маси спокою протона та нейтрального піона. Для диференціального спектру прискорених протонів маємо

Таблиця 3. Параметри гідродинамічно прискорених частинок після другої фази прискорення

| a, b | β_1 | γ_f^{\max} | T_p^{\max} , ГеВ | δ^{diff} | $N_p(> T_p^{\min})$, 10^{51} | $W_p(> T_p^{\min})$, 10^{48} Дж | $W_p(> 2 \text{ ГеВ})$, 10^{39} Дж | D_{GLAST}^{\max} , Мпк |
|----------------|-----------|-------------------|-----------------------|------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|--|------------------------------------|
| 0.2, 2.0 | 0.2 | 7.8 | 6.4 | 4.8 | 1.1 | 0.68 | 0.23 | 35 |
| | 0.3 | 18 | 16 | 4.7 | 19 | 12 | 4.3 | 150 |
| | 0.4 | 34 | 31 | 4.7 | 170 | 110 | 38 | 440 |
| 0.232, 2.73 | 0.2 | 56 | 52 | 3.7 | 4.5 | 3.1 | 8 | 74 |
| | 0.3 | 180 | 170 | 3.6 | 54 | 37 | 96 | 250 |
| | 0.4 | 430 | 410 | 3.5 | 360 | 250 | 640 | 660 |

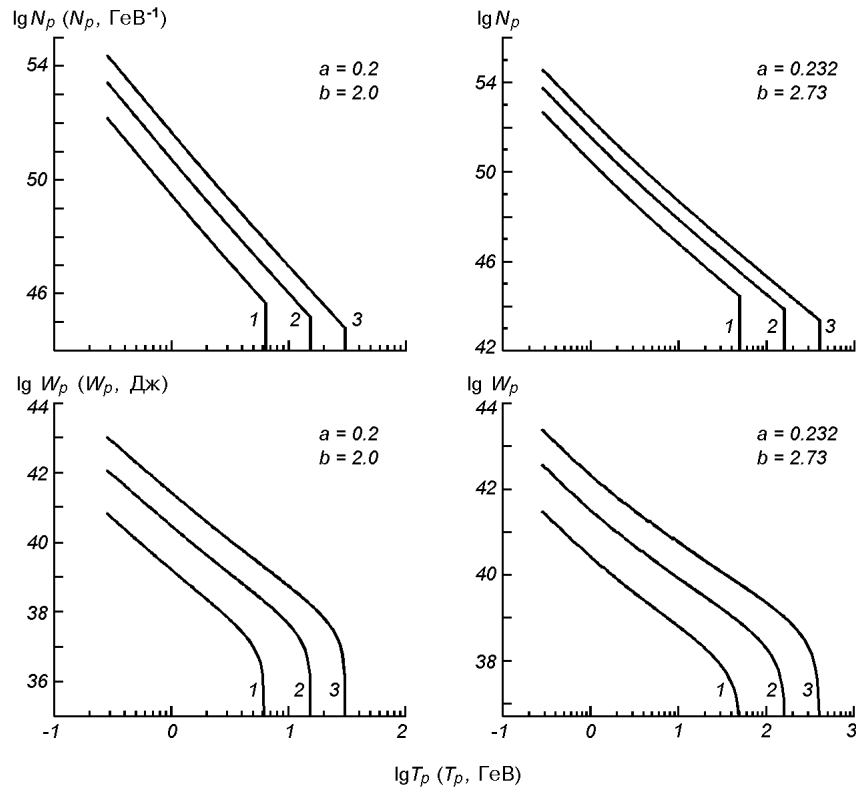


Рис. 1. Диференціальний спектр та кумулятивна енергія прискорених протонів (криві 1—3 для $\beta = 0.2, 0.3$ і 0.4)

$$N_p(T_p) = \frac{M_s}{m_p} \frac{dF(T_p)}{dT_p}. \quad (17)$$

Загальна кількість протонів, прискорених до енергії, більшої ніж T_p (інтегральний спектр), та кінетична енергія всіх протонів з енергією, більшою ніж T_p (кумулятивна енергія), дорівнюють

$$N_p(> T_p) = \int_{T_p}^{T_p^{\max}} N_p(T_p) dT_p, \quad W_p(> T_p) = \int_{T_p}^{T_p^{\max}} T_p N_p(T_p) dT_p. \quad (18)$$

Значення параметрів гідродинамічно прискорених частинок після другої фази прискорення представлені в табл. 3. Диференціальний спектр з показником δ^{diff} та кумулятивна енергія представлені на рис. 1.

