

УДК 524.1+524.3

В. О. Маслюх, Б. І. ГнатикАстрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка
вул. Обсерваторна 3, Київ, 04053**Прискорення космічних променів у залишках
Гіпернових, що розширюються у вітрових бульбашках
зір-попередників типу Вольфа — Райє**

Актуальною проблемою сучасної астрофізики є походження спостережуваних космічних променів з енергіями понад 10^{17} eV, які перевищують очікувані енергії у випадку прискорення космічних променів залишками Наднових в нашій Галактиці. Одними з можливих галактичних джерел космічних променів з енергіями до 10^{19} eV є залишки Гіпернових — надпотужних спалахів Наднових, попередниками яких вважають масивні зорі типу Вольфа — Райє. Аналізуються особливості прискорення космічних променів у залишках Гіпернових, що розширюються у вітрових бульбашках зір-попередників типу Вольфа — Райє. Показано, що максимальні енергії цих космічних променів, навіть за порівняно консервативного вибору значень параметрів процесу прискорення, досягають 10^{18} eV, а їхній внесок у спостережуваний в околиці Землі потік космічних променів з енергіями 10^{16} ... 10^{18} eV становить десятки відсотків при частоті вибухів Гіпернових у Галактиці в сучасну епоху $\dot{N}_s \sim 10^4 \text{ рік}^{-1}$.

УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОСТАТКАХ ГИПЕРНОВЫХ, РАСШИРЯЮЩИХСЯ В ВЕТРОВЫХ ПУЗЫРЯХ ЗВЕЗД-ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ ТИПА ВОЛЬФА — РАЙЕ, Маслюх В. О., Гнатик Б. И. — Актуальной проблемой современной астрофизики является происхождение наблюдаемых космических лучей с энергиями более 10^{17} эВ, которые превышают ожидаемые энергии в случае ускорения космических лучей остатками Сверхновых в нашей Галактике. Одними из возможных галактических источников космических лучей с энергиями до 10^{19} эВ есть остатки Гиперновых — сверхмощных

вспышек Сверхновых, предшественниками которых считают массивные звезды типа Вольфа — Райе. Анализируются особенности ускорения космических лучей в остатках Гиперновых, расширяющихся в ветровых пузырях звезд-предшественников типа Вольфа — Райе. Показано, что максимальные энергии этих космических лучей, даже при сравнительно консервативном выборе значений параметров процесса ускорения, достигают 10^{18} эВ, а их вклад в наблюдаемый в окрестности Земли поток космических лучей с энергиями $10^{16} \dots 10^{18}$ эВ составляет десятки процентов при частоте взрывов Гиперновых в Галактике в современную эпоху $N_S \sim 10^4 \text{ год}^{-1}$.

COSMIC RAY ACCELERATION IN HYPERNOVA REMNANTS EXPANDING INTO WIND BUBBLES OF PROGENITOR STARS OF WOLF — RAYET TYPE, by Masliukh V. O., Hnatyk B. I. — One of actual problems of modern astrophysics is the origin of observed cosmic rays with energy more than 10^{17} eV, that exceeds the expected energy in the case of accelerating the cosmic rays by Supernova remnants in our galaxy. One of the possible sources of galactic cosmic rays with energies up to 10^{19} eV are remnants of Hypernovae, superpower Supernova explosions whose precursors are considered to be massive Wolf — Rayet stars. We analyse the characteristics of cosmic ray acceleration in Hypernova remnants expanding into wind bubbles of stars-precursors of the Wolf — Rayet type. It is shown that the maximum values for the energy of such cosmic rays, even when selecting relatively conservative acceleration process values, reach 10^{18} eV. Their contribution to the observed in the Earth's vicinity flux of cosmic rays with energies from 10^{16} to 10^{18} eV is found to be several tens of percents at the frequency of Hypernova explosions in the Galaxy for the present era $N_S = 10^4 \text{ year}^{-1}$.

ВСТУП

Однією з найактуальніших проблем сучасної астрофізики високих енергій є походження спостережуваних космічних променів, особливо з енергіями між 10^{17} еВ ($1 \text{ еВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$) та 10^{19} еВ. Загальновизнаними джерелами космічних променів нижчих енергій є галактичні залишки Наднових, вищих енергій — остаточно не з'ясовані позагалактичні джерела (розглядають активні ядра галактик, гамма-спалахи, ударні хвилі у скупченнях галактик). У цій же енергетичній ділянці спектру має місце перехід від галактичного компонента до позагалактичного (див. класичні огляди [3, 21], а також роботи [1, 13]). Згідно з «ankle model» основні джерела космічних променів у всій цій енергетичній області, ймовірно, є галактичними [13, 37]. Однак ударні хвилі залишків звичайних Наднових, згідно із сучасними спостереженими даними та теоретичними роботами, не можуть прискорити космічні промені до таких енергій [23].

Півтора десятиліття тому у іншій галактиці було відкрито, як батьківський об'єкт гамма-спалаху GRB980425, першу надпотужну Наднову — Гіпернову SN1998bw, із енергією вибуху, у кілька десятків разів більшою за типову енергію вибуху Наднової. Дотепер спостерігались близько десятка Гіпернових у різних галактиках (GRB980425 та SN1998bw, GRB030329 та SN2003dh, GRB031203 та SN2003lw, GRB060218 та SN2006aj, GRB081007 та SN2008hw, GRB100316D та SN2010bh). Гіпернові трапляються на кілька порядків рідше за Наднові. Згідно із сучасними уявленнями вони є у кожній галактиці [22].

Вважається, що при вибуху Гіпернової утворюються вузькоколімовані (кут колімації кілька градусів) високошвидкісні (лоренц-фактор — до кількох сотень) струмені речовини, які й утворюють спостережуваний гамма-спалах при потраплянні напрямку на спостерігача у кут розхилу струменя, а також, у першому наближенні сферично-симетричний, викид основної маси речовини, який створює релятивістську ударну хвилю (лоренц-фактор до десяти), розширюючись за межі фотосфери зорі-передгіпернової, і, власне, спостерігається як надпотужна Наднова (Гіпернова) [22, 45].

Цьому головному викиду маси речовини, згідно з інтерпретацією спостережень відомих на сьогодні Гіпернових, властивий цілком інший, порівняно із Надновими, розподіл сумарної кінетичної енергії по швидкості розлітання речовини. У Наднових цей розподіл має вигляд $E_{kin} \propto v^{k_{SN}}$ із $k_{SN} \approx 5$ (тут $v = c \cdot (1 - \beta^2)^{-1/2}$, — швидкість речовини, c — швидкість світла), натомість у Гіпернових цей розподіл має вигляд $E_{kin} \propto v^{k_{HN}}$ із $k_{HN} \approx 2$ [36]. Таку відмінність пояснюють іншою, ніж у Наднових, природою «двигуна», що надає енергію викиду основної маси речовини: «двигун» Гіпернових працює порівняно значно триваліший час. Головний викид маси речовини Гіпернових можна розглядати як суму двох викидів: більшого (за сумарною енергетикою та масою) нерелятивістського, розташованого у внутрішніх областях Гіпернової, та на два порядки меншого помірнорелятивістського у зовнішніх областях. Очевидно, що після виходу ударної хвилі на поверхню Гіпернової у процесі розльоту викинутої оболонки ці два викиди розділяються завдяки різниці їхніх швидкостей. Після гальмування помірнорелятивістського викиду у вітрі передгіпернової до нерелятивістської швидкості вони зливаються у один суцільний викид.

Згаданий викид оболонки зорі містить головну частину енергії вибуху Гіпернової у формі кінетичної енергії свого розльоту. Через те що повна енергія вибуху Гіпернової перевищує 10^{52} ерг ($1 \text{ ерг} = 10^7 \text{ Дж}$), то ударна хвиля від її викиду основної маси речовини є значно потужнішою та швидшою, ніж ударні хвилі від основного викиду речовини Наднових [22, 45], що створює умови для прискорення космічних променів механізмом дифузійного прискорення на фронті ударної хвилі до енергій, що суттєво перевищують 10^{17} еВ [7, 17, 26,

27, 43, 44]. При цьому максимальні енергії та спектр прискорених космічних променів суттєво залежать від параметрів ударної хвилі залишку Гіпернової, які, у свою чергу, визначаються розподілом густини в околиці зорі-попередника Гіпернової.

