

УДК 524.7

Б. Гнатик, І. Телєжинський

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

Несферичні радіаційні залишки спалахів Наднових

Неоднорідність міжзоряного середовища та анізотропне виділення енергії під час спалаху призводять до несферичності залишків Наднових та до відмінностей еволюційних стадій різних частин залишків. Пропонується аналітичний опис тривимірної еволюції несферичних залишків Наднових в неоднорідному середовищі, який включає адіабатичну, перехідну та радіаційну стадії. Показано, що у міжзоряному середовищі із великомасштабним градієнтом густини та при анізотропних спалахах Наднових переходи залишків на радіаційну стадію еволюції із формуванням щільної холодної оболонки відбуваються в різний час для різних ділянок фронту. Тому такі залишки одночасно матимуть участки, які перебувають на адіабатичній, перехідній та радіаційній стадіях. Обговорюються спостережні прояви таких залишків.

НЕСФЕРИЧЕСКИЕ РАДИАЦИОННЫЕ ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ, Гнатик Б., Тележинский И. — Неоднородность межзвездной среды и анизотропное выделение энергии во время вспышки приводят к несферичности остатков Сверхновых и к отличиям эволюционных стадий различных частей остатков. Предложено аналитическое описание трехмерной эволюции несферических остатков Сверхновых в неоднородной среде, которое включает адиабатическую, переходную и радиационную стадии. Показано, что в межзвездной среде с крупномасштабным градиентом плотности и при анизотропных вспышках Сверхновых переходы остатков на радиационную стадию эволюции с формированием плотной холодной оболочки происходят в разное время для разных участков фронта. Поэтому такие остатки одновременно будут иметь участки, которые находятся на адиабатической, переходной и радиационной стадиях. Обсуждаются наблюдательные проявления таких остатков.

NONSPHERICAL RADIATIVE SUPERNOVA REMNANTS, by Hnatyk B., Telezhinsky I. — The inhomogeneity of interstellar medium and anisotropic energy release during the outburst result in the nonsphericity of supernova remnants (SNRs) and in the difference in evolutionary stages of distinct parts of SNRs. We present the analytical description of 3D evolution of nonspherical

SNRs in nonuniform medium, including adiabatic, transition and radiative stages. It is shown that in interstellar medium with large-scale density gradient and in case of anisotropic supernova outbursts the transition to radiative stage with the formation of a dense cold envelope takes place at different instants of time for different parts of the front surface. Therefore, such SNRs will simultaneously have sections in adiabatic, transition and radiative stages. The observable signatures of the SNRs of this kind are discussed.

ВСТУП

Залишки Наднових (ЗН) утворюються як результат взаємодії речовини, викинутої при спалаху Наднової, з навколосоряним та міжзоряним середовищем (НЗС та МЗС) і несуть важливу інформацію як про фізику вибуху Наднової, так і про хімічний вміст та просторову структуру НЗС та МЗС в околі Наднової. Особливої уваги заслуговують ЗН як найбільш перспективні джерела галактичних космічних променів з енергіями до сотень Пев — («космічні Певатрони») [17—19, 21]. За час свого життя (сотні тисяч років) ЗН досягають розмірів понад ста парсеків, тому структура МЗС, в якому розвивається ЗН, має суттєвий вплив на еволюцію та спостережні прояви ЗН [9, 22]. У випадку однорідного (з постійною густиною) МЗС сферичний вибух Наднової породжує сферичний залишок, гідродинамічна еволюція якого описується одновимірною 1D-моделлю, зокрема на адіабатичній, перехідній та радіаційній стадіях — аналітично за допомогою розв'язків Седова задачі про точковий вибух в однорідному середовищі [11], наближеного розв'язку для перехідної стадії [4, 26] та розв'язків [12—14] для радіаційної стадії. Однак несферичний (анізотропний) вибух Наднової та неоднорідність МЗС в значному околі Наднової (до 100 пк) призводять до несферичності форми залишку та суттєвої тривимірної (3D) анізотропії розподілу параметрів гарячої плазми всередині залишку [3, 6, 9, 13, 20]. З огляду на те, що чисельне 2D- та 3D-моделювання еволюції ЗН зроблено тільки в ряді окремих випадків [15, 16, 25], розробка ефективних наближених аналітичних та чисельно-аналітичних методів 2D- та 3D-моделювання ЗН є вкрай важливою [3, 5, 13, 20]. Зокрема, в циклі наших робіт [3, 6] розроблено аналітичний метод 2D- та 3D-опису ЗН на адіабатичній стадії, в наших роботах [4, 26] дано наближений аналітичний 1D опис перехідної та радіаційної стадії еволюції ЗН. Нижче ці підходи об'єднано для 2D- та 3D-розрахунку еволюції адіабатичної, перехідної та радіаційної стадій ЗН.

ГІДРОДИНАМІЧНА 2D- ТА 3D-МОДЕЛЬ ЗАЛИШКІВ НАДНОВИХ

Еволюція ЗН традиційно поділяється на три основні стадії — стадію вільного розлітання, адіабатичну та радіаційну (для останньої інколи ще виділяють так звану стадію Оорта (рух оболонки в режимі нагрівання МЗС із збереженням імпульсу оболонки, коли тиск гарячого газу стає несуттєвим). В роботах [4, 26] показано, що перехідний етап від адіабатичної стадії до радіаційної сумірний із тривалістю адіабатичної стадії і має ряд особливостей, тому доцільно розглядати його як самостійну стадію, яку надалі називатимемо перехідною.

Кожна із вищезгаданих стадій має свої особливості, які дозволяють спростити рівняння гідродинамічної еволюції та запропонувати наближений аналітичний опис цих стадій [4, 12, 20, 23]. У 2D- та 3D-випадках гідродинамічна картина течії плазми суттєво ускладнюється, оскільки різні частини ЗН в один і той самий момент часу можуть перебувати на різних стадіях еволюції.

