

Р.Б. ГНАТИК, В.В. ВОЙЦЕХОВСЬКИЙ

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка
(Вул. Обсерваторна, 3, Київ 04053; e-mail: roman.hnatyk@knu.ua)

ГАММА- ТА НЕЙТРИННЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ СКУПЧЕННЯ ГАЛАКТИК ВОЛОССЯ ВЕРОНІКИ (A1656)

УДК 524.77

Скупчення галактик (СГ) є найбільшими і наймасивнішими гравітаційно зв'язаними об'єктами у великомасштабній структурі Всесвіту. Через значні (порядку кеВ) температури вірталізованого газу у внутрішньокластерному середовищі (ВКС) та наявність космічних променів (КП) СГ є ефективними джерелами теплового рентгенівського та нетеплового лептонного (синхротронного) випромінювання. Прискорені КП акумулюються в СГ, оскільки час дифузійного виходу КП із СГ перевищує вік Всесвіту. Однак нетеплове адронне гамма-випромінювання (головно, через протон-протонні зіткнення КП з тепловими протонами плазми ВКС та наступні розпади нейтральних піонів) від СГ ще не було надійно задетектоване. В цій роботі ми моделюємо очікуване нетеплове адронне гамма-випромінювання та потік нейтрино від СГ Волосся Вероніки (Coma cluster, A1656) та оцінюємо перспективи реєстрації цього випромінювання існуючими (Fermi-LAT, LHAASO, IceCube) та запланованими наземними (СТА, IceCube-Gen2) детекторами.

Ключові слова: скупчення галактик, Скупчення Волосся Вероніки, космічні промені, гамма-випромінювання, нейтринне випромінювання.

1. Вступ

Скупчення галактик є найбільшими та наймасивнішими, здебільшого, вірталізованими структурами у Всесвіті в теперішній космологічній час $t_0 = 13,8 \cdot 10^9$ років [1]. Ріст початкових збурень густини внаслідок гравітаційної нестійкості приводить до формування основних елементів великомасштабної структури: листоподібних структур, що обмежують області пониженої густини – пустоти, та філаменти, що пов'язують між собою вузли – скупчення та надскупчення галактик [2]. Повні гравітаційні маси $M_{cl} \sim 10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ СГ містять домінуючий вклад темної матерії (приблизно 80 % за масою) та значно менші вклади баріонної матерії (~15% за масою у газі внутрішньокластерного середовища (ВКС) та ~5% за масою в зорях/галактиках) [3–5]. Вірталізна температура ВКС плазми $k_B T \sim GM_{cl} m_p / R_{cl}$ в СГ з типовими розмірами $R_{cl} \sim 2-3$ Мпк становить 1–10 кеВ, отже, СГ являють собою яскраві джерела теплового рентгенівського випромінювання з типовими світностями $L_X \sim 10^{44} - 10^{46}$ ерг/с.

Утворення гравітаційно зв'язаних та вірталізованих СГ є тривалим процесом колапсу гало та злиття субструктур, які в більшості випадків ще не завершені. Більшість скупчень ще не встигли повністю перейти в релаксований стан, тому процеси акреції та злиття все ще відбуваються. Магнітогідродинамічні потоки у ВКС і в активних ядрах галактик (АЯГ) супроводжуються виникненням множинних ударних хвиль, що ефективно прискорюють КП та підсилюють/генерують магнітне поле. В типовому для СГ $B_{cl} \sim 1-10$ мкГс магнітному полі час дифузійного виходу КП з СГ $t_{diff} \sim R_{cl}^2 / D(E)$ є того ж порядку, а то й більше, ніж вік Всесвіту для типових величин коефіцієнта дифузії $D(E) \sim 10^{28} (E/10 \text{ ГеВ})^{0,5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Як результат, СГ є ефективними сховищами для прискорених КП [4], а отже, СГ мають бути багатообіцяючими джерелами нетеплового лептонного (синхротронного) радіо-випромінювання, так само як і адронного (головно через протон-протонні зіткнення і наступні розпади нейтральних піонів) гамма-випромінювання. [6, 7]. Дійсно, нетеплове синхротронне радіо-випромінювання широко представлене у спостереженнях СГ, але нетеплового гамма-

випромінювання від СГ досі не було надійно зареєстровано [8, 9].