Відповідно до розрахунків еволюції зір-попередників Гіпернових типу Вольфа — Райє [22] ударна хвиля поширюється спочатку у «вільному вітрі» зорі Вольфа — Райє, потім потрапляє у «зупинений вітер» (у першому наближенні його можна вважати однорідним середовищем із густиною, на кілька порядків меншою, ніж у міжзоряного середовища), і далі переходить у міжзоряне середовище, при цьому «вільний вітер», «загальмований вітер» й міжзоряне середовище мають різний хімічний склад [2, 15]. Тому при проходженні крізь них ударної хвилі прискорені там космічні промені також матимуть суттєво різний хімічний склад.

Врахування реалістичної структури навколосоряного середовища потрібне для коректного розрахунку відносних вкладів у прискорення ранньої стадії вільного розлітання, коли прискорюються космічні промені найвищих енергій, та пізнішої адиабатичної стадії (стадія Седова — Тейлора), коли суттєва частина енергії залишку передається космічним променям нижчих енергій [32].

У цій роботі ми врахували згадані аспекти у дослідженні прискорення космічних променів механізмом дифузійного прискорення на фронті ударної хвилі ударними хвилями від молодих залишків Гіпернових Галактики протягом їхньої еволюції, проаналізували утворення та знайшли сумарний спектр та спектр кожного типу частинок прискорених космічних променів. Отримано оцінку внеску космічних променів від залишків Гіпернових у спостережуваний спектр космічних променів, що покращує розуміння можливих джерел космічних променів з енергіями між 10^{17} та 10^{19} еВ.

ФОРМУВАННЯ СПЕКТРУ ПРИСКОРЕНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Гідродинаміка залишку Гіпернової. Розподіл густини середовища ρ_1 у вітровій бульбашці навколо одиночної зорі Вольфа — Райє можна у першому наближенні вважати сферично-симетричним [15, 40], хоча насправді є певне відхилення від сферичної симетрії [14, 41]. Гіпернову для простоти ми розглядаємо як сферично-симетричний вибух (хоча в дійсності спостерігається певна, до сьогодні остаточно не вивчена, анізотропія вибуху Гіпернових [22, 45]) із енергією $Q_0 = Q_{\text{rel}} + Q_{\text{rel}}$ у кінетичній енергії сферично-симетричного викиду (оболонки Гіпернової) маси M_0 . Помірнорелятивістська ударна хвиля при спалаху Гіпернової виходить на поверхню зорі-попередника типу Вольфа — Райє і поширюється далі в навколосоряний вітер. У вітрі ударна хвиля (її прийнято називати головною чи прямою) сповільнюється, тому у викинутій оболонці виникає зворотна ударна хвиля, що рухається

всерединою скинутої оболонки. З часом зворотна хвиля зникає, і течія газу за фронтом прямої ударної хвилі приймає автономний характер — настає адіабатична стадія. На обох етапах рух прямої ударної хвилі будемо описувати параметром швидкості $v_{SH}(R)$ (R), $v_{SH}(R)$ (R).

Для простоти залишок Гіпернової розглядаємо у рамках гідродинаміки з довільним ступенем релятивізму без впливу магнітного поля та космічних променів, тобто розглядаємо ударну хвилю залишку Гіпернової як суттєво не модифіковану прискоренням космічних променів. Це має місце, коли внески густини енергії магнітного поля та густини енергії космічних променів у гідродинаміку залишку Гіпернової є малими порівняно з внесками густини енергії кінетичного руху та густини теплової енергії речовини залишку.

Насправді ударна хвиля залишку Гіпернової, так само як ударні хвилі залишків Наднових, дещо модифікується під впливом прискорюваних нею космічних променів та турбулентного магнітного поля, нелінійно підсиленого перед фронтом цими космічними променями. Структура прифронтної області ускладнюється утворенням передвісників ударної хвилі із підсиленого турбулентного магнітного поля та прискорюваних космічних променів, що змінюють течію речовини поблизу фронту. Також збільшується загальний ступінь стиску речовини за фронтом порівняно із незбуреним середовищем та зменшується ступінь стиску речовини безпосередньо на фронті. У гідродинаміку залишку Гіпернової порівняно більшого впливу починають завдавати підсилене турбулентне магнітне поле та релятивістський газ прискорених космічних променів. Збільшується ступінь неадіабатичності залишку через винесення енергії у міжзоряне середовище прискореними космічними променями та нетепловим випромінюванням від них [8, 9, 16, 18, 24, 42, 46]. Проте справжні масштаби цієї модифікації остаточно ще не з'ясовані, і у першому наближенні модифікацією будемо нехтувати.

Ударна хвиля після виходу на поверхню Гіпернової описується апроксимаційним співвідношенням для довільнорелятивістського випадку [19]:

$$v_{SH}(R) = v_{SH}(R_0) \frac{(R)R^3}{(R_0)R_0^3}^a, \quad (1)$$

де R — радіус ударної хвилі, R_0 — початкова координата ударної хвилі, $a = 1/5$. Зауважимо, що при розширенні викиду у вітровому середовищі ($r = r_0 + v_{exp} t$, r — відстань від зорі) співвідношення (1) дає $R = t_{exp}^{0.833}$, де t_{exp} — час від початку розширення викиду (час від моменту вибуху Гіпернової), що добре узгоджується із спостереженнями молодих залишків Наднових та Гіпернових: для добре вивченої Наднової SN1993J показник степеня дорівнює -0.829 ± 0.005 [39], у Гіпернової SN2006aj показник степеня -0.85 [36].

З часом, коли маса нагромадженої речовини стає порівнянною з масою викинутої речовини, ударна хвиля описується співвідношенням для довільнорелятивістського випадку [19]:

$$\frac{v_{SH}}{c} \approx \frac{2}{5} \frac{Q_0}{R_0 c^2} R^{3/2} \quad (2)$$

(тут $\frac{v_{SH}}{c} = 0.24$ при $\frac{v_{SH}}{c} \gg 1$, $\frac{v_{SH}}{c} = 0.60$ при $\frac{v_{SH}}{c} \ll 1$), якому еквівалентне співвідношення (1) при $a = 1/2$ та $R_0 = R_A$. Відстань R_A , де залежність (1) змінюється виразом (2), визначається із рівності $\frac{v_{SH}}{c} \approx \frac{v_{SH}}{c}(R_A)$ за (1) та $\frac{v_{SH}}{c} \approx \frac{v_{SH}}{c}(R_A)$ за (2).

Параметр γ_2 швидкості речовини за фронтом ударної хвилі пов'язаний з параметром швидкості ударної хвилі рівнянням для довільнорелятивістських ударних хвиль [6]:

$$\gamma_2(R) = \frac{(\gamma_2(R) - 1)[\hat{\gamma}_2(R)(\gamma_2(R) - 1)]^2}{\hat{\gamma}_2(R)(2 - \hat{\gamma}_2(R))(\gamma_2(R) - 1)^2} \quad (3)$$

де $\hat{\gamma}_2$ — показник адиабати речовини за фронтом ($\hat{\gamma}_2 = 4/3$ для ультрарелятивістського газу та $\hat{\gamma}_2 = 5/3$ — для нерелятивістського).

Густина енергії без урахування енергії спокою речовини за фронтом довільнорелятивістської ударної хвилі описується співвідношенням [30]

$$e_2(R) = \gamma_2(R)c^2 \left(\gamma_2(R) - 1 \right) \frac{\hat{\gamma}_2(R) \gamma_2(R) - 1}{\hat{\gamma}_2(R) - 1} \rho_1(R)c^2$$

із густиною речовини за фронтом

$$\rho_2(R) = \frac{\hat{\gamma}_2(R) \gamma_2(R) - 1}{\hat{\gamma}_2(R) - 1} \rho_1(R).$$

При проходженні фронту ударної хвилі через елемент середовища

$$dm_1(R) = 4 \rho_1(R) R^2 dR$$

йому надається енергія

$$dQ_{int}(R) = (e_2(R) - \rho_2(R)c^2) dV_2(R)$$

із об'ємом елементу середовища після проходження фронту

$$dV_2(R) = \frac{dm_1(R)}{\rho_2(R)}.$$

Отже, надання довільнорелятивістською ударною хвилею енергії елементу середовища описується співвідношенням

$$dQ_{int}(R) = (\gamma_2(R) - 1)c^2 dm_1(R).$$

Коли залишок Гіпернової стає оптично прозорим, плазму за фронтом ударної хвилі можна вважати електрон-ядерною плазмою. Відо-

мо, що локальна термодинамічна рівновага між електронами і ядрами та іонами встановлюється не одразу за фронтом ударної хвилі, а на певній відстані від фронту у глибину залишку, проте розрахунок цієї відстані все ще не є повністю зрозумілим і стосується питання структури фронту ударної хвилі. Пам'ятаючи про цей аспект, ми для простоти приймаємо, що всі частинки (тобто і електрони, і іони та ядра різних елементів) за фронтом ударної хвилі мають однакові параметри швидкості порядку $v_2 \approx v_2(R)$, що дозволяє нам використати для опису показника адиабати речовини за фронтом однокомпонентну (замість багатоконпонентної) теорію Синга [30]

$$\hat{v}_2(R) = \frac{\hat{v}_2(R) \frac{d}{d\hat{r}} \frac{K_3(\hat{r}(R))}{K_2(\hat{r}(R))}}{1 + \hat{v}_2(R) \frac{d}{d\hat{r}} \frac{K_3(\hat{r}(R))}{K_2(\hat{r}(R))}} \quad (4)$$

із оберненою температурою за фронтом $\hat{r} = (v_2 c^2)/p_2$ (p_2 — тиск за фронтом)

$$\hat{r}(R) = (v_2(R) c^2)^{-1}, \quad (5)$$

де K_2 і K_3 є модифікованими функціями Бесселя другого роду відповідно другого і третього порядків.