Традиційним способом побудови аналітичного опису еволюції ЗН в цьому випадку є наближення Компанійця [8], яке будується на умові однорідності тиску всередині залишку для кожного моменту часу [13]. Однак в роботі [3] було показано, що наближення Компанійця призводить до суттєвих похибок при збільшенні розміру ЗН до декількох масштабів висот. У той же час у рамках секторного наближення вважається, що гідродинаміка течії із центра вибуху розвивається так, як у випадку сферичного вибуху в середовищі з розподілом густини, що відповідає розподілу у вибраному секторі. Тому секторне наближення точніше [3]. В нашому 2D та 3D підході еволюція ЗН на адіабатичній, перехідній та радіаційній стадіях описуватиметься в рамках секторного наближення, як це детально описано в роботах [3, 20] для адіабатичної стадії. При цьому параметри течії в кінці кожної стадії стають початковими параметрами для наступної стадії. Розглянемо особливості та аналітичний опис кожної стадії окремо.

Адіабатична стадія еволюції. Наближений аналітичний метод опису адіабатичної стадії в середовищі із великомасштабним градієнтом густини розроблений нами в роботах [3, 20]. Крім згаданого вище секторного наближення, він ґрунтується на одночасному використанні лагранжевих і ейлерових змінних для опису течії плазми. Для опису руху фронту сильної одновимірної (плоскої, циліндричної чи сферичної) адіабатичної ударної хвилі в середовищі з довільним розподілом густини використовуємо апроксимацію [5, 7]

$$\frac{dR}{dt} = D(R) = \text{const} [\rho_0(R) R^{N+1}]^{-k}, \quad (1)$$

$$k = \begin{cases} 1/2 & \text{для } m(R) \leq N + 1, \\ 1/5 & \text{для } m(R) > N + 1, \end{cases} \quad (2)$$

де R — відстань від місця вибуху, $\rho_0(R)$ — довільний початковий розподіл густини зовнішнього середовища, $m(R) = -d \ln \rho_0(R) / d \ln R$, $N = 0, 1, 2$ для плоских, циліндричних і сферичних ударних хвиль відповідно.

Оскільки у всіх фізично реалістичних випадках $m(0) = 0$, тобто початковий етап поширення ударної хвилі завжди описується автотельним розв'язком Л. І. Седова для однорідного середовища, то для області сповільнення з рівнянь (1), (2) отримуємо апроксимаційну формулу для швидкості ударної хвилі:

$$D(R) \approx D_D(R) = \frac{2}{3 + N} \left(\frac{E}{\alpha_A(N, \gamma) \rho_0(R)} \right)^{1/2} R^{-(N+1)/2}, \quad (3)$$

де $\alpha_A(N, \gamma)$ — автотельна постійна (для однорідного середовища $\alpha_A(2, 5/3) = 0.4936$). Якщо розподіл густини такий, що існує область прискорення з $m(R) > N + 1$, яка починається з віддалі R_1 , де $m(R_1) = N + 1$, то апроксимаційна формула для швидкості УХ в ній запишеться у вигляді

$$D_A(R, R_1) \approx D_D(R_1) \left[\frac{\rho_0(R_1) R_1^{N+1}}{\rho_0(R) R^{N+1}} \right]^{1/5}, \quad (4)$$

де $D_D(R_1)$ визначається з виразу (3). Якщо розподіл густини такий, що існує перехід з області прискорення з $m(R) > N + 1$ до області сповільнення, де $m(R) \leq N + 1$, то початку етапу сповільнення ще відповідає значення $k = 1/5$, і тільки коли величина назгрібанної маси наблизиться до тієї, яка була на початку етапу гальмування, подальше сповільнення характеризується значенням $k = 1/2$. Тому загальна формула для швидкості УХ, яка враховує

всі три відмічені вище особливості, має вигляд [3]

$$D(R) = \begin{cases} D_D(R) & \text{для } 0 \leq R \leq R_1, \\ \min [D_A(R; R_{2n-1}); D_D(R)] & \text{для } R_{2n-1} < R < R_{2n+1}, \end{cases} \quad (5)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$; R_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) — нулі функції $m(R)$ — $(N + 1)$ (точки зміни режимів руху УХ) — в порядку збільшення R на інтервалі $0, \infty$.

Вибрана в (5) умова переходу між режимами сповільнення з $k = 1/5$ і $k = 1/2$ при $D(R) = D_D(R)$ забезпечує вихід на автотельний режим [11] в області його існування (при великих R) при довільній поведінці густини в неавтотельній області (при малих R). Рівняння траєкторії руху УХ:

$$t = \int_0^R \frac{dR}{D(R)}, \quad (6)$$

де t — час досягнення УХ точки з координатою R . У випадку багатовимірного розподілу густини розрахунок еволюції профілю УХ проводиться в межах секторного наближення: тривимірна область розбивається на необхідну кількість секторів, і для кожного з них інтегрується рівняння траєкторії (6). При цьому враховується можлива залежність величини енергії $E(\varphi, \theta)$ вибуху в секторі від його орієнтації (у випадку несферичного вибуху) шляхом заміни E на $2\pi N E(\varphi, \theta)$, $N = 1, 2$. Якщо інтеграл (6) в явному вигляді не береться, зручніше провести числове інтегрування рівняння (1), записаного у формі

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= D, \\ \frac{dD}{dt} &= k \frac{D^2}{R} [m(R) - (N + 1)]. \end{aligned}$$

Приклади адіабатичної стадії еволюції фронту ударної хвилі в неоднорідному середовищі та при анізотропному вибуху приведені на рис. 1—3.

Перехідна стадія еволюції. Радіаційні втрати приводять до відхилення від автотельності течії аж до появи першого холодного елемента — зародження холодної оболонки — в момент часу t_{tr} , коли час висвічування $t_c = \varepsilon(T_s, \rho_s) / \Lambda(T_s, \rho_s)$ елемента газу з внутрішньою енергією ε та функцією висвічування $\Lambda(T_s, \rho_s)$ стає рівним віку ЗН [15, 16]:

$$t_{tr} = t_c = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n^{-9/17} \text{ років}, \quad (7)$$

де індекс «s» вказує на значення величин на фронті ударної хвилі, E_{51} — енергія вибуху наднової в одиницях 10^{51} ерг, $n = \rho_0(0) / 1.4 m_p$ — концентрація атомів водню в МЗС, m_p — маса протона. Із розрахунку попередньої адіабатичної стадії знайдемо радіус $R_{tr} = R(t_{tr})$ та швидкість $D_{tr} = D(t_{tr})$ ударної хвилі в момент закінчення адіабатичної стадії.