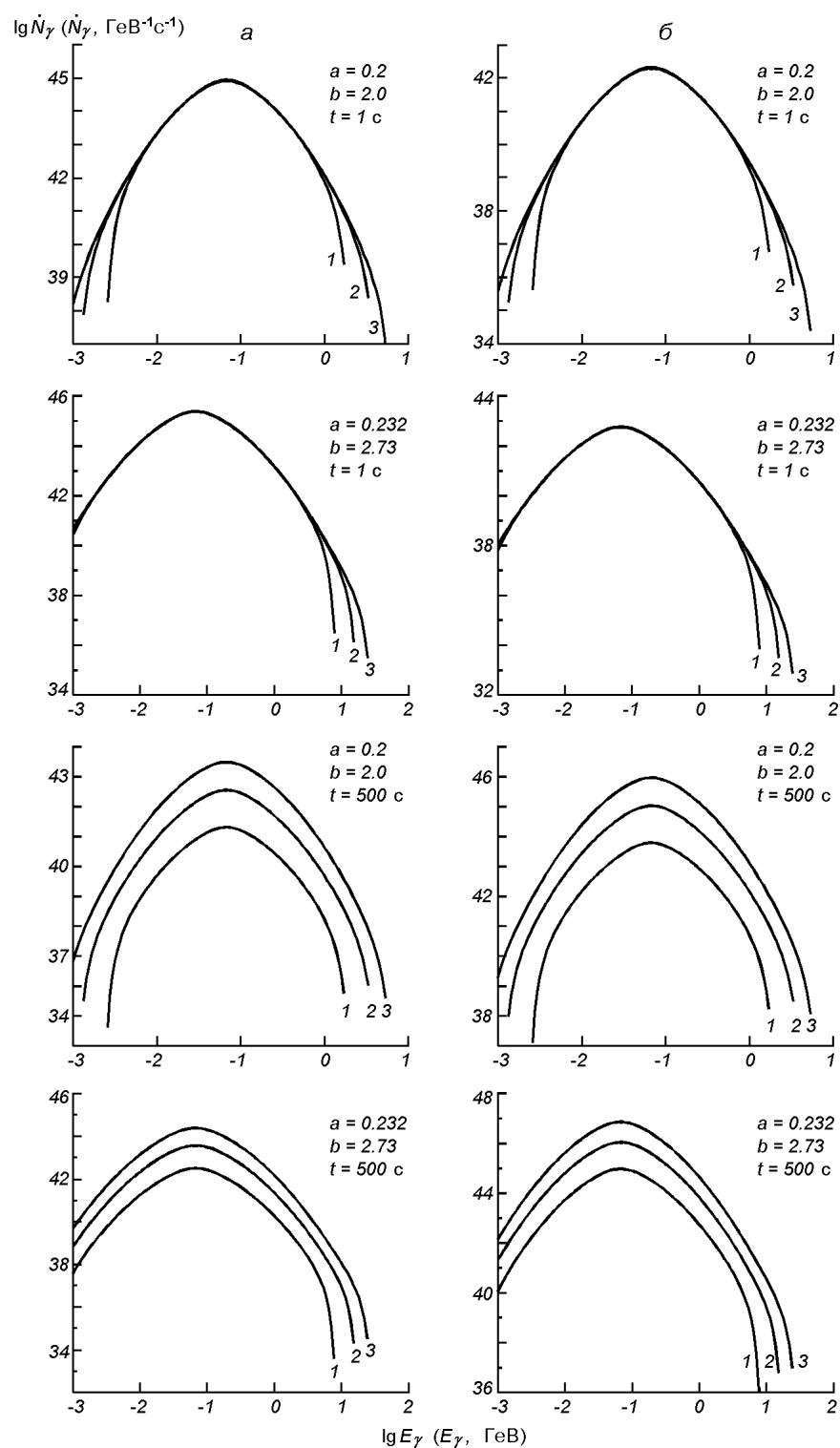


Рис. 2. Спектр гамма-випромінювання в різні моменти часу для випадків: a — зоряного вітру, b — оболонки постійної густини (криві 1–3 — для $\beta = 0.2, 0.3$ і 0.4)

**ГЕНЕРАЦІЯ ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ
ПРИ ЗІТКНЕННЯХ ПРИСКОРЕНИХ ЧАСТИНОК З НАВКОЛОЗОРЯНИМ ГАЗОМ**

Прискорені протони рухаються у вигляді тонкого шару з координатою $r_{\text{rel}} \approx R_s + ct$, де t — час, відміряний від моменту виходу ударної хвилі на поверхню зорі, і під час непружних зіткнень з навколосоряним газом будуть народжувати як нейтральні, так і заряджені піони. Спектр нейтральних піонів, що генеруються в оболонці внаслідок непружних р-р-зіткнень, запишемо у вигляді [9]

$$\dot{N}_{\pi}(T_{\pi}, t) = \min[\dot{N}_{\pi 1}(T_{\pi}, t), \dot{N}_{\pi 2}(T_{\pi}, t)], \quad (19)$$

де

$$\dot{N}_{\pi 1}(T_{\pi}, t) = \int_{T_p^{\min}(T_{\pi})}^{\infty} N_p(T_p) c n_{\text{tar}}(t) \frac{d\sigma(T_p, T_{\pi})}{dT_{\pi}} dT_p,$$

$$\dot{N}_{\pi 2}(T_{\pi}, t) = \dot{N}_{\pi 1}(T_{\pi}, t) \frac{4\pi c(R_s + ct)^2 n_{\text{tar}}(t)}{\int \dot{N}_{\pi 1}(T_{\pi}, t) dT_{\pi}},$$