Рівняння (3) з використанням співвідношень (4) та (5) ми апроксимуємо співвідношенням для довільнорелятивістського випадку:

$$v_2 \approx v_2(R) = \frac{v_{SH} v_{SH}(R)}{\sqrt{2}}.$$

ПРИСКОРЕННЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ У ЗАЛИШКУ ГІПЕРНОВОЇ

Залишок Гіпернової прискорює космічні промені різного хімічного складу — протони та ядра $[Z, A]$ (Z — число протонів та A — число нуклонів у космічному промені) механізмом нелінійного дифузійного прискорення на фронті ударної хвилі із турбулентним магнітним полем поблизу фронту, збільшеним механізмом нелінійного підсилення магнітного поля потоком прискорених на фронті космічних променів.

Загалом енергетичний спектр прискорених залишком Гіпернової космічних променів можна знайти, розглянувши дифузію-конвекцію прискорюваних ударною хвилею космічних променів поблизу фронту при відомих просторових та енергетичних залежностях коефіцієнта дифузії. Дифузію космічних променів поблизу фронту спричиняє їхнє розсіяння на турбулентних флуктуаціях магнітного поля, а дифузійний потік цих прискорюваних космічних променів у свою чергу суттєво впливає на характер магнітної турбулентності. Тиск космічних

променів та турбулентного магнітного поля поблизу фронту змінює течію плазми крізь ударну хвилю, а просторовий розподіл течії плазми поблизу фронту суттєво впливає на розсіяння космічних променів на турбуленціях магнітного поля. Відбувається передача частини енергії плазми за фронтом ударної хвилі у енергію прискорюваних на фронті космічних променів, що віддають частину своєї енергії підсиленому ними турбулентному магнітному полю перед фронтом, а турбулентне магнітне поле, дисипуючи перед фронтом та, після адвекції крізь ударну хвилю, — за фронтом, нагріває теплову плазму. Отже, енергетичний спектр прискорюваних ударною хвилею космічних променів визначається просторовою та енергетичною залежностями коефіцієнта дифузії поблизу фронту. Ці залежності визначаються спектральними та просторовими характеристиками підсиленої космічними променями магнітної турбуленції, які, у свою чергу, визначені дифузійним потоком прискорюваних космічних променів з даним енергетичним спектром та просторовим розподілом течії плазми крізь фронт, на який має вплив просторовий розподіл тиску прискорюваних космічних променів та підсиленого ними турбулентного магнітного поля.

Тобто, задача про прискорення на фронті ударної хвилі космічних променів механізмом дифузійного прискорення із підсиленням прискорюваними космічними променями турбулентним магнітним полем є повністю нелінійною, не може бути розв'язана аналітично, і лише частково вона розв'язана чисельно. У підсумку всі підходи дають однаковий розв'язок: енергетичний спектр прискорюваних космічних променів є квазістепенною функцією імпульсу космічних променів від так званої мінімальної енергії до на порядки більшої за неї певної максимальної енергії. Мінімальна енергія трохи перевищує середню теплову енергію частинок за фронтом. Значення показника степеня близьке до -2 . Спектр квазіекспоненційно спадає на енергіях, вищих за максимальну, та має певну «увігнутість». Ця «увігнутість» спричинена нелінійною зміною течії плазми крізь фронт ударної хвилі, яка прискорює космічні промені [11, 24, 42]. Зауважимо, однак, що моделювання методом Монте-Карло, порівняно з іншими методами, показує значно «м'якший» спектр прискорюваних космічних променів з порівняно низькими енергіями, що може мати суттєвий вплив на величину сумарної енергії променів, однак розгляд цього аспекту ми відкладаємо для подальших досліджень.

Для простоти та загальності у нашій моделі використано узагальнений результат різних розв'язків задачі про прискорення на фронті ударної хвилі космічних променів механізмом дифузійного прискорення із підсиленням прискорюваними космічними променями турбулентним магнітним полем, тобто степеневий енергетичний спектр прискорюваних космічних променів з експоненційним обрізанням на максимальній енергії.

Турбулентне магнітне поле поблизу фронту ударної хвилі значно більше, ніж поле у незбуреному середовищі через механізм неліній-

ного підсилення магнітного поля потоком прискорюваних на фронті космічних променів. Це явище спостерігається у молодих залишках Наднових [28, 39]; теорію явища добре розроблено [28, 31, 34]. Ми враховуємо цей аспект рівнянням

$$\frac{B^2(R)}{4} = \rho_B(R)(e_2(R) - \rho_2(R)c^2),$$

де у першому наближенні для нерелятивістських ударних хвиль $\rho_B(R) = \text{const} \approx 0.1 \dots 0.001$ — відношення густини енергії магнітного поля до густини енергії без врахування енергії спокою речовини за фронтом. Параметризація $\rho_B(R) = \text{const}$ враховує в основному резонантну моду механізму нелінійного підсилення [4], оскільки вона переважно визначає дифузію для прискорюваних космічних променів з найбільшими енергіями. Нерезонансна мода механізму нелінійного підсилення може бути значно більшою, особливо при великих швидкостях ударної хвилі, але вона не впливає суттєво на дифузію прискорюваних космічних променів з найбільшими енергіями. У роботі [20] досліджувалась можливість відсутності розвитку нерезонансної моди. Зауважимо, що значення $\rho_B(R)$ визначається насамперед градієнтом тиску прискорюваних космічних променів перед фронтом ударної хвилі, який у першому наближенні задається значенням тиску космічних променів на фронті, тобто $\rho_B(R)$ визначається насамперед сумарною енергією прискорюваних космічних променів та їхнім енергетичним спектром.

Диференціальний енергетичний спектр космічних променів $N_{CR}(E)$ сорту $[Z, A]$ (N_{CR} — кількість частинок космічних променів, E — енергія частинки), прискорених протягом еволюції залишку Гіпернової від початку розширення R_0 , коли прискорення стає ефективним, до досягнення радіуса R_f , коли прискорення починає бути неефективним ($c_{SH}(R_f) \sim 10^3$ км/с [32]), ми розглядаємо як результат сумування внесків у спектр космічних променів цього сорту, прискорених на кожній частині шляху поширення ударної хвилі:

$$N_{CR}(E, R_0, R_f, [Z, A]) = \int_{R_0}^{R_f} \frac{dN_{CR}(E, R, [Z, A])}{dR} dR.$$

Внесок у спектр космічних променів сорту $[Z, A]$, прискорених на шляху поширення ударної хвилі, в інтегральній імпульсній формі $N_{CR}(P(E))$ ($P(E)$ — імпульс частинки космічного променя) приймаємо рівним

$$\frac{dN_{CR}(P(E), R, [Z, A])}{dR} = \frac{dm_1(R)}{m_p} \tilde{n}(R, [Z, A]) N_{CR}(R, [Z, A]) \exp^{(R)^{-1}} \frac{P(E)}{P(E_{\max}(R, [Z, A]))} \quad (6)$$

із максимальною енергією прискорюваних космічних променів

$$E_{\max}(R, [Z, A]) = eZ(R)B(R)R_{SH}(R)$$

та мінімальною енергією (енергією інжекції)

$$E_{\min}(R, [Z, A]) = m_p c^2 A (R) (\tilde{n}(R) - 1),$$

де e — заряд електрона, m_p — маса протона, \tilde{n} — концентрація частинок даного сорту у незбуреному середовищі порівняно з нуклонною концентрацією, \tilde{n}_{CR} — коефіцієнт інжекції космічних променів у область прискорення (відношення кількості частинок, що беруть участь у процесі прискорення на фронті ударної хвилі, до кількості частинок, що проходять крізь фронт), у першому наближенні $\tilde{n}(R) = \text{const} \cdot 2.1 \dots 2.4$ [5, 11, 29], $\tilde{n}_{CR}(R) = \text{const} \cdot 0.1$ [16], $\tilde{n}(R) = \text{const} \cdot 4$ [11].