В подальшому, як показано в роботах [4, 26], маса оболонки збільшується за рахунок охолодження у зворотній ударній хвилі налітаючого на внутрішній край оболонки гарячого газу ЗН та приєднання до неї назгрібаного газу МЗС. Відповідно до [4, 26] оболонка на перехідній стадії рухатиметься з приблизно постійною швидкістю:

$$V_{sh} = \frac{2}{\gamma + 1 + \sqrt{\gamma^2 - 1}} D_{tr} = \frac{1}{2} D_{tr} = \text{const} \quad (8)$$

для показника адіабати $\gamma = 5/3$. Завершиться перехідна стадія (і розпочнеться традиційна радіаційна стадія) в момент, коли гарячий газ на внутрішній границі оболонки перестане ефективно охолоджуватись і поповнювати

оболонку. Оскільки охолодженню піддаються шари, що відповідають зовнішнім п'яти відсоткам ($\alpha = 0.05$) радіуса ударної хвилі на початку перехідної стадії $\Delta r = \alpha R_{tr}$ [15], то тривалість перехідної фази визначається з умови, що за час Δt найдаальший елемент гарячого газу з відстані Δr , рухаючись із швидкістю газу за фронтом ударної хвилі $v_{sw} = 2/(\gamma + 1)D$, дожене оболонку:

$$t_{sf} = t_{tr} + \Delta t = t_{tr} + \alpha R_{tr}/(v_{sw} - V_{sh}) \sim 10\alpha t_{tr}, \quad (9)$$

а координата оболонки в момент завершення перехідної стадії буде рівною

$$R_{sf} = R_{tr} + V_{sh}\Delta t = R_{tr}(1 + 2\alpha) \quad (10)$$

при швидкості оболонки $V_{sh} = \frac{1}{2}D_{tr}$. Положення границь між адіабатичною та перехідною стадіями і між перехідною та радіаційною стадіями приведено на рис. 1—3 штриховими лініями.

Радіаційна стадія еволюції. На початок радіаційної стадії $t = t_{sf}$ оболонка з масою M_{sh} та швидкістю V_{sh} перебуває на відстані R_{sf} і штовхається гарячим газом з тепловою енергією W та тиском $P_{in} = 3(\gamma - 1)W/(4\pi R_{sf}^3)$ [4]. Рух оболонки описуватиметься законами збереження її маси, імпульсу та теплової енергії гарячого газу:

$$\frac{d}{dt} M_{sh} = 4\pi R_{sh}^2 V_{sh} \rho_0, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} (M_{sh} V_{sh}) = 4\pi R_{sh}^2 P_{in}, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt} W = -4\pi R_{sh}^2 V_{sh} P_{in}. \quad (13)$$

Для довільного розподілу густини МЗС рівняння динаміки оболонки розв'язуються чисельно, а у випадку однорідного середовища є аналітичні розв'язки [10, 12, 14] в параметричному вигляді $t = t(R_{sh})$. Для наближених оцінок можна також скористатись апроксимацією чисельних розрахунків швидкості оболонки на радіаційній стадії [15]:

$$V_{sh}(t) = V_{sh}(t_{sf})(t/t_{sf})^{1/3}. \quad (14)$$

Таким чином, приведені вище формули дають змогу відтворити еволюцію залишків Наднових в МЗС з довільним неоднорідним розподілом густини. В нашій роботі обмежимося розрахунком впливу радіаційних процесів на еволюцію 2D профілів 3N в різних типах неоднорідності МЗС. Аналітичне наближення для розрахунку параметрів плазми всередині таких 3N приведене в роботах [3, 4, 20].

2D-МОДЕЛЬ ЕВОЛЮЦІЇ 3N В МЗС З ЕКСПОНЕНЦІЙНИМ ЗМЕНШЕННЯМ ГУСТИНИ

Прикладом неоднорідності, яку можна очікувати в околі попередника Наднової, є експоненційний розподіл густини:

$$\rho_0(\mathbf{R}) = \rho_0(0) \exp\left(-\frac{R}{H} \cos\theta\right), \quad (15)$$

де θ — кут між напрямком максимального зменшення густини та вектором \mathbf{R} , H — висота однорідної атмосфери. Розподіл (15) описує зміну густини

галактичного диску з висотою $z = R\cos\theta$, ним також можна апроксимувати розподіл густини на периферії міжзоряних хмар. В безрозмірних змінних $R^* = R/H$, $z^* = R^*\cos\theta$, $\tau = t/t_m$, де

$$t_m = \left(\frac{\alpha\rho_0(0)H^5}{E} \right)^{1/2} = 18E_{51}^{-1/2}n^{1/2} [\text{см}^{-3}]H^{5/2} [\text{пк}] \text{ років},$$

динаміка адіабатичної ударної хвилі універсальна (однакова) для довільних значень величин E , $\rho_0(0)$ та H .

Перехідна стадія для напрямку θ з місця вибуху Наднової починається в момент часу, заданий рівнянням $t_{tr}(\theta) = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n(R_{tr}, \theta)^{-9/17}$ років, де $n(R, \theta) = n_0 \exp(-R(t, \theta)\cos(\theta)/H)$, або

$$t_{tr}(\theta) = t_0 \exp(9R(t_{tr}, \theta)\cos(\theta)/17H), \quad (16)$$

де $t_0 = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n^{-9/17}$ років, і закінчується у момент t_{sf} відповідно до виразу (9). Для траєкторії оболонки на перехідній стадії отримуємо

$$R(t, \theta) = R(t_{tr}(\theta), \theta) + \frac{1}{2} D(t_{tr}(\theta), \theta)(t - t_{tr}(\theta)). \quad (17)$$

Радіаційна стадія для вибраного напрямку θ розпочинається у момент часу $t_{sf}(\theta)$ і може бути відслідкована тільки шляхом розв'язку системи диференціальних рівнянь (11)—(13). Результати таких розрахунків приведені на рис. 1. Як бачимо, неоднорідність середовища приводить до різного часу початку перехідної та радіаційної стадій в різних напрямках, так що одночасно різні ділянки ЗН перебуватимуть на різних еволюційних стадіях. Більше того, для достатньо малих масштабів висот H частина ЗН, що поширюється в напрямку зменшення густини, взагалі може не виходити на перехідну та радіаційні стадії, тоді як частини ЗН, що поширюються в напрямку градієнта густини, швидко виходять на радіаційну стадію.