Як нетеплове радіо-, так і теплове рентгєнівське випромінювання, доповнені даними теплового ефекту Сюняєва–Зельдовича з обсерваторії *Planck*, дають цінну інформацію про просторовий розподіл баріонної та темної матерії, як і про фізичні процеси у ВКС СГ [10]. В нашій роботі ми провели моделювання нетеплового адронного гамма- та нейтринного випромінювання від СГ A1656 (Волосся Вероніки) та оцінили перспективи спостережень цього СГ існуючими та запланованими (*Fermi*-LAT, LHAASO, IceCube, CTA, IceCube-Gen2) космічними місіями та наземними детекторами. Для обчислень використовувалось програмне забезпечення MINOT [10] та Λ CDM космологічна модель з $H_0 = 67,8 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_M = 0,308$, $\Omega_\Lambda = 0,692$ [11].

2. Скупчення Волосся Вероніки

СГ Волосся Вероніки (A1656) знаходиться на червоному зміщенні $z = 0,0231$. Недавно було вперше зареєстровано гамма-випромінювання в напрямку A1656 за допомогою телескопа *Fermi*-LAT [12, 13]. Його джерелом може бути як СГ Волосся Вероніки, так і *Fermi*-LAT точкове джерело 4FGL J1256.9 + 2736 (радіогалактика NGC 4839). Тому дане СГ є хорошим кандидатом для подальшого дослідження генерації нетеплового гамма-випромінювання та нейтрино в більш жорсткому ТеВ-му гамма-діапазоні. Окрім власне протон-протонних взаємодій у ВКС, можна очікувати вклад в загальний потік випромінювання і від активного ядра галактики (АЯГ) NGC 4839 [13]. Так, напрям приходу задетектованого на IceCube високоенергетичного нейтрино (подія IC200921A) в межах 90% похибки локалізації співпадає з АЯГ NGC 4839 [14].

Фізичні умови та сферично-симетричний розподіл темної/баріонної матерії ВКС в СГ визначаються низкою фізичних параметрів, які будуть представлені нижче (детальний опис фізичних характеристик скупчень приведено в [10]). Зокрема, СГ описуються декількома характерними масами, що використовуються в моделюванні параметрів СГ. Так, M_{500} позначає масу, яка знаходиться в області радіусом R_{500} , де середня густина (усереднена по об'єму) перевищує критичну густину

у 500 разів $\rho/\rho_{\text{cr}} = 500$. Відповідні величини пов'язані між собою таким співвідношенням:

$$M_{500} = \frac{4\pi}{3} 500 \rho_{\text{cr}} R_{500}^3. \quad (1)$$

Повна маса СГ M_{tot} дещо перевищує масу M_{HSE} , розраховану з умови гідростатичної рівноваги, $M_{\text{tot}} = M_{\text{HSE}}/(1 - b_{\text{HSE}})$, що враховується корекційним параметром $b_{\text{HSE}} \sim 0,2$ [15, 16]. Просторовий розподіл відносної частки газу $f_{\text{gas}}(r)$ в СГ задається відношенням повної маси газу $M_{\text{gas}}(r)$ та повної маси $M_{\text{tot}}(r)$, $f_{\text{gas}}(r) = M_{\text{gas}}(r)/M_{\text{tot}}(r)$ в сфері радіуса r .

Профіль густини електронного газу $n_e(r)$ є важливим параметром для оцінки гамма-випромінювання, оскільки воно є пропорційним до повної густини газу $n_{\text{gas}}(r)$, яка визначає інтенсивність протон-протонних взаємодій. Існує низка теоретичних моделей для опису $n_e(r)$, зокрема, в даній роботі була використана напів-аналітична бета модель [17]:

$$n_e(r) = n_{e,0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta_{\text{dens}}/2}, \quad (2)$$

де $n_{e,0}$ є нормуючим множником, r_c це радіус центральної частини розподілу, β_{dens} – індекс густини.

Тепловий тиск газу є також важливим параметром моделювання, оскільки дозволяє нормувати кількість КП, енергія яких пропорційна до теплової енергії ВКС. Тепловий тиск електронів $P_e(r)$ часто описується Generalized Navarro Frank White (GNFW) профілем [18], який є модифікованою версією більш раннього Navarro Frank White профілю (NFW) [19]. Універсальний профіль тиску для електронів $P_e(r)$ залежить від чотирьох параметрів: нормуючого множника P_0 , масштабного радіуса $r_p = R_{500}/c_{500}$ (де параметр $c_{500} = R_{500}/r_p$ характеризує ступінь компактності центральної області високого тиску, з чисельних моделей отримується $c_{500} \approx 4,2$ [10, 20]), та трьох степеневих показників a_p , b_p , c_p , які задають нахил розподілу для різних просторових областей ($r < r_s$, $r \approx r_s$ та $r > r_s$, відповідно):

$$P_e(r) = \frac{P_0}{\left(\frac{r}{r_p} \right)^{c_p} \left[1 + \left(\frac{r}{r_p} \right)^{a_p} \right]^{\frac{b_p - c_p}{a_p}}}. \quad (3)$$