Враховуючи, що

$$E^2 = P^2 c^2 + (Am_p)^2 c^4,$$

внесок у спектр у диференціальній енергетичній формі описується виразом

$$\begin{aligned} \frac{dN_{CR}(E, R, [Z, A])}{dR} dR &= \frac{dm_1(R)}{m_p} \tilde{n}(R, [Z, A]) \tilde{n}_{CR}(R, [Z, A]) \\ &\cdot (\tilde{n}(R) - 1) (E_{\min}^2(R, [Z, A]) + (Am_p)^2 c^4)^{(\tilde{n}(R) - 1)/2} \\ &\cdot (E^2 + (Am_p)^2 c^4)^{(\tilde{n}(R) - 1)/2} E \exp \left[-\frac{E}{E_{\max}(R, [Z, A])} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Зауважимо, що співвідношення (6) та (7) записані у системі відліку ударної хвилі, але з врахуванням того, що для нерелятивістської ударної хвилі швидкості прискорюваних космічних променів значно перевищують швидкість ударної хвилі, у системі відліку нерухомого середовища ці співвідношення будуть такими ж, і ми розглядаємо їх як записані у системі відліку нерухомого середовища.

Збільшення енергії в космічних променях сорту $[Z, A]$, прискорених ударною хвилею залишку Гіпернової, ми розглядаємо як частину наданої елементу середовища енергії

$$dQ_{CR}(R, [Z, A]) = \tilde{n}_{CR}(R, [Z, A]) dQ_{int}(R)$$

із енергетичним коефіцієнтом ефективності прискорення \tilde{n}_{CR} :

$$\tilde{n}_{CR}(R, [Z, A]) = \frac{E_{\max}(R, [Z, A])}{E_{\min}(R, [Z, A])} (E + m_p c^2 A) \frac{dN_{CR}(E, R, [Z, A])}{dR} \frac{dR}{dQ_{int}(R)} dE.$$

У першому наближенні $\tilde{n}_{CR}(R, [Z, A]) \sim 10^4 \dots 10^6$.

Енергетичний спектр прискорених залишком Гіпернової космічних променів усіх сортів у сумі дорівнює

$$N_{CR, sum}(E, R_0, R_f) = \int_{[Z, A]} N_{CR}(E, R_0, R_f, [Z, A]). \quad (8)$$

ДИФУЗИЯ ПРИСКОРЕНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ У МІЖЗОР'ЯНЕ СЕРЕДОВИЩЕ

У процесі дифузійного прискорення на ударній хвилі менша кількість прискорених космічних променів (переважно це космічні промені найбільших прискорюваних енергій) виходить з області прискорення перед фронт ударної хвилі у міжзор'яне середовище. Більшість прискорених космічних променів виходить з області прискорення за фронт ударної хвилі всередину залишку, де, утримуючись магнітним полем, накопичується і адіабатично охолоджується при розширенні залишку. Ці космічні промені поступово залишають залишок при зменшенні ефективності прискорення на фронті, а також при розпаді фронту ударної хвилі через гідродинамічні нестійкості. Однак на сьогодні вихід у міжзор'яне середовище прискорених залишком космічних променів є недостатньо вивченим [8], і тому не розглядається детально у нашій роботі: для його врахування ми обмежилися вибором більшого значення для β , порівняно із «канонічним» $\beta = 2$, та порівняно меншого значення для β_{CR} , приймаючи для $E = 10^{11} \dots 10^{12}$ еВ енергетичний спектр космічних променів, що вийшли із залишку у міжзор'яне середовище, рівним сумарному спектру прискорених залишком Гіпернової космічних променів за співвідношенням (8).

Час дифузії у Галактиці космічного променя сорту $[Z, A]$ дорівнює

$$t_d(E, [Z, A]) = t_d(E_m) \frac{E}{ZE_m}^{(E, [Z, A])},$$

де у першому наближенні $(E, [Z, A]) = \text{const} = 0.3 \dots 0.5$, $t_d(E_m) \sim 3 \cdot 10^7$ років для $E_m = 10^9$ еВ.

Спостережуваний в околиці Землі потік космічних променів, прискорених залишками Гіпернових із частотою вибухів \dot{N}_S у Галактиці об'ємом V_G , у наближенні ізотропного розподілу за напрямками дорівнює

$$\frac{d^2 N_{CR, sum}(E, R_0, R_f)}{ds dt} = \frac{c \dot{N}_S}{4 V_G [Z, A]} (t_d(E, [Z, A]) N_{CR}(E, R_0, R_f, [Z, A])).$$

ГІПЕРНОВІ ТА СЕРЕДОВИЩЕ НАВКОЛО БАТЬКІВСЬКИХ ОБ'ЄКТІВ

Аналіз спостережень вибуху Гіпернових свідчить, що енергії, надані залишкам Гіпернових, становлять переважно $Q_0 = 5 \cdot 10^{52}$ ерг із масою викинутої оболонки $M_0 = 10 M_\odot$, хоча є і на порядок менші значення для SN2006aj [22].

За результатами радіоспостережень Гіпернової SN2006aj через п'ять діб після вибуху значення лоренц-фактора ударної хвилі становило $\beta_{SH} = 2.3$ при радіусі $R = 3 \cdot 10^{16}$ см [36], а для Гіпернової

SN2009bb через 20 діб після вибуху — $\rho_{SH} = 1.3$ і $R = 4.4 \cdot 10^{16}$ см [35]. Гіпернова SN2006aj, що спостерігалася із гамма-спалахом GRB060218, згідно із [22] мала значно меншу енергію вибуху та масу залишку, ніж інші Гіпернові, але близьку швидкість розширення оптичної фотосфери. Для Гіпернової SN2009bb не спостерігався вузькоколімований викид маси (струменя) та гамма-спалах, проте енергія її вибуху та маса були близькими до значень цих величин для типових Гіпернових.

Очевидно, що є кілька підтипів Гіпернових, або один широкий тип із різними значеннями енергій вибухів та мас залишків [22]. Частота спалахів Гіпернових у Галактиці $\dot{N}_{HN} \sim 10^{-4}$ рік⁻¹ [36].

Ми використали у наших розрахунках значення $Q_0 = 5 \cdot 10^{52}$ ерг, $R_0 = 10^{16}$ см, $\rho_{SH}(R_0) = 3.0$ як типові параметри вибуху Гіпернової.

Вважають, що Гіпернові перед вибухом є зорями типу Вольфа — Райє, найімовірніше типів WN та WC із низькою металічністю [22]. Значення мас материнських зір Гіпернових на початку головної послідовності лежать у межах (25...50) M_{\odot} [22]. Інтерпретація динаміки спостережуваних післясвітінь гамма-спалахів (що є спорідненими із Гіперновими), досить модельно залежна, показує для різних об'єктів як вітрове ($\rho_1(R) \propto R^{-2}$), так і однорідне середовище ($\rho_1(R) = \text{const}$) навколо батьківського об'єкту [33]. Загалом вітрова бульбашка одиночної зорі Вольфа — Райє навколо батьківського об'єкту узгоджується принаймні з суттєвою частиною спостережень гамма-спалахів.

Як типові параметри середовища навколо Гіпернової ми використали результати розрахунку структури вітрових бульбашок одиночних зір Вольфа — Райє без обертання із роботи [15]: початкова маса зорі на головній послідовності M_s , «вільний» зоряний вітер зорі Вольфа — Райє ($\rho_1(R) = AR^{-2}$ із $A = \dot{M}_s / (4\pi R_{sw}^2 v_{wind})$), де \dot{M}_s — темп втрати маси зорею у вітер із швидкістю v_{wind}), що має нормалізований параметр густини A^* ($A^* = (\dot{M}_s / 10^{-5} M_{\odot} / \text{рік}) (10^3 \text{ км/с} / v_{wind})$), від фотосфери зорі до відстані R_{sw} , далі стрибок густини ρ_{jump} на ударній хвилі до «зупиненого» ($\rho_1(R) = \text{const}$) вітру зорі, що простягається до R_{ism} , де лежить контактний розрив ударної хвилі між речовиною «зупиненого» вітру та післяударним міжзоряним середовищем, ущільненим ударною хвилею, що поширюється попереду контактного розриву у незбуреному міжзоряному середовищі із концентрацією n_{ism} .