$d\sigma(T_p, T_{\pi})/dT_{\pi}$ — диференціальний переріз для процесу народження нейтральних піонів при р-р-зіткненнях,

$$T_p^{\min}(T_{\pi}) = (T_{\pi} + m_{\pi}c^2) [2 + (T_{\pi} + m_{\pi}c^2)/(2m_p c^2)]$$

— мінімальна кінетична енергія протона, необхідна для народження піона з кінетичною енергією T_{π} , $n_{\text{tar}}(t) = n_{w/\text{env}}(r_{\text{rel}}(t))$ — концентрація частинок-мішеней (зоряного вітру (w) чи навколосоряної оболонки (env)) у місці положення шару релятивістських частинок $r_{\text{rel}}(t)$.

У рівнянні (19) враховано, що загальна кількість взаємодій з навколосоряним газом за секунду не може перевищувати кількість частинок навколосоряного газу, яка захоплюється оболонкою за одиницю часу. Для диференціального перетину використаємо параметризацію, запропоновану в [4]:

$$\frac{d\sigma(T_p, T_{\pi})}{dT_{\pi}} = \exp\left(K_1 + \frac{K_2}{T_p^{0.4}} + \frac{K_3}{T_{\pi}^{0.2}} + \frac{K_4}{T_{\pi}^{0.4}}\right), \quad [\text{мб/Гев}], \quad (20)$$

де $K_1 = -5.8$, $K_2 = -1.82$, $K_3 = 13.5$, $K_4 = -4.5$.

