

## ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ПОСТАДІЯБАТИЧНИХ ЗАЛИШКІВ НАДНОВИХ

Б. Гнатик, І. Тележинський

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

(Отримано 30 серпня 2007 р.)

Залишки Наднових (ЗН) вважають найперспективнішими кандидатами на прискорення галактичних космічних променів (КП) до енергій  $10^{14}$ – $10^{15}$  еВ. Однак прямі докази прискорення адронів у ЗН все ще відсутні. Дуже суттєвим свідченням адронного прискорення в ЗН є потік гамма-випромінювання від розпаду  $\pi^0$ -мезонів, породжених у зіткненнях релятивістських адронів (протонів тощо) з протонами міжзоряного середовища (МЗС). У нашій роботі ми розраховуємо очікуваний потік гамма-випромінювання від ЗН, що перебувають на перехідній (від адіабатичної до радіаційної) стадії еволюції. Показано, що формування щільної оболонки під час перехідної стадії супроводжується зростанням гамма-потіку внаслідок зростання густини протонів-мішеней та енергії КП в новонароджуваній оболонці. Ми застосовуємо нашу модель до пояснення гамма-випромінювання оболонкоподібних ЗН, зафіксованого недавно гамма-телескопом H.E.S.S.

**Ключові слова:** залишки наднових, гамма-випромінювання, гідродинаміка, міжзоряне середовище.

PACS number(s): 98.38.Mz, 98.70.Rz, 95.30.Lz

### І. ВСТУП

Незважаючи на майже столітню історію досліджень, проблема походження спостережуваного потоку космічних променів (КП) ще й досі нерозв'язана. Залишки Наднових (ЗН) є одними з найімовірніших галактичних прискорювачів космічних променів (КП), принаймні до енергій порядку  $10^{15}$  еВ, що відповідає так званому “коліну” у спектрі КП (див. [1, 11] та посилання там). Прямим доказом прискорення лептонного (електронного) компонента КП у ЗН є їхнє нетеплове випромінювання в широкому інтервалі енергій: від радіо до ТеВ-ного гамма-випромінювання. Водночас ми не маємо прямих спостережувальних проявів прискорення адронного (протонів та ядер) компонента у ЗН, хоча в загальному потоці спостережуваних КП домінує саме нуклонний компонент. Це суттєво ускладнює розробку теорії дифузійного прискорення КП на фронтах ударних хвиль та залишає відкритим питання походження адронного компонента КП.

Одним із найперспективніших варіантів виявлення адронного прискорення в ЗН є пошук гамма-випромінювання від розпадів  $\pi^0$ -мезонів, які народжуються при непружних зіткненнях релятивістських ядер КП з протонами (ядрами) газу всередині чи біля поверхні залишку [8, 9, 15]. Тому останнім часом значні теоретичні та експериментальні зусилля спрямовані на пошук “космічних Певатронів” серед ЗН зі сприятливими умовами для ґенерування піонного гамма-випромінювання, зокрема серед тих, які еволюціонують у достатню щільному МЗС (у молекулярних хмарах тощо) чи які перебувають близько до молекулярних хмар, так що дифузійний потік високоенергетичних КП перед фронтом ударної хвилі вза-

ємодіє з речовиною хмари [2, 16, 21, 22, 24]. Значний прогрес у розвитку спостережної бази ТеВ-ної гамма-астрономії привів до безсумнівних випадків детектування ТеВ-ного гамма-випромінювання від ряду оболонкоподібних ЗН, зокрема зареєстрованих колаборацією H.E.S.S. ЗН RX J1713.7-3946 [3, 4, 7] та RX J0852.0-4622 [5, 6]. Однак саме детектування ТеВ-ного гамма-випромінювання ще не є прямим доказом наявності мультитетневих КП в залишку, оскільки залишається можливість пояснення гамма-випромінювання в моделі оберненого комптонівського випромінювання при розсіянні релятивістських електронів ЗН на реліктовому чи інфрачервоному фоновому випромінюванні. Тому тільки вивчення цих об'єктів у широкому МеВ–ТеВ діпазоні зможе підтвердити адронний механізм походження гамма-променів від них [16].

У цій статті ми розраховуємо очікувані характеристики ТеВ-ного гамма-випромінювання від ЗН, що перебувають на перехідній (від адіабатичної до радіаційної) стадії еволюції. Особливістю цієї стадії, гідродинамічна модель якої представлена в [17, 23], є відносно швидке охолодження значної частини гарячого прифронтового газу всередині ЗН та формування з нього тонкої щільної холодної оболонки, аналогічної до тонкої оболонки, сформованої нагребеним газом МЗС на класичній радіаційній стадії. Фізичні умови у формованій оболонці (збільшення концентрації частинок-мішеней, утримання та бетатронне доприскорення основної маси КП в наростаючому магнетному полі) приводять до суттєвого зростання гамма-світності оболонки на перехідній стадії і підвищення ймовірності детектування ЗН. Теоретичні передбачення порівнюємо зі спостережуваними характеристиками ТеВ-них ЗН.