Ми взяли три випадки (початкову металічність зір вибираємо рівною сонячній $Z = Z_{\odot} = 0.02$):

— випадок «40(1.0)»

$$M_s = 40M_{\odot}, A^* = 0.89, R_{sw} = 2.3 \cdot 10^{19} \text{ см}, \\ \rho_{jump} = 8, R_{ism} = 1.1 \cdot 10^{20} \text{ см}, n_{ism} = 1.0 \text{ см}^{-3};$$

— випадок «40(0.001)»

$$M_s = 40M_{\odot}, A^* = 0.89, R_{sw} = 2.4 \cdot 10^{20} \text{ см}, \\ \rho_{jump} = 6, R_{ism} = 6.2 \cdot 10^{20} \text{ см}, n_{ism} = 0.001 \text{ см}^{-3};$$

— випадок «30(1.0)»

$$M_s = 30M_\odot, A^* = 2.6, R_{sw} = 3.8 \cdot 10^{19} \text{ см},$$

$$n_{jump} = 8, R_{ism} = 7.8 \cdot 10^{19} \text{ см}, n_{ism} = 1.0 \text{ см}^{-3}.$$

Загальна маса вітру у випадках «40(1.0)» та «40(0.001)» дорівнює $M_{wind} = 20M_\odot$, у випадку «30(1.0)» — $M_{wind} = 7M_\odot$ [25].

Ми вважали, що міжзоряне середовище та загальмований вітер навколо Гіпернової складаються із 75 % Н і 25 % Не за масою, вільний вітер містить 15 % О, 55 % С та 30 % Не (WO-зоря із [12]).

СПЕКТР КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ ВІД ЗАЛИШКІВ ГІПЕРНОВИХ

Надалі у наших розрахунках використовуватимемо значення $\rho_b(R) = \text{const} = 0.01$, $\rho_{CR}(R) = \text{const} = 0.1$ та $\rho_{CR}(R) = \text{const} = 4.0$; для ядер всіх хімічних елементів при поширенні ударної хвилі у середовищі вільного вітру $\rho_{CR}(R) = 3 \cdot 10^3$, у середовищі зупиненого вітру — $\rho_{CR}(R) = 6 \cdot 10^4$, у міжзоряному середовищі — $\rho_{CR}(R) = 9 \cdot 10^5$ для всіх трьох вибраних випадків середовища навколо зорі Вольфа — Райє. При такому виборі значення $\rho_{CR}(R)$ коефіцієнт ефективності прискорення складає $\rho_{CR}(R) \sim 0.1$ протягом усієї розглядуваної еволюції залишку Гіпернової.

Ми завершуємо розгляд еволюції залишку Гіпернової та процесу прискорення ним космічних променів тоді, коли швидкість ударної хвилі зменшується до $c_{SH}(R_f) = 10^3$ км/с, вважаючи, що прискорення космічних променів на пізніших стадіях еволюції є порівняно не-ефективним [32]. На рис. 1, а показано профіль густини ρ_1 вітрової бульбашки зорі-передгіпернової (лінії 1—3) та інтеграл Q_{int} , нормований на енергію вибуху Гіпернової (лінії 4—6), а на рис. 1, б — напруженість B нелінійно підсиленого прискорюваними космічними променями магнітного поля поблизу фронту (лінії 1—3) та максимальну енергію E прискорюваних ударною хвилею космічних променів, нор-

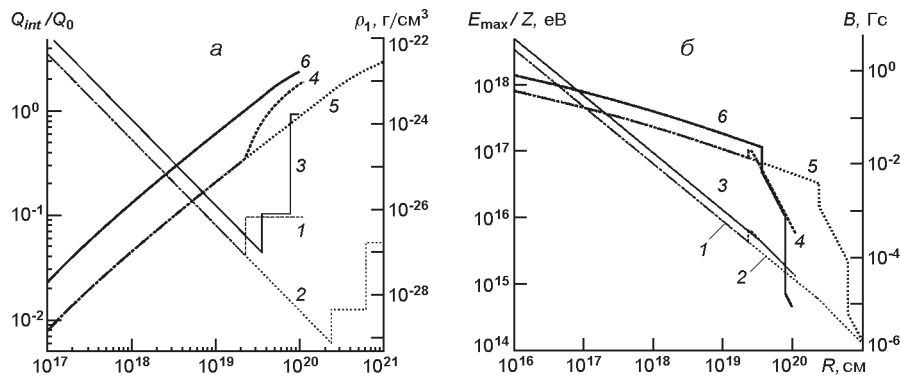


Рис. 1. Залежності ρ_1 (а, лінії 1—3) і Q_{int} (а, лінії 4—6) та B (б, лінії 1—3) і E_{max} (б, лінії 4—6) від радіуса ударної хвилі R . Лінії 1, 4 — для випадку «40(1.0)», 2, 5 — випадок «40(0.001)», 3, 6 — випадок «30(1.0)»

мовану на протонне число (лінії 4—6), протягом розглядуваного періоду еволюції залишку Гіпернової. Лінії 1, 4 — для випадку «40(1.0)», 2, 5 — випадок «40(0.001)», 3, 6 — випадок «30(1.0)».

У наших розрахунках ми використовуємо значення $(R) = 2.3$. Нормовані на $E^{2.3}$ сумарні спектри різних ядер, прискорених протягом еволюції залишку Гіпернової для різних випадках середовища показано на рис. 2. Лініями 1 позначено сумарні спектри ядер, прискорених протягом поширення ударної хвилі залишку Гіпернової у вільному вітрі навколо зорі Вольфа — Райє, лініями 2 — у загальмованому вітрі, лініями 3 — у міжзоряному середовищі. Лініями 4 позначено сумарні спектри всіх ядер, прискорених протягом всієї розглядуваної еволюції залишку Гіпернової. Оскільки ударна хвиля залишку Гіпернової у середовищі «40(1.0)» переходить із загальмованого вітру у міжзоряне середовище із швидкістю менше 10^3 км/с, то у цьому ви-

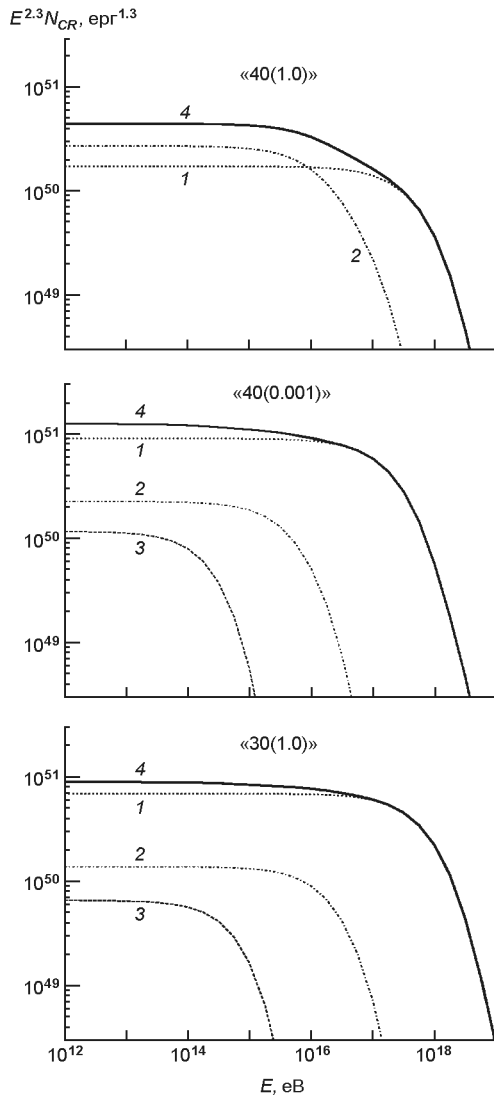


Рис. 2. Сумарні спектри ядер, прискорених залишком Гіпернової: 1 — у вільному вітрі, 2 — у загальмованому вітрі, 3 — у міжзоряному середовищі, 4 — сумарні спектри всіх ядер

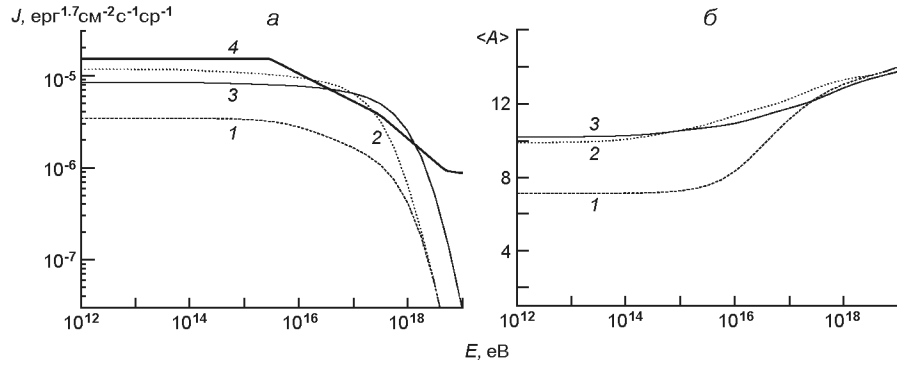


Рис. 3. Внесок космічних променів від галактичних залишків Гіпернових у спостережуваний потік J космічних променів та середнє нуклонне число A : 1 — випадок середовища «40(1.0)», 2 — «40(0.001)», 3 — «30(1.0)»; 4 — усереднений за різними експериментами спостережуваний в околиці Землі потік космічних променів на різних енергіях

падку ми не розглядаємо еволюцію залишку у міжзоряному середовищі і прискорення космічних променів протягом цієї стадії, вважаючи його неефективним.