Спектр гамма-випромінювання запишемо у вигляді [9]

$$\dot{N}_{\gamma}(E_{\gamma}, t) = 2 \int_{E_{\pi}^{\min}}^{\infty} \frac{\dot{N}_{\pi}(E_{\pi}, t)}{\sqrt{E_{\pi}^2 - m_{\pi}^2 c^4}} dE_{\pi}, \quad (21)$$

де $E_{\pi}^{\min} = E_{\gamma} + m_{\pi}^2 c^4/(4E_{\gamma})$. Спектри гамма-випромінювання для випадків, розглянутих в нашій роботі, представлені на рис. 2.

Кількість гамма-квантів всіх енергій, утворених за одиницю часу та світність дорівнюють

$$\dot{N}_{\gamma}^{\text{tot}}(t) = \int_0^{\infty} \dot{N}_{\gamma}(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma}, \quad \dot{W}_{\gamma}^{\text{tot}}(t) = \int_0^{\infty} \dot{N}_{\gamma}(E_{\gamma}, t) E_{\gamma} dE_{\gamma} \quad (22)$$

(див. рис. 3).

Загальна кількість гамма-фотонів, які генеруються в оболонці за весь час взаємодії оболонки з навколосоряним середовищем, дорівнює

$$N_{\gamma}^{\text{tot}} = \int_0^{t_{\max}} \dot{N}_{\gamma}^{\text{tot}}(t) dt, \quad W_{\gamma}^{\text{tot}} = \int_0^{t_{\max}} \dot{W}_{\gamma}^{\text{tot}}(t) dt. \quad (23)$$

У випадку навколосоряної оболонки мінімальний час р-р-взаємодій дорівнює часу прольоту релятивістських протонів через оболонку ($t_{\max} \sim 10^3$ с). У випадку вітру протони за цей час також проходять основну товщину вітру (порядку $x \sim 1$ г/см²). Оскільки типова довжина пробігу протонів у р-р-зіткненнях