Для того, щоб описати профіль тиску електронів $P_e(r)$ в конкретному СГ, потрібно домножити універсальний профіль тиску (3) на декілька нормуючих множників, що характеризують це СГ

$$P_e(r) = \mathbb{P}_e(r) \times P_{500} \times F_{500}, \quad (4)$$

де P_{500} це характерний тиск [18, 20], який може бути визначений зі значень маси СГ та космологічних параметрів:

$$P_{500} = 1,65 \cdot 10^{-3} E(z)^{8/3} \left(\frac{M_{500}}{3 \cdot 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}} \right)^{2/3} h_{70}^2, \quad (5)$$

тоді як коригуючий фактор F_{500} вносить поправки, пов'язані з масою СГ відповідно до самоподібних моделей:

$$F_{500} = \left(\frac{M_{500}}{3 \cdot 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}} \right)^{0,12}. \quad (6)$$

Тут $H_0 = 100h$ км/с/Мпк, $h_{70} = h/0,70$, та $E(z) = H(z)/H(0)$ або $E^2(z) = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}$.

Для ВКС з масовими частками водню X , гелію Y та важких елементів $Z = 1 - X - Y$, при $Y = 0,27$ та $Z = 0,005$, середні молекулярні маси становлять $\mu_{\text{gas}} = 0,60$, $\mu_e = 1,15$. Тому ми можемо виразити тиск, густину і температуру газу ВКС через тиск і густину електронів ВКС [10]:

$$P_{\text{gas}}(r) = (\mu_e/\mu_{\text{gas}})P_e(r), \quad (7)$$

$$\rho_{\text{gas}}(r) = (\mu_e/\mu_{\text{gas}})m_H n_e(r), \quad (8)$$

$$k_B T_{\text{gas}}(r) = \mu_{\text{gas}} m_H (P_{\text{gas}}(r)/\rho_{\text{gas}}(r)). \quad (9)$$

Розподіл магнітного поля в СГ повторює розподіл матерії [21, 22]. Виходячи з умов вмороженості, просторовий розподіл магнітного поля $B(r)$ може бути представлений як пропорційний до певного степеня η_B профілю густини:

$$B(r) = B_0 (n_e(r)/n_{e,0})^{\eta_B}. \quad (10)$$

Нормуючий множник вибраний як $B_0 = 4,7$ мкГс – типове значення для СГ, яке було виміряне для скупчення Волосся Вероніки на основі даних щодо ефекту обертання Фарадея [21].

Просторово-енергетичний розподіл КП – ядер (в основному протонів, $i = p$) та електронів ($i = e_1$

для первинних електронів ВКС, $i = e_2$ для вторинних електронів, утворених при непружних зіткненнях) в ВКС може бути розділений на добуток енергетичного та просторового розподілів:

$$dN_i(E, r)/dE = A_i f_i(E) \phi_i(r). \quad (11)$$

Релятивістські протони та електрони ВКС, прискорюючись на ударних хвилях всередині СГ, набувають степеневому закону розподілу за енергіями. Зокрема, в цій роботі для опису енергетичного спектра використано класичний степеневий закон (СЗ) з експоненційним обрізанням (ЕО):

$$f_i(E) = A_i \left(\frac{E}{E_{0,i}} \right)^{-\alpha_i} \exp \left(-\frac{E}{E_{\text{cut},i}} \right), \quad (12)$$

де α_i спектральний індекс, і обрізання відбувається на енергіях $E_{\text{cut},i}$ ($i = p, e_1$). Нормуючий множник A_i визначається відношенням енергії КП до теплової енергії всередині сфери радіусом $r = R_{500}$. Це відношення може бути розраховане як $X_{\text{cr},i,\text{th}} = U_{\text{CR},i}(R_{500})/U_{\text{th}}(R_{500})$, де U_{CR} та U_{th} це енергія КП та тепла енергія відповідно. Типові значення дорівнюють $X_{\text{cr},p,\text{th}} \approx 0,02-0,10$, $X_{\text{cr},e,\text{th}} \approx 0,0001-0,001$. Просторовий розподіл КП всередині ВКС пов'язаний з розподілом газу і апроксимується степеневою залежністю з вільним параметром $\eta_{\text{CR},i}$:

$$\phi_i(r) = \left[\frac{n_e(r)}{n_e(0)} \right]^{\eta_{\text{CR},i}}. \quad (13)$$

Важливо також відзначити такий ключовий параметр, як радіус обрізання R_{tr} , який використовується для позначення фізичних меж області, яка містить весь об'єм СГ, і за межами якої густина падає до нуля. На цій відстані від центра СГ виникає розрив у термодинамічних параметрах. Він визначається положенням акреційної ударної хвилі, де кінетична енергія акреційного потоку перетворюється в теплову енергію загальмованого ударною хвилею газу [23]. Розмір цієї області визначається характерним радіусом $R_{\text{tr}} \approx 3R_{500}$.