Для розрахунку внеску космічних променів, прискорених у залишках Гіпернових Галактики, у спостережуваний в околиці Землі потік космічних променів на різних енергіях, ми використовуємо значення $V_G = 10^{68} \text{ см}^3$, $t_d(E_m) = 3 \cdot 10^7$ років із $E_m = 10^9 \text{ eV}$, $(E, [Z, A]) = 0.4$. Нормовані на $E^{2.7}$ результати розрахунку у наближенні ізотропної дифузії у Галактиці всіх ядер із енергіями принаймні до E/Z

10^{18} eV та ізотропного розподілу космічних променів за напрямками приходу до Землі, із частотою вибухів Гіпернових у Галактиці в сучасну епоху $\dot{N}_S \sim 10^4 \text{ рік}^{-1}$ для кожного випадку середовища, показано на рис. 3, а. Оцінку спостережуваного в околиці Землі на різних енергіях середнього нуклонного числа космічних променів, прискорених залишком Гіпернової у різних середовищах, у наближенні ізотропної дифузії у Галактиці всіх ядер із енергіями принаймні до E/Z

10^{19} eV показано на рис. 3, б. Лініями 1 позначено випадок середовища «40(1.0)», лініями 2 — випадок середовища «40(0.001)», лініями 3 — випадок середовища «30(1.0)». Лінією 4 схематично показано усереднений за різними експериментами спостережуваний в околиці Землі потік космічних променів на різних енергіях.

ВПЛИВ РІЗНИХ ПАРАМЕТРІВ НА СПЕКТР КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Наша модель утворення спектру космічних променів, прискорених протягом еволюції залишку Гіпернової, параметризована п'ятьма величинами $B(R)$, $C_R(R)$, (R) , (R) та (R) .

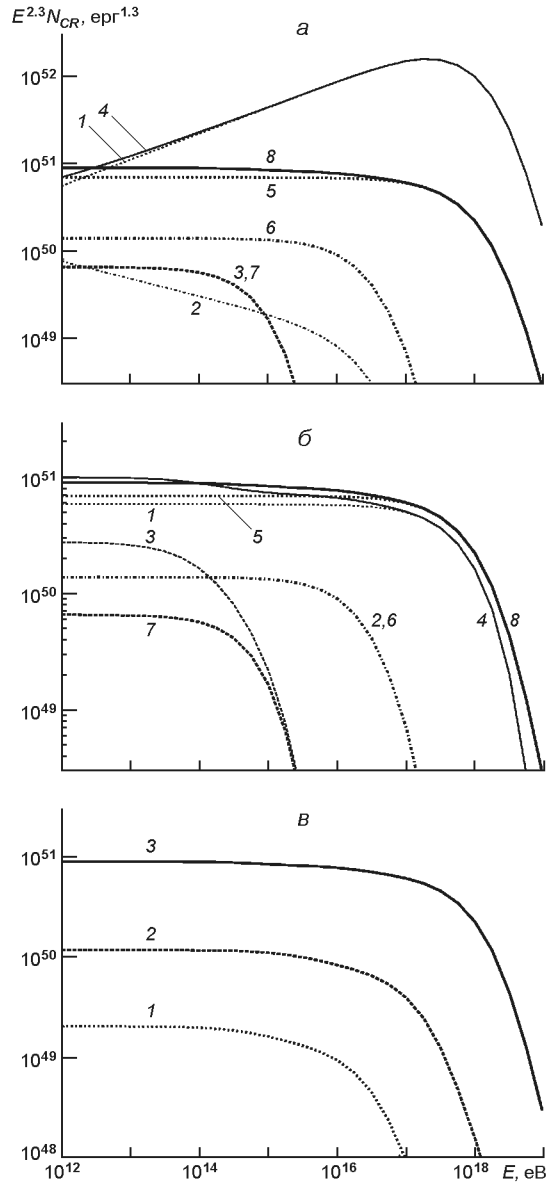
Оскільки B та C_R визначають $E_{\max}(R)$ лише одночасно, то їхній вплив можна розглядати як вплив одного параметра. Цей параметр

β / ми вважали сталим протягом усієї розглядуваної еволюції залишку Гіпернової, а його значення вибрано досить консервативним (згідно із спостереженнями молодих залишків Наднових значення β складає кілька сотих одиниці [39]; теоретичний розрахунок дає $\beta = 0.1$ [16]). Враховуючи велику складність точного теоретичного розрахунку $E_{\max}(R)$ [28], ми не розглядаємо у даній роботі можливість змінності β / протягом розглядуваної еволюції залишку Гіпернової, лише згадаємо, що для різних випадків спектрів потужності турбулентного магнітного поля перед фронтом ударної хвилі, нелінійно підсиленого потоком прискорюваних на фронті космічних променів, та для різних механізмів затухання цього поля за фронтом різниця розрахованих значень E_{\max} може сягати порядку величини за однакових всіх інших умов [28].

Параметр β ми вважали сталим із достатньо консервативним значенням [8]. Значення параметра $\beta_{CR}(R)$ ми задавали так, щоб для даних значень β та параметр $\beta_{CR}(R) \approx 0.1$. Враховуючи брак точного розуміння деталей інжекції космічних променів на фронті ударної хвилі, ми не розглядаємо можливість змінності β та β_{CR} протягом розглядуваної еволюції залишку Гіпернової.

Значення параметра β може змінюватися протягом еволюції залишку Гіпернової внаслідок різних причин: зміни величини стиску речовини на фронті ударної хвилі, зміни ступеня нелінійної модифікації прискорюваними космічними променями течії плазми крізь фронт ударної хвилі [9, 24], зміни кута нахилу до площини фронту ударної хвилі великомасштабного магнітного поля перед фронтом [5], зміни умов нелінійного підсилення потоком прискорюваних на фронті космічних променів турбулентного магнітного поля перед фронтом [29]. Тут ми не розглядатимемо детально цей аспект, лише проілюструємо його вплив на сумарний спектр прискорених космічних променів. Для вибуху Гіпернової у вітровій бульбашці «30(1.0)» навколо зорі Вольфа — Райє задамо значення $\beta(R) = 2.0$ при поширенні ударної хвилі у середовищі вільного вітру, $\beta(R) = 2.5$ у середовищі зупиненого вітру, $\beta(R) = 2.3$ у міжзоряному середовищі. Для того щоб коефіцієнт ефективності прискорення залишався незмінним ($\beta_{CR}(R) \sim 0.1$) протягом усієї розглядуваної еволюції залишку Гіпернової, для ядер всіх хімічних елементів використовувались значення $\beta_{CR}(R) = 8 \cdot 10^{-4}$ при поширенні ударної хвилі у середовищі вільного вітру, $\beta_{CR}(R) = 1.5 \cdot 10^{-3}$ у середовищі зупиненого вітру, $\beta_{CR}(R) = 9 \cdot 10^{-5}$ у міжзоряному середовищі. На рис. 4, а показано різні спектри космічних променів, прискорених протягом еволюції залишку Гіпернової. Лініями 1—4 позначено описаний випадок із змінним $\beta(R)$, лініями 5—8 — розглядуваний раніше випадок вибуху Гіпернової у вітровій бульбашці «30(1.0)» навколо зорі Вольфа — Райє із $\beta(R) = 2.3$. Лініями 1, 5 позначено сумарні спектри ядер, прискорених протягом поширення ударної хвилі залишку Гіпернової у вільному вітрі навколо зорі Вольфа — Райє, лініями 2, 6 — у загальмованому вітрі, лініями 3, 7 — у міжзоряному середо-

Рис. 4. Спектри космічних променів, прискорених у середовищі «30(1.0)» залишками Гіпернової та різних Наднових (а, б — пояснення див. у тексті); в — спектри променів, прискорених протягом еволюції типової Наднової (лінія 1), високоенергетичної Наднової (лінія 2) та Гіпернової (лінія 3)



вищі. Лініями 4, 8 позначено сумарні спектри всіх ядер, прискорених протягом всієї розглядуваної еволюції залишку Гіпернової. Чітко видно зміну значення величини спектру у високоенергетичному краї до порядку величини при зміні значення (R) на дві-три десятих за однакового значення $_{CR}(R)$. Зазначимо, що значення $(R) = 2.3$ вибрано для простоти, бо при консервативному значенні $(E, [Z, A]) = \text{const} = 0.4$, сумарний спектр прискорених променів на енергіях $E < 10^{14} \dots 10^{15}$ eV, має такий же нахил, як і спостережуваний в околиці Землі спектр космічних променів на енергіях нижче «першого коліна» $3 \cdot 10^{15}$ eV.