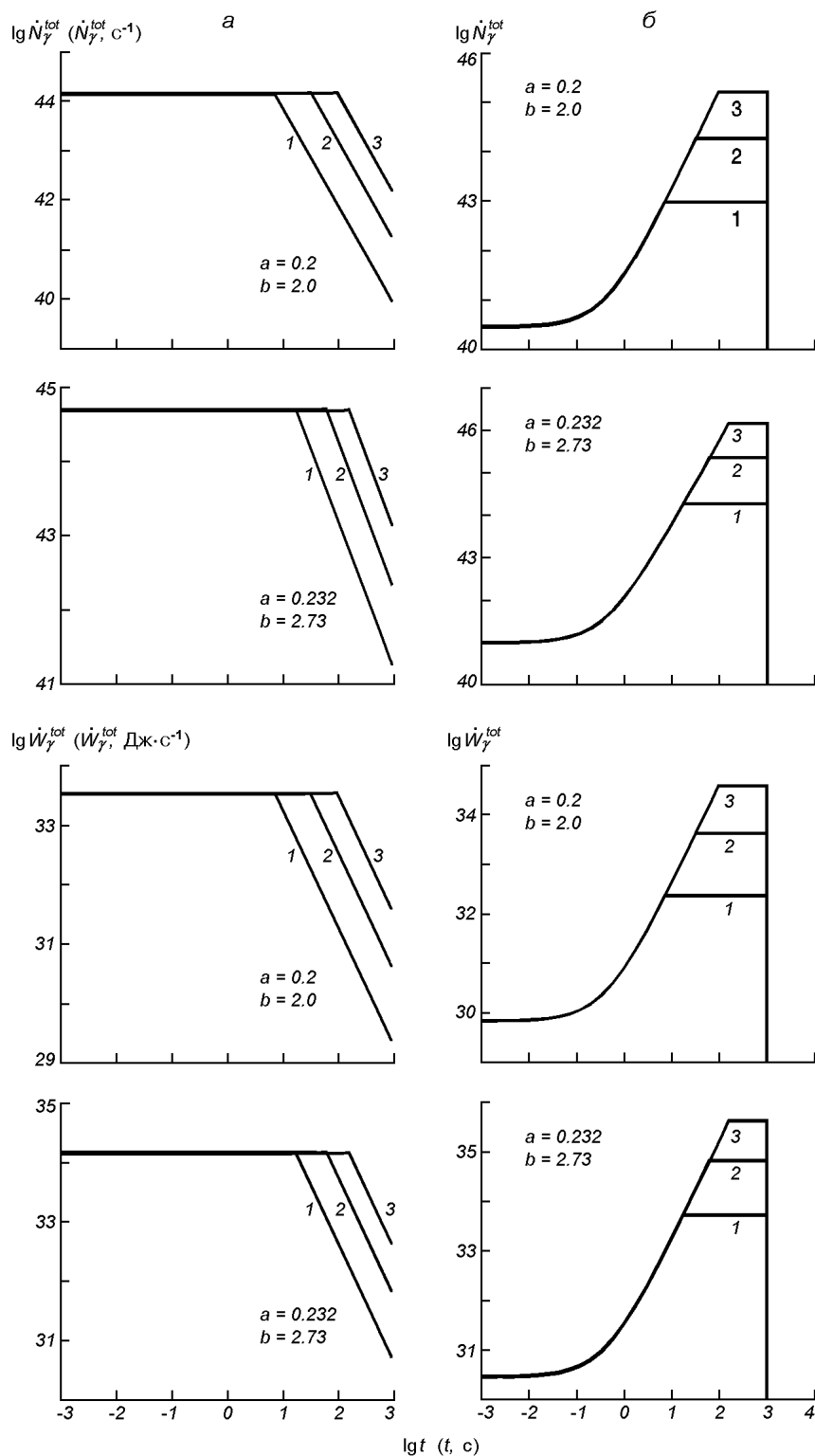


Рис. 3. Темп генерації гамма-квантів та світність для випадків: *a* — зоряного вітру, *б* — оболонки постійної густини (криві 1–3 — для $\beta = 0.2, 0.3$ і 0.4)

відповідає стовпчиковій густині $x_{pp} \sim 50 \text{ г/см}^2$, тоді як стовпчикова густина релятивістської оболонки $x_{shell} \sim 10^7 (r/R_s)^{-2} \text{ г/см}^2$, то на початковій стадії взаємодії всі протони навколосоряної оболонки непружно взаємодіятимуть з релятивістськими протонами. Велика концентрація частинок в релятивістській оболонці в порівнянні з концентрацією частинок в навколосоряному середовищі зумовить також затримку формування зовнішньої ударної хвилі, так що умови для р-р-взаємодій будуть сприятливими у розглядувані тут інтервали часу $t \leq t_{max}$. І тільки коли стовпчикова густина релятивістської оболонки зменшиться до $10\text{--}100 \text{ г/см}^2$ (на відстанях $r \geq 10^{12} \text{ см}$), всі релятивістські протони матимуть шанс взяти участь у р-р-зіткненнях. Наявність сильного навколосоряного магнітного поля призведе до утримання частинок у вітрі чи оболонці, чим підвищить ефективність взаємодій.

ПЕРСПЕКТИВИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Оцінимо можливість детектування гамма-випромінювання від розпаду піонів сучасними космічними засобами — детектором типу EGRET, який працював на борту космічної гамма-обсерваторії імені А. Комптона, та місією GLAST, яку планується розпочати в 2006 р. Якщо S — чутливість приладу по потоку (проінтегрованому по часу потоку випромінювання), то для максимальної відстані маємо $D = (N_\gamma^{tot}/(4\pi S))^{1/2}$. Враховуючи чутливості цих приладів $S_{EGRET} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/см}^2$, $S_{GLAST} = 5 \cdot 10^{-14} \text{ Дж/см}^2$ [18], отримаємо максимальні відстані для GLAST порядку десятків Мпк (табл. 4).