2D-МОДЕЛЬ ЕВОЛЮЦІЇ ЗН ПРИ ВИБУХОВІ НАДНОВОЇ БІЛЯ ГРАНИЦІ РОЗДІЛУ ДВОХ ФАЗ МЗС

Спостережні несферичні форми ряду залишків Наднових (Петля Лебеда, VRO 42.05.01 тощо) пояснюються спалахом Наднової біля області стрибка густини міжзоряного середовища, обумовленого контактом холодної та гарячої фаз. Якщо густини газу в обох фазах постійні та рівні ρ_1 і ρ_2 , то рівняння для адіабатичної стадії еволюції залишку розв'язуються аналітично. При цьому в безрозмірних змінних з $H = z_1$, де z_1 — відстань Наднової від границі розділу фаз, вільним параметром є відношення густин ρ_1/ρ_2 . Очевидно, що форма фронту ударної хвилі в кожен момент часу буде осесиметричною. Більше того, якщо ввести нові змінні $\eta = R^*|\cos\theta|$, $\xi = \tau|\cos\theta|^{(3+N)/2}$, де θ — кут між розглядуваним напрямком з центру вибуху та нормаллю до поверхні розриву, R^* та τ — безрозмірні координати фронту ударної хвилі та час при $H = z_1$, то в нових змінних, профіль ударної хвилі на адіабатичній стадії еволюції не залежить явно від θ , і для довільного моменту часу знайдений в роботі [6]. Знайдемо доповнення розв'язку на випадки перехідної та радіаційної стадії. Для цього введемо функції безрозмірного радіуса від безрозмірного часу, що відповідають різним етапам руху фронту ударної хвилі в МЗС:

$$\eta_1(\xi) = \xi^{2/N+3},$$

$$\eta_2(\xi) = \left[\frac{2(N+6)}{5(N+3)} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/5} (\xi - 1) + 1 \right]^{\frac{5}{N+6}},$$

$$\eta_3(\xi) = \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2} (\xi - \xi_c) + \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\frac{N+3}{2(N+1)}} \right]^{\frac{2}{N+3}},$$

$$\eta_4(\xi) = \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2} (\xi - 1) + 1 \right]^{\frac{2}{N+3}}.$$

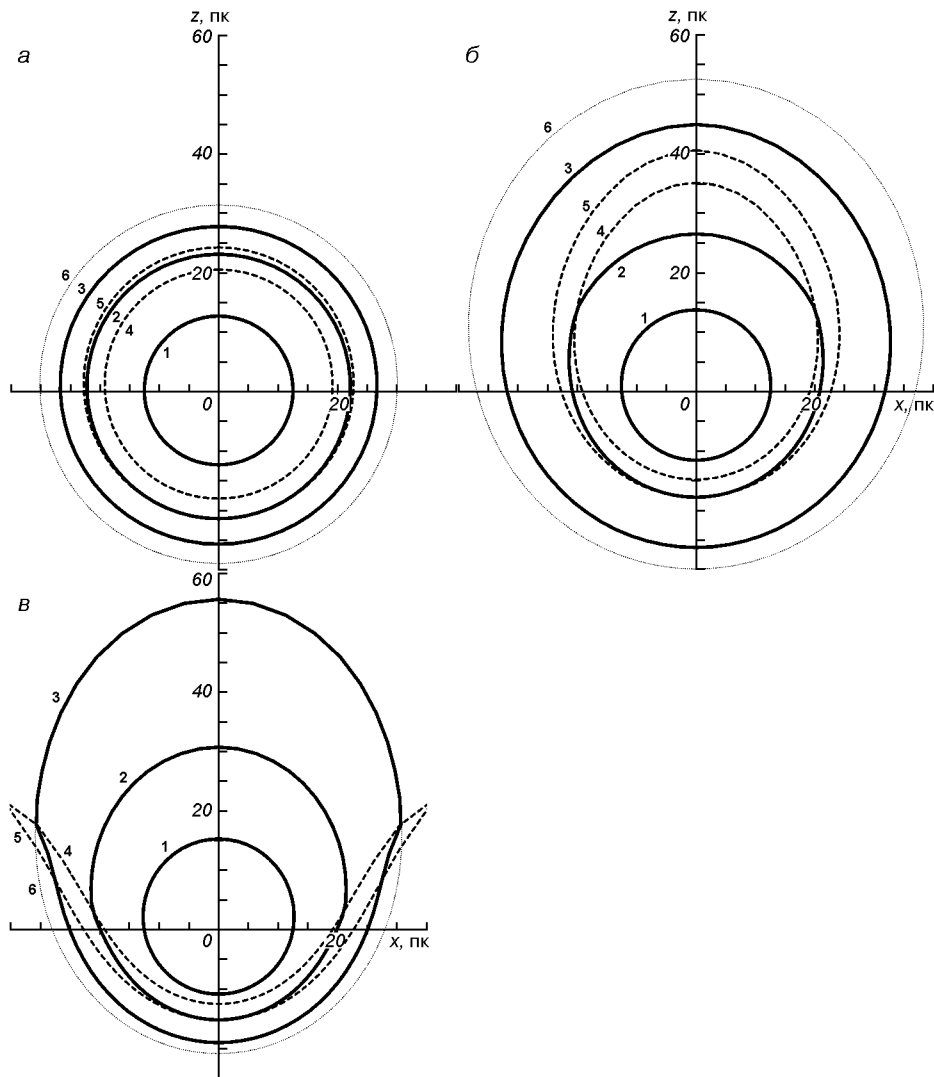


Рис. 1. Еволюція профілю фронту ударної хвилі ЗН в неоднорідному середовищі з експоненційним розподілом густини для $E = 10^{44}$ Дж, $n = 1 \text{ см}^{-3}$ та різних масштабів висот H . Лінії 1, 2 та 3 відповідають моментам часу t_1 , t_2 та t_3 . Лінії 4 та 5 відповідають відстаням, на яких розпочинається і закінчується перехідна стадія для певного кута θ ; лінія 6 — профіль фронту ударної хвилі без врахування перехідної стадії для часу t_3 : а — $H = 100$ пк, $t_1 = 10000$ р., $t_2 = 51840$ р. та $t_3 = 90000$ р.; б — $H = 20$ пк, $t_1 = 10000$ р., $t_2 = 41620$ р., $t_3 = 150000$ р.; в — $H = 10$ пк, $t_1 = 10000$ р., $t_2 = 34500$ р., $t_3 = 75000$ р.