На сьогодні різні роботи показують можливість як ефективного, так і неефективного процесів прискорення космічних променів на ре-

лятивістських ударних хвилях, залежно від розвитку різних магнітогідродинамічних нестійкостей в околиці фронту релятивістської ударної хвилі. Можна проілюструвати величину впливу на сумарний спектр космічних променів, прискорених протягом всієї еволюції залишку Гіпернової, тих космічних променів, які були прискорені протягом релятивістської ділянки поширення ударної хвилі, за умови, що релятивістська ударна хвиля ефективно прискорює космічні промені. Також можна проілюструвати вплив тих космічних променів, які були прискорені протягом поширення ударної хвилі із швидкістю, меншою від 10^3 км/с, за умови, що така ударна хвиля порівняно ефективно прискорює космічні промені. Задамо для вибуху Гіпернової у вітрової бульбашці «30(1.0)» навколо зорі Вольфа — Райє значення $R_0 = 2.4 \cdot 10^{18}$ см, $\kappa_{SH} (R_0) = 1.0$ та $c_{SH} (R_f) = 200$ км/с. Для того щоб коефіцієнт ефективності прискорення залишився незмінним ($\kappa_{CR} (R) \sim 0.1$) протягом усієї розглядуваної еволюції залишку Гіпернової, додатково використано значення $\kappa_{CR} (R) = 3 \cdot 10^{-5}$ для ядер всіх хімічних елементів при поширенні ударної хвилі із швидкістю менше 10^3 км/с у міжзоряному середовищі (відповідні значення $\kappa_{CR} (R) = 0.045 \dots 0.13$ розраховано для простоти у наближенні протонно-електронного хімічного складу). На рис. 4, б показано різні спектри космічних променів у цьому випадку. Лініями 1—4 позначено описаний вище випадок, лініями 5—8 — розглядуваний раніше випадок вибуху Гіпернової у вітрової бульбашці «30(1.0)» навколо зорі Вольфа — Райє із $R_0 = 10^{16}$ см, $\kappa_{SH} (R_0) = 3.0$ та $c_{SH} (R_f) = 10^3$ км/с. Позначення типів ліній див. на рис. 4, а. Чітко видно малий вплив на сумарний спектр променів тих космічних променів, які були прискорені протягом релятивістської ділянки поширення ударної хвилі залишку Гіпернової, та тих космічних променів, які прискорились протягом поширення ударної хвилі із швидкістю менше 10^3 км/с.

ВІДМІННОСТІ СПЕКТРІВ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, ПРИСКОРЕНИХ ЗАЛИШКОМ ГІПЕРНОВОЇ ТА ЗАЛИШКАМИ РІЗНИХ НАДНОВИХ

Для того щоб порівняти спектри космічних променів, прискорених залишком Гіпернової, та променів, прискорених залишками різних Наднових, що розширюються у однакових вітрових бульбашках зір Вольфа — Райє, ми додатково розглянули прискорення космічних променів протягом еволюції залишку «висоенергетичної Наднової» ($Q_0 = 10^{52}$ ерг, $\kappa_{SH} (R_0) = 1.1$, $R_0 = 10^{16}$ см) та протягом еволюції залишку «типової Наднової» ($Q_0 = 0.2 \cdot 10^{52}$ ерг, $\kappa_{SH} (R_0) = 0.47$, $R_0 = 10^{16}$ см) у вітрової бульбашці «30(1.0)» навколо зорі Вольфа — Райє.

Щоб коефіцієнти ефективності прискорення залишалися незмінними ($\kappa_{CR} (R) \sim 0.1$) протягом еволюції залишків, використано такі значення параметрів: для високоенергетичної Наднової $\kappa_{CR} (R) = 1.5 \cdot 10^{-3}$ для ядер всіх хімічних елементів при поширенні ударної хвилі у сере-

довищі вільного вітру і $v_{CR}(R) = 4 \cdot 10^4$ — у середовищі зупиненого вітру, а для типової Наднової — $v_{CR}(R) = 8 \cdot 10^4$ і $2 \cdot 10^4$ відповідно. Значення всіх інших параметрів такі ж, як і у розглядуваному раніше випадку вибуху Гіпернової у вітровій бульбашці «30(1.0)» навколо зорі Вольфа — Райє.

Оскільки у середовищі «30(1.0)» ударні хвилі залишків висоенергетичної Наднової та типової Наднової переходять із загальмованого вітру у міжзоряне середовище із швидкістю, меншою за 10^3 км/с, ми не розглядатимемо у цьому випадку ні еволюцію залишків, ні прискорення космічних променів, вважаючи їх несуттєвими.

На рис. 4, *в* показано відмінності спектрів космічних променів, прискорених протягом еволюції залишків Гіпернової (лінія 3), високоенергетичної Наднової (лінія 2) та типової Наднової (лінія 1) у середовищі «30(1.0)».

ВИСНОВКИ

У рамках розробленої нами моделі формування спектру космічних променів, прискорених протягом еволюції залишку Гіпернової, використавши відомі на сьогодні значення параметрів Гіпернових та середовища навколо їхніх батьківських об'єктів, ми дослідили особливості спектрів космічних променів, прискорених у залишках Гіпернових, і встановили таке.

1. Максимальні енергії космічних променів, прискорених у залишках Гіпернових, що розширюються у вітрових бульбашках зір Вольфа — Райє, за порівняно консервативного вибору значень параметрів процесу прискорення досягають 10^{18} еВ.

2. Внесок цих космічних променів у спостережуваний в околиці Землі потік космічних променів з енергіями 10^{16} ... 10^{18} еВ становить десятки відсотків при частоті вибухів Гіпернових у Галактиці в сучасну епоху $\dot{N}_S \sim 10^4$ рік⁻¹.

3. Енергетичний спектр космічних променів, прискорених у залишках Гіпернових, має квазістепеневу форму із порівняно невеликим укрупненням на енергіях 10^{14} ... 10^{18} еВ та швидким спаданням на вищих енергіях.

4. Середнє значення нуклонного числа цих космічних променів складає 7...10 на енергіях менше 10^{15} еВ, і плавно зростає на вищих енергіях, досягаючи 13 на енергіях порядку 10^{18} еВ.

5. У сумарному спектрі космічних променів, прискорених протягом усієї еволюції залишку Гіпернової у вітровій бульбашці зорі Вольфа — Райє, найбільший внесок роблять космічні промені, прискорені протягом стадії вільного розлітання залишку Гіпернової у вільному вітрі зорі Вольфа — Райє, а найменший внесок, яким можна знехтувати, — космічні промені, прискорені протягом стадії Седова — Тейлора розширення залишку Гіпернової у міжзоряному середовищі навколо вітрової бульбашки зорі Вольфа — Райє.

6. Форми енергетичних спектрів космічних променів, прискорених у залишку Гіпернової, можуть відрізнятися на порядок величини при розширенні залишку Гіпернової у різних варіантах вітрової бульбашки зорі Вольфа — Райс.