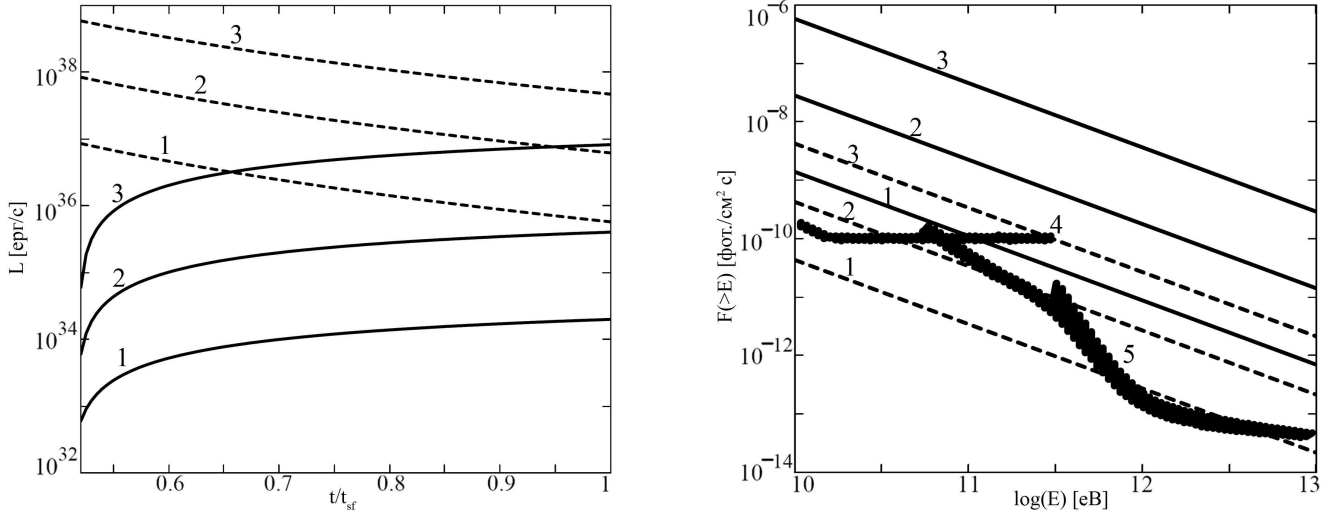


Рис. 1. а) Еволюція рентгенівської (штриховані лінії) та гамма- (суцільні лінії) світності ( $L$ ) ЗН протягом перехідної стадії; б) Порівняння гамма-потоків ( $F(>E)$ ) від ЗН на відстані 1 кпк нарікінці адіябатичної стадії (штриховані лінії) та кінець перехідної стадії (суцільні лінії) з чутливостями інструментів GLAST та H.E.S.S. Лінії 1, 2 та 3 відповідають різним початковим густинам  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$  та  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$  відповідно. Зона 4 позначає чутливість телескопа GLAST (5 сігма детектування за 1 рік сканування неба). Зона 5 позначає чутливість установки H.E.S.S. (5 сігма детектування за 50 годин спостережень). Енергія вибуху Наднової становила  $E = 10^{51}$  ерг.

## II. РЕНТГЕНІВСЬКЕ ТА ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗН НА ПЕРЕХІДНІЙ СТАДІЇ

Останнім часом розробці моделей нетеплового високоенергетичного рентгенівського та гамма-випромінювання від ЗН на різних стадіях їх еволюції приділяють значну увагу. Аналіз спостережних обмежень показує, що внаслідок різної залежності від відстані  $d$  кутового розміру ( $\phi \propto 1/d$ ) та потоку гамма-випромінювання ( $F_\gamma \propto 1/d^2$ ) найвдаліші для спостереження ЗН (з достатньою поверхневою яскравістю) повинні мати малі кутові розміри та бути досить близько до спостерігача [1]. Крім того, теорії прискорення КП в ЗН передбачають, що пік світності залишка в середовищі з підвищеною густиною припадає на ранню Седовську стадію [12, 15]. Це приводить до того, що спостережувальні ЗН повинні бути досить молодими. Водночас нелінійні моделі прискорення частинок ударною хвилею (УХ) показують, що залишки, які еволюціонують у надто густому середовищі, неспроможні прискорювати частинки до енергій, що перевищують декілька TeV [10]. Потенційними кандидатами на TeV-ні джерела залишаються адіябатичні залишки середнього віку [8] чи навіть старі адіябатичні або радіаційні ЗН [14, 26], якщо вони взаємодіють із молекулярними хмарами [9].