Тоді для спалаху Наднової в більш густому середовищі $\rho_1/\rho_2 > 1$ отримаємо:

1а) для кутів $0 \leq \theta < \pi/2$ і $\xi_{tr} > \xi_c$ —

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \eta_1(\xi) & 0 < \xi \leq 1, \\ \eta_2(\xi) & 1 < \xi \leq \xi_c, \\ \eta_3(\xi) & \xi_c < \xi \leq \xi_{tr}, \\ \eta_3(\xi_{tr}) + \frac{\xi - \xi_{tr}}{N + 3} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{1/2} \eta_3(\xi_{tr})^{-1} & \xi_{tr} < \xi \leq \xi_{sf}, \\ \eta(\xi_{sf}) + A[(\xi/\xi_{sf})^{1/3} - 1] & \xi_{sf} < \xi. \end{cases}$$

1б) для кутів $0 \leq \theta < \pi/2$ і $1 < \xi_{tr} < \xi_c$ —

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \eta_1(\xi) & 0 < \xi \leq 1, \\ \eta_2(\xi) & 1 < \xi \leq \xi_{tr}, \\ \eta_2(\xi_{tr}) + \frac{\xi - \xi_{tr}}{N + 3} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{1/5} \eta_2(\xi_{tr})^{-1} & \xi_{tr} < \xi \leq \xi_{sf}, \\ \eta(\xi_{sf}) + A[(\xi/\xi_{sf})^{1/3} - 1] & \xi_{sf} < \xi. \end{cases}$$

2) для кутів $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ —

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \eta_1(\xi) & 0 < \xi \leq \xi_{tr}, \\ \eta_1(\xi_{tr}) + \frac{\xi - \xi_{tr}}{N + 3} \eta_1(\xi_{tr})^{-1} & \xi_{tr} < \xi \leq \xi_{sf}, \\ \eta(\xi_{sf}) + A[(\xi/\xi_{sf})^{1/3} - 1] & \xi_{sf} < \xi. \end{cases}$$

У випадку спалаху Наднової в менш густому середовищі $\rho_1/\rho_2 < 1$ отримуємо:

1) для кутів $0 \leq \theta < \pi/2$ і $\xi_{tr} > 1$ —

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \eta_1(\xi) & 0 < \xi \leq 1, \\ \eta_4(\xi) & 1 < \xi \leq \xi_{tr}, \\ \eta_4(\xi_{tr}) + \frac{\xi - \xi_{tr}}{N + 3} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{1/2} \eta_4(\xi_{tr})^{-1} & \xi_{tr} < \xi \leq \xi_{sf}, \\ \eta(\xi_{sf}) + A[(\xi/\xi_{sf})^{1/3} - 1] & \xi_{sf} < \xi. \end{cases}$$

2) для кутів $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ —

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \eta_1(\xi) & 0 < \xi \leq \xi_{tr}, \\ \eta_1(\xi_{tr}) + \frac{\xi - \xi_{tr}}{N + 3} \eta_1(\xi_{tr})^{-1} & \xi_{tr} < \xi \leq \xi_{sf}, \\ \eta(\xi_{sf}) + A[(\xi/\xi_{sf})^{1/3} - 1] & \xi_{sf} < \xi. \end{cases}$$

Тут

$$\xi_c = 1 + \frac{5(N+3)}{2(N+6)} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{-1/5} \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\frac{N+6}{5(N+1)}} - 1 \right],$$

$$\xi_{tr} = \frac{t_{tr}(\theta)}{t_m} |\cos\theta|^{(N+3)/2},$$

$$\xi_{sf} = \frac{t_{sf}(\theta)}{t_m} |\cos\theta|^{(N+3)/2}$$

— відповідно безрозмірні часи зміни режиму сповільнення ударної хвилі, початку перехідної та радіаційної стадій; $t_{tr}(\theta)$ —

$$t_{tr}(\theta) = \begin{cases} t_{tr,1} & \theta \geq \theta_1, \\ \max(t_0(\theta), t_{tr,2}) & \theta < \theta_1, \end{cases}$$

(де $t_{tr,1} = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n_1^{-9/17}$ років, $t_{tr,2} = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n_2^{-9/17}$ років) — момент початку перехідної стадії, якщо б вибух відбувся в фазах 1 та 2 відповідно, $t_0(\theta) = t_m |\cos\theta|^{(N+3)/2}$ — час руху ударної хвилі до границі розділу фаз.

$$A = 3V_{sh} t_{sf} \cos\theta / H = 6(0.1 + \alpha) \eta(t_{tr}) = 0.9\eta(t_{tr}) \quad \text{при } \alpha = 0.05.$$

Скінченна тривалість перехідної стадії не дозволяє коректно прорахувати перехід оболонки через стрибок для напрямків, коли перехідна стадія починається у фазі 1, а закінчується у фазі 2, або коли час охолодження у фазі 2 менший за типовий час перебудови фронту ударної хвилі після переходу через стрибок. Тому для відповідних напрямків між кутами θ_1 та θ_2 початок перехідної та радіаційної стадій визначався лінійною інтерполяцією сусідніх значень. Тут

$$\theta_1 = \arccos\left(\frac{H}{R(t_{tr,1})}\right)$$

при вибуху у більш густому середовищі, а для вибуху у менш густому середовищі θ_1 визначається з умови

$$1 - \frac{R(t_0(\theta_1))}{R(t_{tr,2})} = 0.1,$$

$$\theta_2 = \arccos\left(\frac{H}{R(t_{sf,1})}\right).$$

На рис. 2 представлено еволюцію профілів залишку у випадку вибуху біля зони розділу фаз МЗС. Видно, що різні частини залишку можуть перебувати на різних стадіях еволюції, але на відміну від вибуху при експоненціальному розподілі густини ми спостерігаємо більш чітку границю між різними стадіями.