1. *Aloisio R., Berezhinsky V., Blasi P., et al.* A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays // *Astropart. Phys.*—2007.—**27**, N 1.—P. 76—91.
2. *Arthur S. J.* Wind-blown bubbles around evolved stars // *Diffuse matter from star forming regions to active galaxies - A volume honouring John Dyson / Eds T. W. Hartquist, J. M. Pittard, S. A. E. G. Falle.* — Dordrecht: Springer, 2007.—P. 183—203. —(Ser.: *Astrophysics and Space Science Proceedings*).
3. *Axford W. I.* The origins of high-energy cosmic rays // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1994.—**90**, N 2.—P. 937—944.
4. *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. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2001.—**321**, N 3.—P. 433—438.
5. *Bell A. R., Schure K. M., Reville B.* Cosmic ray acceleration at oblique shocks // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2011.—**418**, N 2.—P. 1208—1216.
6. *Blandford R., McKee C.* Fluid dynamics of relativistic blast waves // *Phys. Fluids.*—1976.—**19**.—P. 1130—1138.
7. *Budnik R., Katz B., MacFadyen A., Waxman E.* Cosmic rays from transrelativistic supernovae // *Astrophys. J.*—2008.—**673**, N 2.—P. 928—933.
8. *Caprioli D., Blasi P., Amato E.* The contribution of supernova remnants to the galactic cosmic ray spectrum // *Astropart. Phys.*—2010.—**33**, N 3.—P. 160—168.
9. *Caprioli D., Blasi P., Amato E.* Non-linear diffusive shock acceleration with free-escape boundary // *Astropart. Phys.*—2010.—**33**, N 5-6.—P. 307—311.
10. *Caprioli D., Blasi P., Amato E.* Non-linear diffusive acceleration of heavy nuclei in supernova remnant shocks // *Astropart. Phys.*—2011.—**34**, N 6.—P. 447—456.
11. *Caprioli D., Kang H., Vladimirov A. E., Jones T. W.* Comparison of different methods for non-linear diffusive shock acceleration // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2010.—**407**, N 3.—P. 1773—1783.
12. *Crowther P. A., Fullerton A. W., Hillier D. J., et al.* Far ultraviolet spectroscopic explorer spectroscopy of the O VI resonance doublet in Sand 2 (WO) // *Astrophys. J.*—2000.—**538**, N 1.—P. L51—L55.
13. *de Donato C., Medina-Tanco G. A.* Experimental constraints on the astrophysical interpretation of the cosmic ray Galactic-extragalactic transition region // *Astropart. Phys.*—2009.—**32**, N 5.—P. 253—268.
14. *Eldridge J. J.* Asymmetric Wolf-Rayet winds: implications for gamma-ray burst afterglows // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2007.—**377**.—P. L29—L33.
15. *Eldridge J., Genet F., Daigne F., Mochkovitch R.* The circumstellar environment of Wolf-Rayet stars and gamma-ray burst afterglows // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2006.—**367**, N 1.—P. 186—200.
16. *Ellison D., Vladimirov A.* Magnetic field amplification and rapid time variations in SNR RX J1713.7-3946 // *Astrophys. J.*—2008.—**673**, N 1.—P. L47—L50.
17. *Fan Y.-Z.* Cosmic ray protons in the energy range 10^{16} — $10^{18.5}$ eV: stochastic gyroresonant acceleration in hypernova shocks? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2008.—**389**, N 3.—P. 1306—1310.

18. *Ferrand G., Decourchelle A., Ballet J., et al.* 3D simulations of supernova remnants evolution including non-linear particle acceleration // *Astron. and Astrophys.*—2010.—**509**.—P. L10—L14.
19. *Gnatyk B. I.* Evolution of supernova remnants in a medium with a largescale density gradient // *Sov. Astron. Lett.*—1988.—**14**, N 4.—P. 309.
20. *Greenfield E. J., Jokipii J. R., Giacalone J.* Magnetohydrodynamic fluid stability in the presence of streaming cosmic rays. — 2012.—arXiv:1205.0269.
21. *Hillas A. M.* Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? // *J. Phys. G: Nucl. and Part. Phys.*—2005.—**31**, N 5.—P. R95—R131.
22. *Hjorth J., Bloom J. S.* The GAMMA-ray burst — supernova connection // *GAMMA-Ray Bursts / Eds C. Kouveliotou, R. A. M. J. Wijers, S. E. Woosley.* — Cambridge: Univ. Press, 2011.—Chapter 9.
23. *Hörandel J. R.* Cosmic-ray composition and its relation to shock acceleration by supernova remnants // *Adv. Space Res.*—2008.—**41**.—P. 442—463.
24. *Kang H., Ryu D., Jones T. W.* Self-similar evolution of cosmic-ray modified shocks: the cosmic-ray spectrum // *Astrophys. J.*—2009.—**695**, N 2.—P. 1273—1288.
25. *Limongi M., Chieffi A.* Presupernova evolution and explosion of massive stars with mass loss // *AIP Conf. Proc.*—2007.—**924**.—P. 226—233.—(The Multicolored landscape of compact objects and their explosive origins).
26. *Liu R.-Y., Wang X.-Y.* Energy spectrum and chemical composition of ultrahigh energy cosmic rays from semi-relativistic hypernovae // *Astrophys. J.*—2012.—**746**, N 1.—P. 40—50.
27. *Liu R.-Y., Wang X.-Y., Dai Z.-G.* Nearby low-luminosity gamma-ray bursts as the sources of ultra-high-energy cosmic rays revisited // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2011.—**418**, N 2.—P. 1382—1391.
28. *Marcowith A., Casse F.* Postshock turbulence and diffusive shock acceleration in young supernova remnants // *Astron. and Astrophys.*—2010.—**515**.—P. A90—A115.
29. *Marcowith A., Lemoine M., Pelletier G.* Turbulence and particle acceleration in collisionless supernovae remnant shocks. II. Cosmic-ray transport // *Astron. and Astrophys.*—2006.—**453**, N 1.—P. 193—202.
30. *McKee C., Colgate S.* Relativistic shock hydrodynamics // *Astrophys. J.*—1973.—**181**.—P. 903—938.
31. *Pelletier G., Lemoine M., Marcowith A.* Turbulence and particle acceleration in collisionless supernovae remnant shocks. I. Anisotropic spectra solutions // *Astron. and Astrophys.*—2006.—**453**, N 1.—P. 181—191.
32. *Ptuskin V. S., Zirakashvili V. N.* On the spectrum of high-energy cosmic rays produced by supernova remnants in the presence of strong cosmic-ray streaming instability and wave dissipation // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**429**.—P. 755—765.
33. *Schulze S., Klose S., Björnsson G., et al.* The circumburst density profile around GRB progenitors: a statistical study // *Astron. and Astrophys.*—2011.—**526**.—P. 23—43.
34. *Schure K. M., Bell A. R., O’C Drury L., Bykov A. M.* Diffusive shock acceleration and magnetic field amplification // *Space Sci. Revs.*—2012.
35. *Soderberg A. M., Chakraborti S., Pignata G., et al.* A relativistic type Ibc supernova without a detected gamma-ray burst // *Nature*.—2010.—**463**, N 7280.—P. 513—515.
36. *Soderberg A. M., Kulkarni S. R., Nakar E., et al.* Relativistic ejecta from X-ray flash XRF 060218 and the rate of cosmic explosions // *Nature*.—2006.—**442**, N 7106.—P. 1014—1017.

37. *Sveshnikova L. G.* The knee in the Galactic cosmic ray spectrum and variety in Supernovae // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**409**.—P. 799—807.
38. *Synge J. L.* The relativistic gas. — Amsterdam, North-Holland, 1957.—108 p.
39. *Tatischeff V.* Radio emission and nonlinear diffusive shock acceleration of cosmic rays in the supernova SN 1993J // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**499**, N 1.—P. 191—213.
40. *Toala J. A., Arthur S. J.* Radiation-hydrodynamic models of the evolving circumstellar medium around massive stars // *Astrophys. J.*—2011.—**737**, N 2.—P. 100—125.
41. *van Marle A. J., Langer N., Achterberg A., Garcia-Segura G.* Forming a constant density medium close to long gamma-ray bursts // *Astron. and Astrophys.*—2006.—**460**.—P. 105—116.
42. *Vladimirov A. E., Bykov A. M., Ellison D. C.* Turbulence dissipation and particle injection in nonlinear diffusive shock acceleration with magnetic field amplification // *Astrophys. J.*—2008.—**688**, N 2.—P. 1084—1101.
43. *Wang X.-Y., Razzaque S., Meszaros P.* On the origin and survival of ultra-high-energy cosmic-ray nuclei in gamma-ray bursts and hypernovae // *Astrophys. J.*—2008.—**677**.—P. 432—440.
44. *Wang X.-Y., Razzaque S., Meszaros P., Dai Z.-G.* High-energy cosmic rays and neutrinos from semirelativistic hypernovae // *Phys. Rev. D.*—2007.—**76**, N 8.—id. 083009.
45. *Woosley S. E.* Models for GAMMA-ray burst progenitors and central engines // *GAMMA-Ray Bursts* / Eds C. Kouveliotou, R. A. M. J. Wijers, S. E. Woosley. — Cambridge: Univ. Press, 2011.—Chapter 10.
46. *Zirakashvili V. N., Aharonian F. A.* Nonthermal radiation of young supernova remnants: the case of RX J1713.7-3946 // *Astrophys. J.*—2010.—**708**, N 2.—P. 965—980.

Стаття надійшла до редакції 28.08.12