У наших роботах [17, 23] розроблено детальну аналітичну гідродинамічну модель перехідної стадії еволюції ЗН, яка описує нехтувану в більшості праць перебудову гідродинамічної течії плазми в ЗН від адіябатичної стадії, коли ударна хвиля згрібає і нагріває газ МЗС (Седовської стадії у випадку однорідно-

го середовища) до радіаційної стадії, коли гарячий газ штовхає щільну холодну оболонку, маса якої зростає внаслідок згрібання МЗС. Основним новим елементом підходу є врахування охолодження та стиску в тонку оболонку частини гарячого прифронтового газу та приєднання його до аналогічної оболонки з нагребеного газу МЗС. Починається перехідна стадія з появою перших холодних шарів внутрішнього гарячого газу (внутрішня оболонка) та новозгребеного газу МЗС (зовнішня оболонка). Завершується перехідна стадія разом з припиненням надходження гарячого газу у внутрішню оболонку. Внаслідок постійного спаду густини, починаючи з моменту часу  $t_{sf}$ , гарячий газ на внутрішній частині оболонки не встигає ефективно охолоджуватись і далі оболонка поповнюється тільки за рахунок нагребеного газу МЗС. Отже, починається класична радіаційна стадія.

Як показано в [17, 23], для типового ЗН з енергією вибуху  $10^{51} E_{51}$  ерг в МЗС із концентрацією частинок (протонів)  $n_H = n_0$  на початок перехідної стадії  $t_{tr} = 2,9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n_0^{-9/17}$  років ЗН має такі параметри: радіус залишку  $R_{tr} = 19 E_{51}^{5/17} n_0^{-7/17}$  пк, швидкість ударної хвилі  $D_{tr} = 260 E_{51}^{1/17} n_0^{2/17}$  км/с, температура за фронтом  $T_{tr} = 10^6 E_{51}^{2/17} n_0^{4/17}$  К та маса гарячого газу  $M_{tr} = 10^3 E_{51}^{15/17} n_0^{-4/17} M_\odot$ . Під час перехідної стадії газ із прифронтової ділянки товщиною  $\alpha R_{tr} = 0.06 R_{tr}$  охолоджується до температури МЗС  $T_{MЗС} = 10^4$  К і формує тонку оболонку, яка на перехідній стадії рухається зі сталою швидкістю  $V_{sh} = D_{tr}/2$  протягом усієї тривалості перехідної стадії  $\Delta t_{tr} = t_{sf} - t_{tr} \approx 10 \alpha t_{tr}$ . Разом із початково гарячим газом в оболонці накопичуватимуться і КП, які насе-

ляли прифронтову ділянку і утримуються при стиску магнетним полем плазми. Щобільше, енергія  $E$  кожного КП внаслідок формування оболонки із вмороженим магнетним полем  $B$  при охолодженні та стиску зростатиме в  $(n_{\text{sh}}/4n_{\text{H}})^{1/3}$  разів ( $E \propto B^{1/2} \propto n^{1/3}$ ). Концентрація частинок в оболонці  $n_{\text{sh}}$  чи густина  $\rho_{\text{sh}}$  визначатиметься з умови рівності динамічного тиску набігаючої плазми  $P_{\text{dyn}} = \rho_{\text{ISM}} V_{\text{sh}}^2$  і тиску всередині оболонки, внесок у який робить газ, магнетне поле та космічні промені. У випадку домінування газового тиску концентрація в оболонці дорівнюватиме

$$n_{\text{sh}} = n_{\text{H}} \left( \frac{V_{\text{sh}}}{c_{\text{iso}}} \right)^2 = n_{\text{H}} M_{\text{iso}}^2, \quad (1)$$

де  $c_{\text{iso}}$  — ізотермічна швидкість звуку в міжзоряному газі,  $M_{\text{iso}}$  — ізотермічне число Маха холодної оболонки, а товщина оболонки наприкінці перехідної стадії

$$\Delta_{\text{sh}}(t_{\text{sf}}) \approx \frac{R_{\text{sh}}(t_{\text{sf}})}{3M_{\text{iso}}^2}. \quad (2)$$

У неоднорідному середовищі, коли ЗН має суттєво тривимірну (3D) форму та анізотропний розподіл характеристик плазми всередині ЗН, гідродинаміка 3D-залишків розраховується за наведеним вище алгоритмом у секторному наближенні [18, 19].