2D-МОДЕЛЬ ЕВОЛЮЦІЇ ЗН В ОДНОРІДНОМУ МЗС ПРИ АНІЗОТРОПНОМУ ВИБУХУ НАДНОВОЇ

Останнім часом все частіше дискутуються питання про анізотропний характер виділення енергії при спалахах Наднових [1, 3]. Спостереження і теоретичне моделювання (наприклад, в рамках магніторотаційної моделі [2]) вказують на те, що виділення енергії має анізотропний характер. Еволюцію залишку Наднової в однорідному середовищі при осесиметричному розподілі енергії вибуху $4\pi E(\theta) = f(\theta)E_0$, аналогічно до випадку спалаху біля границі фаз, можна записати в аналітичному вигляді у безрозмірних

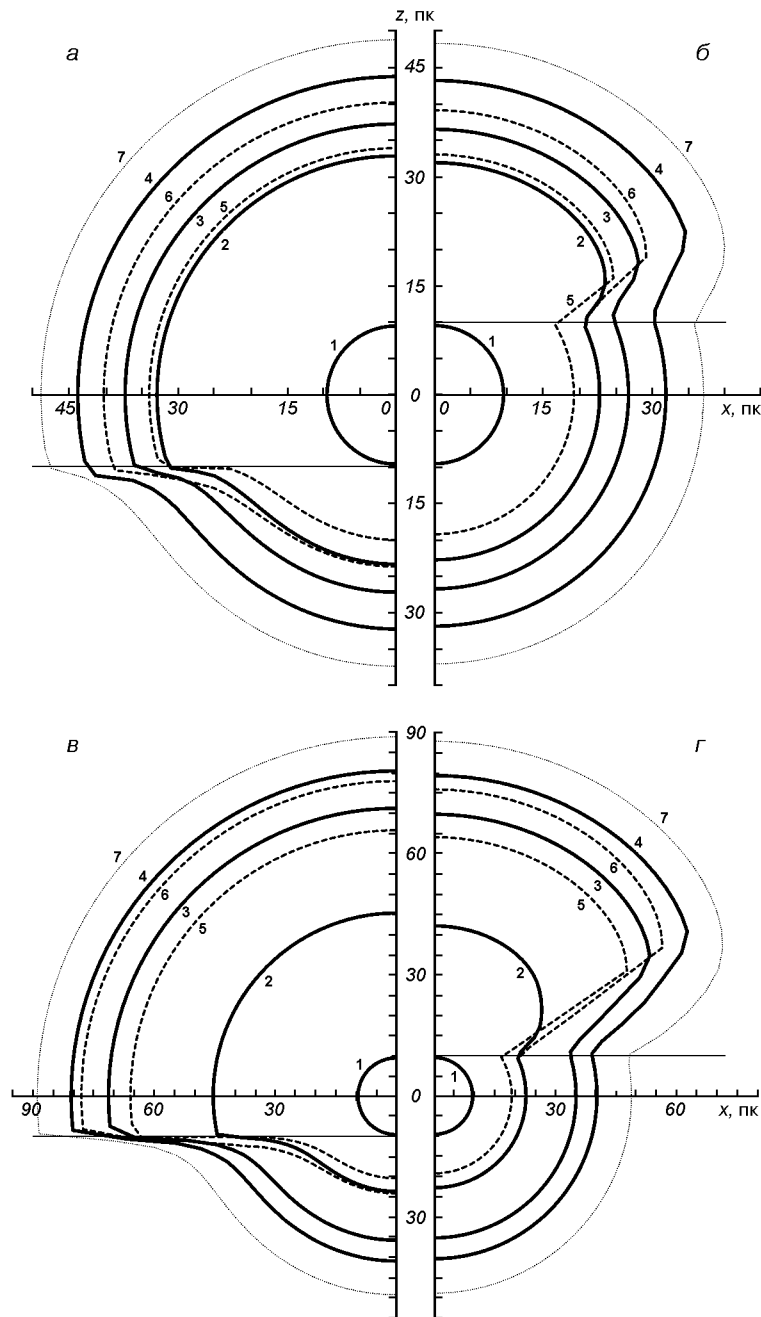


Рис. 2. Еволюція профілю фронту ударної хвилі ЗН біля межі розділу фаз МЗС для $E = 10^{44}$ Дж та $H = 10$ пк. Лінії 1, 2, 3 та 4 відповідають моментам часу t_1, t_2, t_3 та t_4 ; лінії 5 та 6 відповідають відстаням, на яких розпочинається і закінчується перехідна стадія для певного кута θ ; лінія 7 — профіль фронту ударної хвилі без врахування перехідної стадії для часу t_4 : а — вибух у більш густому середовищі ($n_1/n_2 = 4$, $t_1 = 5000$ р., $t_2 = 55750$ р., $t_3 = 90000$ р., $t_4 = 150000$ р.); б — вибух у менш густому середовищі ($n_1/n_2 = 1/4$, $t_1 = 2500$ р., $t_2 = 55750$ р., $t_3 = 90000$ р., $t_4 = 150000$ р.); в — вибух у більш густому середовищі ($n_1/n_2 = 20$, $t_1 = 5000$ р., $t_2 = 55750$ р., $t_3 = 200000$ р., $t_4 = 300000$ р.); г — вибух у менш густому середовищі ($n_1/n_2 = 1/20$, $t_1 = 1120$ р., $t_2 = 55750$ р., $t_3 = 200000$ р., $t_4 = 300000$ р.)

змінних. Якщо $\eta = R^* f(\theta)$, $\xi = \tau f(\theta)^{1/2}$, де R^* та τ — безрозмірні координата фронту ударної хвилі та час при деякому H , рівняння профілю ударної хвилі не залежатимуть явно від θ і в довільний момент часу матимуть вигляд

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \eta_1(\xi) & 0 < \xi \leq \xi_{tr}, \\ \eta_1(\xi_{tr}) + \frac{\xi - \xi_{tr}}{N + 3} \eta_1(\xi_{tr})^{-1} & \xi_{tr} < \xi \leq \xi_{sf}, \\ \eta(\xi_{sf}) + A[(\xi/\xi_{sf})^{1/3} - 1] & \xi_{sf} < \xi. \end{cases}$$

де

$$\xi_{tr} = \frac{t_{tr}(\theta)}{t_m} |\cos\theta|^{(N+3)/2},$$

$$\xi_{sf} = \frac{t_{sf}(\theta)}{t_m} |\cos\theta|^{(N+3)/2},$$

$$t_{tr}(\theta) = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}(\theta)^{4/17} n^{-9/17} \text{ років},$$

$$A = 3V_{sh} t_{sf} \cos\theta / H = 6(0.1 + \alpha) \eta(t_{tr}) = 0.9 \eta(t_{tr}) \text{ при } \alpha = 0.05.$$

Ми прийняли $f(\theta) = 1 + 2(\theta - \pi/2)^2$.