Знаючи повну енергію прискорених частинок (18), можна оцінити максимальну енергію в гамма-квантах, яка може бути перетворена з кінетичної енергії прискорених протонів при найсприятливіших умовах, коли кожен релятивістський протон має можливість провзаємодіяти з протономішенню. Враховуючи, що в середньому при р-р-зіткненні приблизно 10 % енергії протона переходить в гамма-випромінювання, для найсприятливішого випадку матимемо $W_\gamma \sim 0.1W_p$. Максимальні відстані D_{GLAST}^{max} , з яких цей гамма-спалах може бути зафіксований місією GLAST, приведені в табл. 3.

Приймаючи до уваги частоту спалахів Гіпернових $Q_{HN} \approx 2.6 \cdot 10^{-4} \text{ рік}^{-1}$ на галактику [8], можна оцінити частоту таких гамма-спалахів Q_{GRF} . У випадку зоряного вітру очікувана частота незначна $Q_{GRF} \leq 0.001 \text{ рік}^{-1}$, тоді як для зір-попередників Гіпернових з навколосоряними оболонками $Q_{GRF} \leq 0.27 \text{ рік}^{-1}$. Ці оцінки становлять нижню межу, оскільки типові густини у вітрі чи оболонці вищі, ніж розглядувані. При згаданих вище найсприятливіших умовах, коли в деяких напрямках (на акреційний диск, молекулярну хмару тощо) з тілесним кутом Ω (відповідний фактор запов-

Таблиця 4. Параметри гамма-спалаху та умови його детектування

| a, b | β_i | N_γ^{tot} , | W_γ^{tot} , | D_{EGRET} , | D_{GLAST} , | N_γ^{tot} , | W_γ^{tot} , | D_{EGRET} , | D_{GLAST} , |
|---------|-----------|------------------------|--------------------|---------------|---------------|---------------------------------|--------------------|---------------|---------------|
| | | 10^{39} | 10^{36} Дж | Мпк | Мпк | 10^{39} | 10^{36} Дж | Мпк | Мпк |
| | | Випадок зоряного вітру | | | | Випадок навколосоряної оболонки | | | |
| 0.2, | 0.2 | 0.17 | 0.28 | 0.11 | 0.22 | 0.97 | 1.6 | 0.27 | 0.53 |
| 2.0 | 0.3 | 0.93 | 1.5 | 0.25 | 0.51 | 17 | 28 | 1.1 | 2.2 |
| | 0.4 | 2.6 | 4.2 | 0.43 | 0.86 | 150 | 240 | 3.2 | 6.5 |
| 0.232, | 0.2 | 1.6 | 2.6 | 0.34 | 0.68 | 19 | 31 | 1.2 | 2.3 |
| 2.73 | 0.3 | 1.7 | 11 | 0.70 | 1.4 | 230 | 370 | 4.1 | 8.1 |
| | 0.4 | 15 | 24 | 1.1 | 2.1 | 1400 | 2200 | 9.9 | 20 |

нення дорівнює $f = \Omega/4\pi < 1$) концентрація мішеней достатньо велика, ця частота може збільшитись до $Q_{\text{GRF}} \leq 10^4 f \text{ рік}^{-1}$.