Одночасне зростання концентрацій частинок холодного газу (частинок-мішеней) та космічних променів, а також додатковий набір енергії КП при формуванні внутрішньої оболонки і є основними причинами зростання гамма-світності ЗН на перехідній стадії. Важливо відзначити, що охолодження гарячого прифронтового газу, який дає основний внесок у теплове рентгенівське випромінювання, приводить одночасно з посиленням гамма-потіку до суттєвого спаду теплового компонента рентгенівської світності ЗН.

Крім описаної вище гідродинамічної моделі перехідної стадії (детальний опис див. в [17, 18, 23]), гамма-випромінювання ЗН визначається також характеристиками КП в ЗН. Існує багато різних оцінок ефективності  $\nu$  трансформації енергії вибуху наднової  $E_{\text{SN}}$  в енергію КП  $W_{\text{cr}}$ . Прийнятним значенням для цієї величини можна вважати число близько 10 відсотків. Для того щоб забезпечити необхідну кількість КП в Галактиці завдяки ЗН, потрібно значення  $\nu = 0.03$ . Отже, для енергії КП на адіабатичній стадії ЗН прийматимемо  $W_{\text{cr}} = \nu E_{\text{SN}}$ . Уважатимемо також, що КП рівномірно заповнюють об'єм  $V_{\text{SNR}}(t)$  ЗН на адіабатичній стадії, так що концентрація та густина енергії КП  $\omega_{\text{cr}}(t) = W_{\text{cr}}/V_{\text{SNR}}(t)$  залишаються просторово однорідними. Відповідно до нашої моделі [17, 23] частина залишкового гарячого газу в межах від  $(1 - \alpha)R_{\text{tr}}$  до  $R_{\text{tr}}$  на початок перехідної стадії приєднується до оболонки під час перехідної стадії. Тому загальна енергія КП, що є в тонкій оболонці наприкінці перехідної стадії, з урахуванням бетатронного доприскорення КП дорівнюватиме:

$$W_{\text{cr,sh}}(t_{\text{sf}}) = W_{\text{cr}}(1 - (1 - \alpha)^3)(n_{\text{sh}}/4n_{\text{H}})^{1/3}. \quad (3)$$

Наприкінці перехідної стадії ми маємо холодну тонку щільну оболонку, густина якої набагато вища за густину навколишнього середовища. Це приведе до збільшення кількості ядер мішеней і, отже, до ефективнішого утворення піонів. Спектральна випромінювальна здатність плазми для розпадних гамма-фотонів енергії  $E$  з концентрацією частинок  $n_{\text{H}}$  та спектральною концентрацією КП  $n_{\text{cr}}(E)dE = kE^{-\gamma_{\text{cr}}}dE$  дорівнює [1]:

$$\epsilon_{\gamma}(E) = 0.17\sigma_{\text{pp}} c n_{\text{H}} n_{\text{cr}}(E), \quad (4)$$

де  $\sigma_{\text{pp}} \approx 34$  мбарн — перетин протон-протонної взаємодії,  $c$  — швидкість світла. Тому для спектральних світності ЗН, потоку та поверхневої яскравості отримуємо

$$L_{\gamma}(E) = \int dV \epsilon_{\gamma}(E) \quad (5)$$

$$F_{\gamma}(E) = \frac{1}{4\pi d^2} L_{\gamma}(E) \quad (6)$$

$$S_{\gamma}(E) = \frac{1}{4\pi} \int dl \epsilon_{\gamma}(E), \quad (7)$$

де інтегрування ведеться відповідно за об'ємом  $V$  та за променем зору  $l$ ,  $d$  — відстань до ЗН.

Якщо, як ми приймали вище, концентрація КП всередині ЗН стала (не залежить від положення), то часова залежність очікуваного потоку гамма-фотонів  $F(> E, t)$  з енергією більше від  $E$  TeV для показника спектра КП  $\gamma_{\text{cr}} = 2.1$  визначатиметься часовою еволюцією енергії КП [15]:

$$F_{\gamma}(> E, t) \approx 9 \cdot 10^{-11} \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1.1} \left( \frac{W_{\text{cr}}(t)}{10^{51} \text{erg}} \right) \times \left( \frac{d}{\text{кпк}} \right)^{-2} \left( \frac{n_{\text{tar}}}{\text{см}^{-3}} \right) \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}, \quad (8)$$

де  $n_{\text{tar}}$  — середня концентрація частинок-мішеней у ділянці, заповненій КП.

Застосовуючи цю формулу для нашого випадку, ми можемо оцінити потік гамма-випромінювання від тонкої оболонки залишку наприкінці перехідної стадії як:

$$F_{\gamma,\text{sh}}(> E) \approx 9 \cdot 10^{-11} \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1.1} \left( \frac{W_{\text{cr,sh}}(t_{\text{sf}})}{10^{51} \text{erg}} \right) \times \left( \frac{d}{\text{кпк}} \right)^{-2} \left( \frac{n_{\text{sh}}}{\text{см}^{-3}} \right) \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}, \quad (9)$$

де  $n_{\text{sh}}$  — густина оболонки. Такі оцінки для сферично-симетричних ЗН в однорідному МЗС різних концентрацій показані на рис. (16) разом із чутливостями інструментів H.E.S.S. та GLAST. Для порівняння ми наводимо також потік від залишку наприкінці адіабатичної стадії.