Результати еволюції такого ЗН зображені на рис. 3.

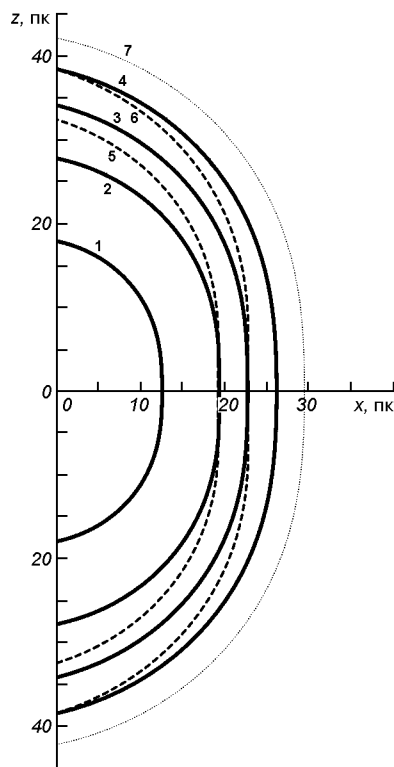


Рис. 3. Еволюція профілю фронту ударної хвилі ЗН у випадку анізотропного вибуху з $E = 10^{44}$ Дж та $f(\theta) = (1 + 2(\theta - \pi/2)^2)$, $n = 1 \text{ см}^{-3}$. Лінії 1, 2, 3 та 4 відповідають моментам часу $t_1 = 10000$ р., $t_2 = 30000$ р., $t_3 = 55750$ р. та $t_4 = 85000$ р. Лінії 5 та 6 відповідають відстаням, на яких розпочинається і закінчується перехідна стадія для певного кута θ . Лінія 7 — профіль фронту ударної хвилі без врахування перехідної стадії для часу $t_4 = 85000$ р.

**СПОСТЕРЕЖНІ ПРОЯВИ АНІЗОТРОПНИХ ЗН
ІЗ ЗМІШАНИМИ ЕВОЛЮЦІЙНИМИ СТАДІЯМИ**

Сферичний спалах Наднової в однорідному середовищі породжує ЗН сферичної форми із ізотропним відносно центра вибуху розподілом параметрів гарячого газу всередині залишку. Неізотропність спостережних параметрів таких залишків — яскравості в різних діапазонах, температури плазми тощо може спричинятись неврахованим тут регулярним компонентом магнітного поля чи особливостями поглинання в МЗС, що екранує ЗН. Наявність в МЗС невеликих (парсекових) хмар нейтрального чи молекулярного водню не призведе до помітної анізотропії. Однак основними причинами анізотропії для більшості ЗН залишаються несферичність вибуху Наднової та неоднорідність (градієнт густини) МЗС. Спостережні прояви такої анізотропії детально досліджувались на прикладі ЗН, що перебувають на адиабатичній стадії еволюції [3, 20]. З розрахунків еволюції ЗН, проведених вище, випливає, що додатковою суттєвою причиною появи анізотропії характеристик ЗН є одночасна наявність в ЗН секторів, які перебувають на різних еволюційних стадіях. Як показано в [4, 26] для сферичних ЗН, під час перехідної стадії послаблюється теплове рентгенівське випромінювання ЗН внаслідок охолодження гарячого прифронтного газу всередині ЗН. Одночасно посилюється нетеплове гама-випромінювання в гігаелектрон-вольтовому діапазоні, породжуване розпадом π^0 -мезонів, утворених при непружних зіткненнях прискорених на фронті ударної хвилі частинок (космічних променів) з тепловими частинками-мішенями плазми ЗН, оскільки разом з формуванням холодної оболонки зростає концентрація частинок-мішеней. В розглянутих вище випадках анізотропних ЗН перехідна стадія вперше виникає в напрямку градієнта густини (рис. 1) чи в напрямку мінімальної енергії вибуху (рис. 3). Тому анізотропія, пов'язана з формуванням холодної оболонки, виникне спочатку тільки для цього напрямку, і з часом поширюватиметься на все більші кути. Більше того, коли в напрямку градієнта чи мінімальної енергії вибуху перехід на радіаційну стадію завершиться, в сусідніх секторах перехідна стадія триватиме, а в деяких випадках (див. рис. 1) взагалі не почнеться, або, в більш реалістичній моделі з ненульовою асимптотикою, розпочнеться дуже пізно. Тому особливості гідродинаміки несферичних ЗН на перехідній та радіаційній стадіях вносять суттєвий вклад у появу анізотропії розподілу спостережних параметрів ЗН і повинні враховуватись при моделюванні еволюції ЗН та при інтерпретації спостережних даних.

ВИСНОВКИ

Характерною властивістю несферичних анізотропних ЗН є одночасність зміни еволюційних стадій в різних частинах ЗН. Це призводить до одночасної наявності в одному залишку зон (секторів, якщо дивитись із центра вибуху Наднової), які перебувають на різних еволюційних стадіях. Спостережні прояви таких ЗН включатимуть ознаки різних стадій та зумовлять суттєву анізотропію ЗН. Ми дослідили еволюцію ЗН для різних випадків неоднорідності МЗС та з урахуванням можливого анізотропного енерговиділення при спалаху Наднової. Показано, що неоднорідність МЗС та несферичність вибуху Наднової призводять до різного темпу еволюції в різних секторах ЗН, так що в одному залишку одночасно є області, які перебувають на різних еволюційних стадіях — адиабатичній, перехідній та радіаційній. Це зумовлює анізотропію спостережуваних характеристик ЗН та служить додатковим джерелом інформації про особливості спалаху

Наднової та характеристики МЗС в околі спалаху. Запропонований в роботі аналітичний метод розрахунку 2D- та 3D-еволюції ЗН в неоднорідному середовищі та аналітичний опис еволюції ЗН у випадках ізотропного вибуху біля границі двох фаз та анізотропного вибуху в однорідному середовищі будуть корисними для моделювання та інтерпретації спостережуваних даних конкретних ЗН.