1. Гнатык Б. И. Закономерности движения релятивистских ударных волн в неоднородных средах // Письма в Астрон. журн.—1985.—11, № 10.—С. 785—787.
2. Berezhinsky V. S., Blasi P., Hnatyk B. I. A New mechanism for gamma-ray bursts in SN type I explosions. I. Weak magnetic field // *Astrophys. J.*—1996.—469.—P. 311—319.
3. Blandford R. D., McKee C. F. Fluid dynamics of relativistic blast waves // *Phys. Fluids.*—1976.—19.—P. 1130—1138.
4. Blattnig S. R., Swaminathan S. R., Kruger A. T., et al. Parameterized cross sections for pion production in proton-proton collisions // *Phys. Rev. D.*—2000.—62.—P. 1.
5. Bloom J. S., Kulkarni S. R., Djorgovski S. G. The observed offset distribution of gamma-ray bursts from their host galaxies: a robust clue to the nature of the progenitors // *Astron. J.*—2002.—123, N 3.—P. 1111—1148.
6. Colgate S. A. Prompt gamma rays and X-rays from supernovae // *Can. J. Phys.*—1967.—46.—P. 476.
7. Della Valle M., Malesani D., Benetti S., et al. Evidence for supernova signatures in the spectrum of the late-time bump of the optical afterglow of GRB 021211 // *Astron. and Astrophys.*—2003.—406.—P. L33—L37.
8. Della Valle M. Supernovae shed light on gamma-ray bursts // *The Messenger.*—2004.—118.—P. 31—34.
9. Dermer C. D. Secondary production of neutral pi-mesons and the diffuse galactic gamma radiation // *Astron. and Astrophys.*—1986.—157, N 2.—P. 223—229.
10. Eltgroth P. G. Similarity analysis for relativistic flow in one dimension. II. Nonplanar relativistic flow // *Phys. Fluids.*—1972.—15, N 12.—P. 2140—2144.
11. Ensmann L., Burrows A. Shock breakout in SN 1987A // *Astrophys. J.*—1992.—393, N 2.—P. 742—755.
12. Fishman G. J., Meegan C. A. Gamma-ray bursts // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1995.—33.—P. 415—458.
13. Foellmi C., Marchenko S. V., Moffat A. F. J. The Wolf-Rayet hydrogen puzzle — an observational point of view // *astro-ph/0510612*.
14. Galama T. J., Vreeswijk P. M., van Paradijs J., et al. An unusual supernova in the error box of the gamma-ray burst of 25 April 1998 // *Nature.*—1998.—395.—P. 670—672.
15. Johnson M. H., McKee C. F. Relativistic hydrodynamics in one dimension // *Phys. Rev. D.*—1971.—3, N 4.—P. 858—863.
16. Klebesadel R. W., Strong I. B., Olsson R. A. Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin // *Astrophys. J.*—1973.—182.—P. L85—L88.
17. Malesani D., Tagliaferri G., Chincarini G., et al. SN 2003lw and GRB 031203: A bright supernova for a faint gamma-ray burst // *Astrophys. J.*—2004.—609, N 1.—P. L5—L8.
18. Meszaros P. Ultra-high Energy Gamma-rays, neutrinos, and gravitational waves from GRBs // *AIP Conf. Proc.*—2004.—727.—P. 125—130.—(Gamma-ray bursts: 30 years of discovery: gamma-ray burst symposium).
19. Nugis T., Lamers H. J. G. L. M. Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters // *Astron. and Astrophys.*—2000.—360.—P. 227—244.
20. Paciesas W. S., Meegan C. A., Pendleton G. N., et al. The fourth BATSE gamma-ray burst catalog (Revised) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1999.—122, N 2.—P. 465—495.
21. Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model // *Phys. Repts.*—1999.—314, N 6.—P. 575—667.
22. Rees M. J. Appearance of relativistically expanding radio sources // *Nature.*—1966.—211.—P. 468.
23. Stanek K. Z., Matheson T., Garnavich P. M., et al. Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with GRB 030329 // *Astrophys. J.*—2003.—591, N 1.—P. L17—L20.
24. Tan J. C., Matzner C. D., McKee C. F. Trans-relativistic blast waves in supernovae as gamma-ray burst progenitors // *Astrophys. J.*—2001.—551, N 2.—P. 946—972.
25. Waxman E. Does the detection of X-ray emission from SN 1998bw support its association with GRB 980425? // *Astrophys. J.*—2004.—605, N 2.—P. L97—L100.
26. Woosley S. E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes // *Astrophys. J.*—1993.—405, N 1.—P. 273—277.
27. Woosley S. E., Eastman R. G., Schmidt B. P. Gamma-ray bursts and type Ic supernova SN 1998bw // *Astrophys. J.*—1999.—516, N 2.—P. 788—796.
28. Zhang B., Meszaros P. Gamma-ray bursts: progress, problems and prospects // *Int. J. Modern. Phys. A.*—2004.—19.—P. 2385—2472.