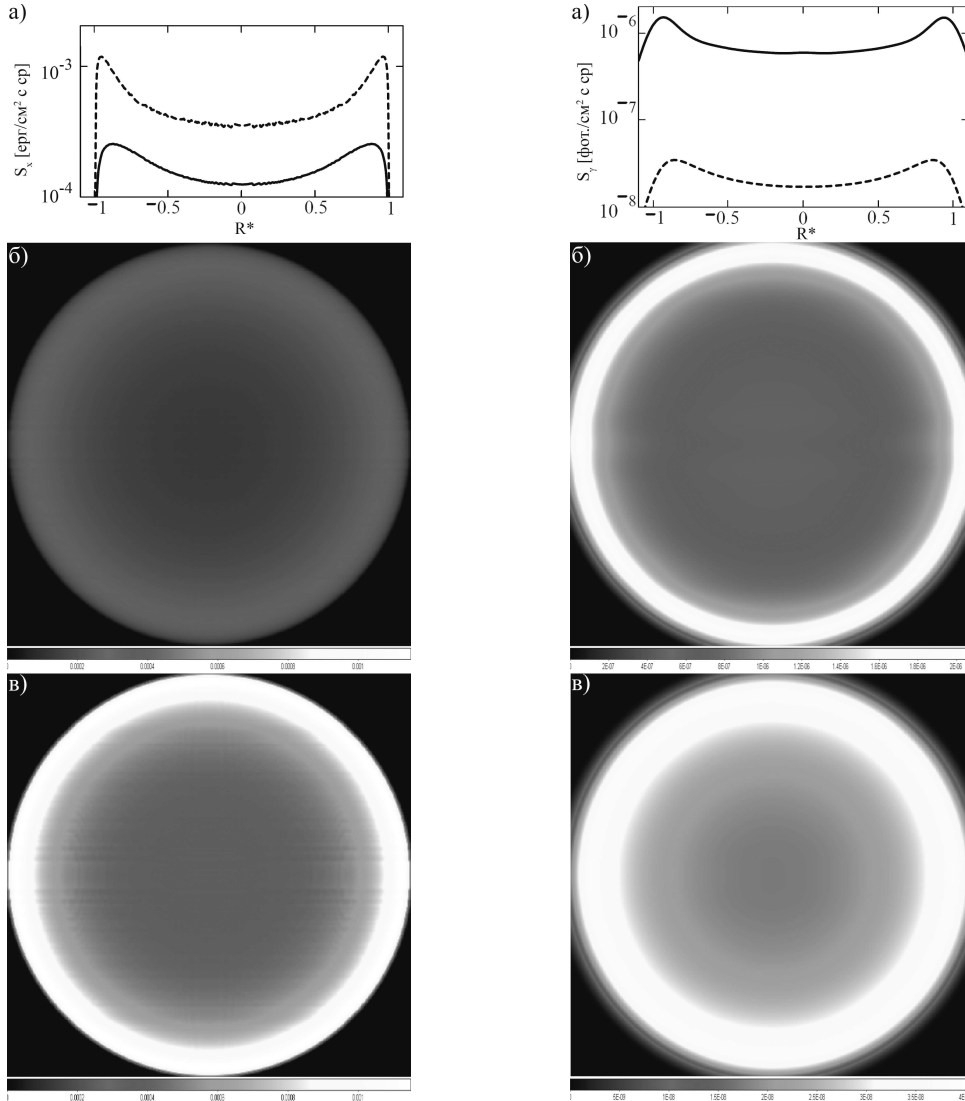


Рис. 2. Профілі та карти поверхневої яскравості ЗН у рентгенівському ( $> 0.1$  кеВ, ліва сторона) та гамма- ( $> 0.1$  ТеВ, права сторона) діапазонах: а) профіль поверхневої яскравості ( $S$ ) уздовж осі симетрії ( $R^*$ ) ЗН для моментів часу  $t_{tr} = 29000$  років (штрихована лінія) та  $t_{sf} = 56100$  років (суцільна лінія); б) карти поверхневої яскравості на кінець перехідної стадії ( $t_{sf} = 56100$  років); в) карти поверхневої яскравості наприкінці адіабатичної стадії ( $t_{tr} = 29000$  років); карти та профілі поверхневої яскравості в гамма-діапазоні згладжені гауссієюм із радіусом ядра рівним 0.1 радіуса ЗН. Початкова густина  $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ , енергія вибуху Наднової становила  $E = 10^{51}$  ерг.