Ця робота була підтримана Швейцарським національним науковим фондом та Швейцарським агентством з розвитку та співпраці в рамках програми SCOPES — Наукової співпраці між Східною Європою та Швейцарією.

І. Тележинський дякує гранту ІНТАС 061000014-6348 за фінансову підтримку молодих вчених.

1. *Бисноватый-Коган Г. С., Блинников С. Н.* Сферизация остатков несимметричного взрыва сверхновой в однородной среде // *Астрон. журн.*—1982.—**59**, № 5.—С. 876—888.
2. *Бисноватый-Коган Г. С., Моисеенко С. Г.* Нарушение зеркальной симметрии магнитного поля во вращающихся звездах и возможные астрофизические проявления // *Астрон. журн.*—1992.—**69**, № 3.—С. 813—816.
3. *Гнатик Б. І., Петрук О. Л.* Новий наближений аналітичний метод розрахунку точкового вибуху в неоднорідному середовищі та його застосування до моделювання рентгенівського випромінювання тривимірних залишків Наднових зір // *Кинематика и физика небес.* тел.—1996.—**12**, № 3.—С. 44—64.
4. *Гнатик Б., Петрук О., Тележинський І.* Перехід залишків Наднових з адіабатичної до радіаційної стадії еволюції. Аналітичний опис // *Кинематика и физика небес.* тел.—2007.—**23**, № 4.—С. 195—206.
5. *Гнатик Б. И.* Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородной среде. Аналитический подход // *Астрофизика.*—1987.—**26**, № 1.—С. 113—128.
6. *Гнатик Б. И.* Эволюция остатков вспышек Сверхновых звезд в Межзвездной среде с крупномасштабным градиентом плотности // *Письма в Астрон. журн.*—1988.—**14**, № 3.—С. 725—726.
7. *Климишин И. А., Гнатик Б. И.* О законе движения сильных ударных волн в оболочках звезд // *Астрофизика.*—1981.—**17**, № 3.—С. 547—555.
8. *Компанеец А. С.* Точечный взрыв в неоднородной среде // *Докл. АН СССР.*—1960.—**130**, № 5.—С. 1001—1003.
9. *Лозинская Т. А.* Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом Галактики. — М.: Наука, 1986.—304 с.
10. *Пасько В. П., Силич С. А.* К теории распространения сильных ударных волн в неоднородных гравитирующих средах. II. Радиационная стадия // *Кинематика и физика небес.* тел.—1986.—**2**, № 3.—С. 15—21.
11. *Семенов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977.—448 с.
12. *Bandiera R., Petruk O.* Analytic solutions for the evolution of radiative supernova remnants // *Astron. and Astrophys.*—2004.—**419**, N 1.—P. 419—423.
13. *Bisnovatyi-Kogan G., Silich S.* Shock-wave propagation in the nonuniform interstellar medium // *Rev. Mod. Phys.*—1995.—**67**, N 3.—P. 661—712.
14. *Blinnikov S. I., Imshennik V. S., Utrobin V. P.* The Cygnus Superbubble as the remnant of a peculiar supernova // *Sov. Astron. Let.*—1982.—**8**.—P. 361—365.
15. *Blondin J. M., Wright E. B., Borkowski K. J., Reynolds S. P.* Transition to the radiative phase in Supernova remnants // *Astrophys. J.*—1998.—**500**, N 1.—P. 342—354.
16. *Cioffi D. F., McKee C. F., Bertschinger E.* Dynamics of radiative supernova remnants // *Astrophys. J.*—1988.—**334**, N 1.—P. 252—265.
17. *Erlykin A. D., Wolfendale A. W.* The origin of cosmic rays // *J. Phys. G: Nucl. Phys.*—2005.—**31**.—P. 1475—1498.
18. *Erlykin A. D., Wolfendale A. W.* The nature of the 'knee' in the cosmic ray energy spectrum // *J. Phys. G: Nucl. Phys.*—2006.—**32**.—P. 1—8.
19. *Funk S., Hinton J. A., Moriguchi Y., et al.* XMM-Newton observations of HESS J1813-178 reveal a composite Supernova remnant // *Astron. and Astrophys.*—2007.—**470**, N 1.—P. 249—257.
20. *Hnatyk B., Petruk O.* Evolution of supernova remnants in the interstellar medium with a large-scale density gradient. I. General properties of the morphological evolution and X-ray emission // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**344**.—P. 295—309.

21. *Huang C.-Y., Park S.-E., Pohl M., Daniels C. D.* GAMMA-rays produced in cosmic-ray interactions and the TeV-band spectrum of RX J1713-3946 // *Astropart. Phys.*—2007.—27, N 5.—P. 429—439.
22. *Maciejewski W., Cox D. P.* Supernova remnant in a stratified medium: explicit, analytical approximations for adiabatic expansion and radiative cooling // *Astrophys. J.*—1999.—511, N 2.—P. 792—797.
23. *McKee C. F., Ostriker J. P.* A theory of the interstellar medium — Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate // *Astrophys. J.*—1977.—218, N 1.—P. 148—169.
24. *Petruk O.* On the transition of the adiabatic supernova remnant to the radiative stage in a nonuniform interstellar medium // *J. Phys. Stud.*—2005.—9, N 4.—P. 364—373.
25. *Shelton R. L., Cox D. P., Maciejewski W., et al.* Modeling W44 as a supernova remnant in a density gradient with a partially formed dense shell and thermal conduction in the hot interior. II. The hydrodynamic models // *Astrophys. J.*—1999.—524, N 1.—P. 192—212.
26. *Tezhinsky I., Hnatyk B.* High energy signatures of post-adiabatic supernova remnants // *Proceedings of IS CRA 2006.* — Erice, Italy, 2007.

Надійшла до редакції 19.03.07