### III. ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ПОСТАДІЯБАТИЧНИХ ЗН В ОДНОРІДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Із початком інтенсивного охолодження прифронтових шарів починається постадіабатична (перехідна та радіаційна) стадії еволюції ЗН. Як уже відзначалось вище, вона супроводжується зменшенням рентгенівської та зростанням гамма-світності ЗН. За допомогою гідродинамічної моделі еволюції ЗН на постадіабатичній стадії ми можемо розрахувати характеристики теплового рентгенівського та розпадного гамма-випромінювання для довільного моменту часу. Зокрема, на рис. (2) наведені розрахунки світності та поверхневої яскравості ЗН у рентгенівському та гамма-діапазонах для типових параметрів ЗН, а саме,  $E_{SN} = 10^{51}$  ерг,  $\nu = 0.03$ ,  $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$ . Основ-

ною особливістю постадіабатичних залишків є протилежна поведінка рентгенівської та гамма-світностей — охолодження прифронтових ділянок гарячого газу зменшує рентгенівську й одночасно підвищує гамма-світність. Така антикореляція може бути ефективним тестом постадіабатичної стадії і наведена на рис. (1а).

### IV. ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ПОСТАДІЯБАТИЧНИХ НЕСФЕРИЧНИХ ЗН У МЗС ІЗ ГРАДІЄНТОМ ГУСТИНИ

Дуже часто ЗН еволюціонують в МЗС зі значним градієнтом густини (внаслідок спалаху Наднових біля меж гарячої та теплої фаз МЗС, у молекулярних хмарах тощо). Неоднорідність розподілу густини МЗС приводить до суттєво несферичних тривимірних ЗН

із суттєвою анізотропією параметрів всередині ЗН. У таких анізотропних ЗН постадіябатична стадія починається в різний час для різних напрямків [18]. Це знайде своє відображення й у світності та потоці від ЗН, і, особливо, в розподілі поверхневої яскравості в рентгєнівському та гамма-діапазонах. На рис. (3) наведені результати розрахунків поверхневої яскравості для ЗН, який еволюціонує в МЗС із плоским експоненційним розподілом густини

$$n_{\text{H}}(\mathbf{r}) = n_{\text{H}}(0) \cdot \exp\left(-\frac{r}{H} \cos \theta\right), \quad (10)$$

де  $r$  — відстань від місця спалаху Наднової,  $\theta$  — кут, відміряний від напрямку максимального спадан-

ня густини,  $H$  — масштаб висот. Як і слід було чекати, максимальна яскравість відповідає найбільш щільним ділянкам ЗН. У момент, коли частини ЗН в ділянці максимальної густини вже досягли радіаційної стадії (еволюційно старі), ЗН у ділянках мінімальних густин ще перебуває на адіябатичній стадії, так що уздовж поверхні ЗН реалізуються різні режими течії плазми. При цьому постадіябатичні ділянки виділяються підвищеним потоком гамма-випромінювання. Тому карти поверхневої яскравості ЗН у гамма-діапазоні можуть дати важливу інформацію про наявність та інтенсивність розпадного компонента гамма-потоків ЗН.

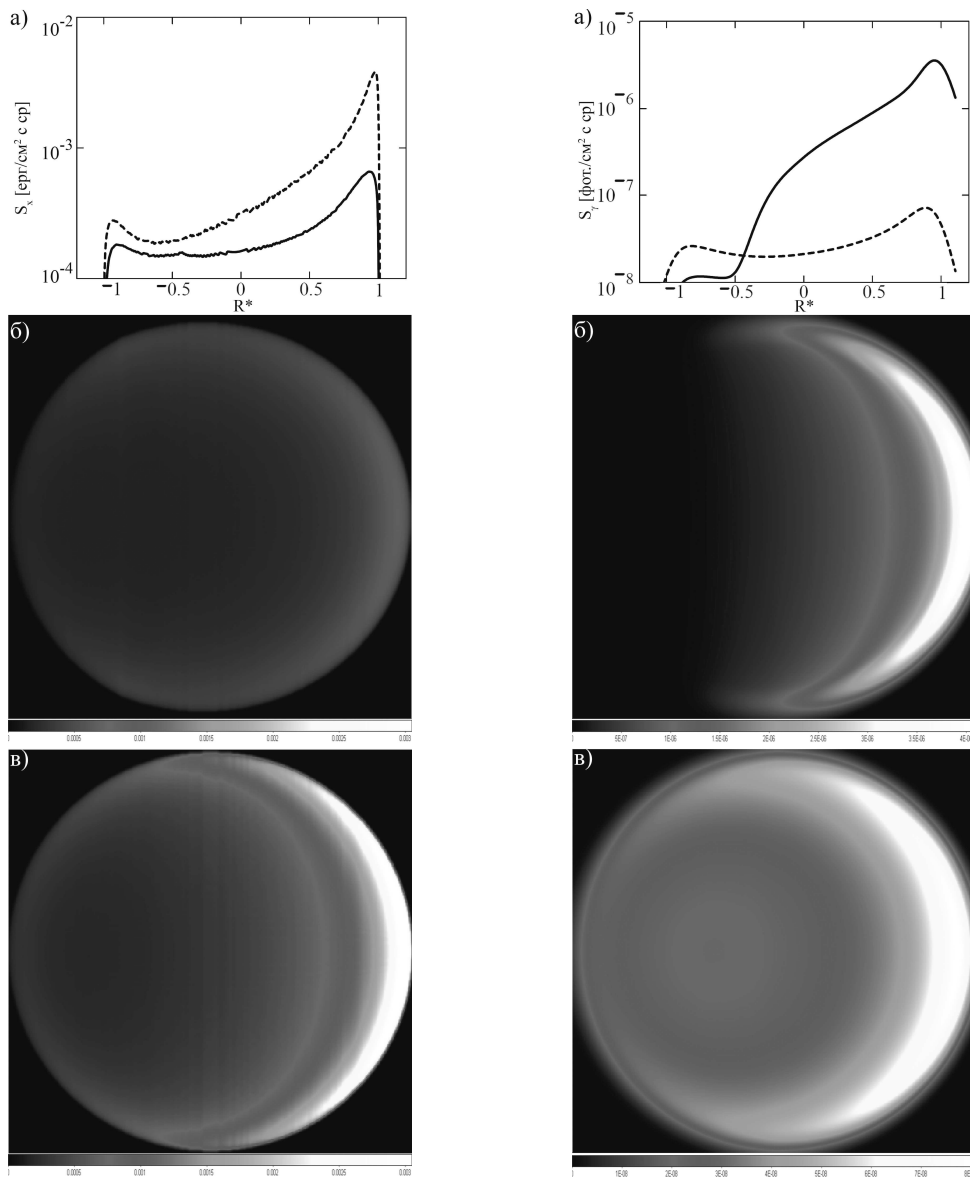


Рис. 3. Те саме, що на рисунку 2, але для експоненційного розподілу густини з масштабним фактором  $H = 20$  пк для моментів часу  $t_{\text{tr}} = 19640$  років (кінець адіябатичної стадії) та  $t_{\text{sf}} = 41590$  років (кінець перехідної стадії) в напрямку максимального наростання густини ( $\theta = \pi$ ).

## V. ОБГОВОРЕННЯ ТА ВИСНОВКИ

Отримані результати свідчать про суттєвий вплив урахування перехідної стадії на еволюцію та жорстке випромінювання ЗН. Зокрема, гамма-потік на перехідній стадії може зрости в десятки разів. Слід, однак, відзначити, що використана тут гідродинамічна модель не включає суттєвих моментів, які можуть понизити рівень очікуваних потоків. Зокрема, врахування внеску тиску магнетного поля та космічних променів у тиск в оболонці приведе до зменшення концентрації частинок-мішеней в оболонці, і, тим самим, до зменшення потоку гамма-випромінювання. Ще одним суттєвим неврахованим ефектом є дифузійний вихід КП з тонкої холодної оболонки, що також зменшує концентрацію КП в оболонці та гамма потік. Оцінки показують, що врахування цих чинників може дати сумарне зниження гамма-потіку до десяти разів, однак загальний ефект суттєвого підсилення гамма-потіку на перехідній стадії, без сумніву, залишається. Докладніший аналіз усіх згаданих факторів буде зроблено в окремій публікації.

Важливо зіставити отримані результати з даними спостережень оболонкоподібних ЗН. У двох випадках детектування ТеВ-ного гамма-випромінювання (RX J1713.7-3946 та RX J0852.0-4622) залишки виявляють оболонкоподібну форму, причому ЗН RX J0852.0-4622 має морфологію, близьку до нашої моделі еволюції ЗН в однорідному середовищі, як на рис. (2), а ЗН RX

J1713.7-3946 морфологічно близький до нашої моделі ЗН в неоднорідному (експоненційному) середовищі, як на рис. (3). Попередні дані про ТеВну поверхневу яскравість залишку W28 також указують на оболонкоподібну структуру з асиметричним розподілом яскравості [27]. Тому тільки побудова детальних гідродинамічних моделей цих залишків зможе розв'язати питання про роль розпадного (адронного) компонента гамма-потіку та зробити вибір на користь адронної чи лептонної моделі генерування гамма-потіку.

**Подяки.** Цю роботу частково підтримав Швейцарський національний науковий фонд і Швейцарське агентство з розвитку та співпраці в межах програми SCOPES — Наукової співпраці між Східною Європою та Швейцарією.

Робота частково підтримана проектом ДФФД Ф16-457-2007.

І. Тележинський дякує ІНТАС за фінансову підтримку (грант № 061000014-6348 для молодих учених).

**Acknowledgements.** This work was partially supported by the Swiss National Science Foundation and the Swiss Agency for Development and Cooperation in the framework of the programme SCOPES — Scientific cooperation between Eastern Europe and Switzerland.

Work was partially supported by DFFD grant Ф16-457-2007 (Ukraine).

I. Telezhinsky is thankful to the INTAS grant Nr. 061000014-6348 for the young scientists for the financial support.

- 
- [1] F. A. Aharonian, *Very high energy cosmic gamma radiation: a crucial window on the extreme Universe* (World Scientific, River Edge, 2004).
- [2] F. A. Aharonian *et al.*, *Astrophys. J.* **636**, 777 (2006).
- [3] F. Aharonian *et al.*, *Astron. Astrophys.* **449**, 223 (2006).
- [4] F. Aharonian *et al.*, *Astron. Astrophys.* **464**, 235 (2007).
- [5] F. Aharonian *et al.*, *Astrophys. J.* **661**, 236 (2007).
- [6] F. Aharonian *et al.*, *Astron. Astrophys.* **437**, 7 (2005).
- [7] F. Aharonian *et al.*, *Nature*, **432**, 75 (2004).
- [8] F. A. Aharonian *et al.*, *Astron. Astrophys.* **285**, 645 (1994).
- [9] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, *Astron. Astrophys.* **309**, 917 (1996).
- [10] M. G. Baring *et al.*, *Astrophys. J.* **513**, 311 (1999).
- [11] V. Berezhinsky *et al.* *Astrophysics of cosmic rays* (North Holland, Amsterdam, 1990).
- [12] E. Berezhko, H. J. Volk, *Astropart. Phys.* **7**, 183 (1997).
- [13] E. Berezhko, H. J. Volk, *Astropart. Phys.* **14**, 201 (2000).
- [14] R. Chevalier, *Astrophys. J.* **511**, 798 (1999).
- [15] L. O'C. Drury *et al.*, *Astron. Astrophys.* **287**, 959 (1994).
- [16] S. Funk, *astro-ph/0701471* (2007).
- [17] Б. Гнатик, О. Петрук, І. Тележинський, *Кинем. физ. небес. тел* **23**, 195 (2007).
- [18] Б. Гнатик, І. Тележинський, *Кинем. физ. небес. тел* **23**, 367 (2007).
- [19] B. Hnatyk, O. Petruk, *Condens. Matter Phys.* **3(15)**, 655 (1998).
- [20] T. W. Jones *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**, 25 (1998).
- [21] G. Rowell *et al.* in *Proceedings of the 29th ICRC, 2005* Vol. 4, p. 155.
- [22] P. Slane, in *The Proceedings of the First International GLAST Symposium, 2007*.
- [23] I. Telezhinsky, B. Hnatyk, in *Proceedings of IS CRA 2006, Erice, Italy, 2007*.
- [24] D. F. Torres *et al.*, *Phys. Rep.* **382**, 303 (2003).
- [25] P. F. Velazquez *et al.*, *Astron. J.* **124**, 2145 (2002).
- [26] R. Yamazaki *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371**, 1975 (2006).
- [27] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>.

**GAMMA-RAY RADIATION FROM POSTADIABATIC SUPERNOVA REMNANTS**

B. Hnatyk, I. Telezhinsky

*Astronomical Observatory, Taras Shevchenko National University of Kyiv,*

*3 Observatorna St., Kyiv, UA-04053, Ukraine*

*igor\_t@online.com.ua*

Supernova Remnants (SNRs) are among the most promising candidates in our Galaxy for the Cosmic Ray (CR) acceleration up to the energy of  $10^{14}$ – $10^{15}$  eV. Nevertheless we are missing direct evidence of hadronic acceleration in SNRs. The very promising signature of hadronic acceleration in SNRs is gamma-ray flux from decay of  $\pi^0$ -mesons, created in the p-p collisions of relativistic hadrons (protons, etc.) with interstellar medium (ISM) protons. In our work we calculate the expected gamma-ray flux from SNRs that are on transition (from adiabatic to radiative) stage of evolution. It is shown that formation of a dense shell during the transition stage is accompanied by increasing gamma-ray flux according to the increasing of the target proton density and CR energy in the newly born shell. The model was used while explaining of gamma-ray radiation from the shell-type SNR, detected recently with H.E.S.S.