3. Гамма- та нейтринне випромінювання внутрішньокластерного середовища A1656

Характеристики теплового та нетеплового випромінювання СГ визначаються просторовим розподілом матерії (темної та баріонної), магнітними

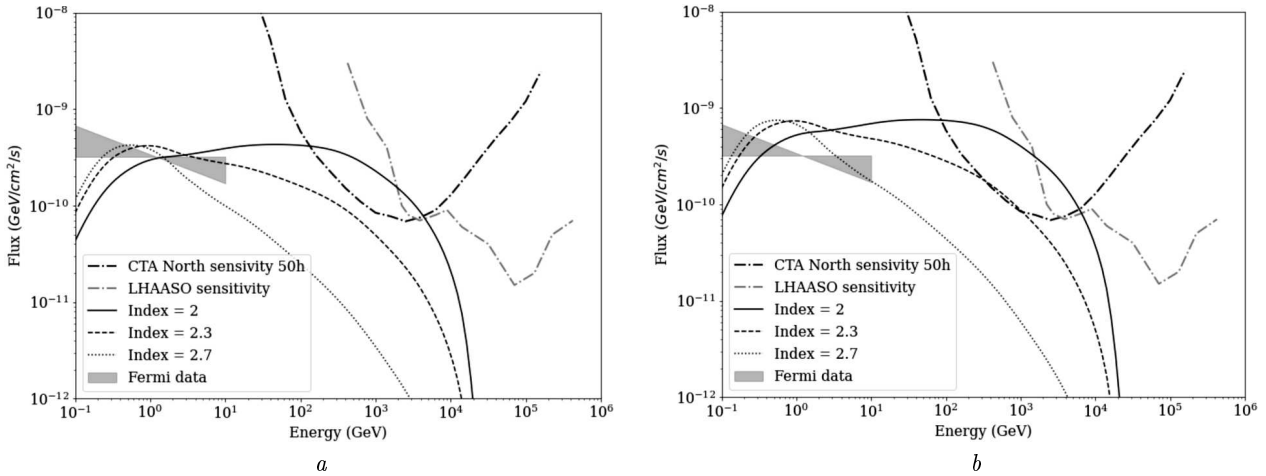


Рис. 1. Спектральний потік гамма-випромінювання від A1656 для трьох значень спектрального індексу. Для розподілу КП $CRp \propto n_e(r)$ (a). Для розподілу КП $CRp \propto n_e(r)^2$ (b). Інші параметри як в таблиці

полями та КП (лептонний та адронний компоненти) всередині ВКС. Для визначення цих розподілів використовуються спостережні дані про розподіл поверхневої яскравості теплового рентгівського випромінювання (поверхнева яскравість I_X пропорційна до інтеграла вздовж променя зору l від добутку функції охолодження $\Lambda(T_e, Z)$ та квадрата концентрації електронів n_e^2 : $I_X \propto \int n_e^2 \Lambda(T_e, Z) dl$) та спотворення спектра космічного мікрохвильового фону (КМФ) внаслідок ефекту Сюняєва–Зельдовича (зміна поверхневої яскравості $\Delta I/I$ пропорційна до інтеграла вздовж променя зору l від електронного тиску P_e : $\Delta I/I \propto \int P_e dl$) [10]. Ці дані дають змогу розв'язати обернену задачу – відновити просторовий розподіл температури $T_e(r)$, концентрації електронів $n_e(r)$, парціального тиску електронів $P_e(r)$ та повного тиску баріонного газу $P_{gas}(r)$ всередині ВКС. Використовуючи зазначені в попередньому розділі формули, ми можемо промодельовати розподіл магнітних полів (10) та КП (13) у ВКС. В нещодавній роботі [24] представлені нові спостережні результати щодо теплового рентгівського випромінювання та відновлення термодинамічних параметрів плазми ВКС A1656, отриманих на основі спостережень нової космічної рентгівської місії SRG/eROSITA X.

Враховуючи наявні дані, для моделювання гамма- та нейтринного випромінювання СГ Волосся Вероніки було сформовано набір необхідних для застосування програмного коду MINOT параме-

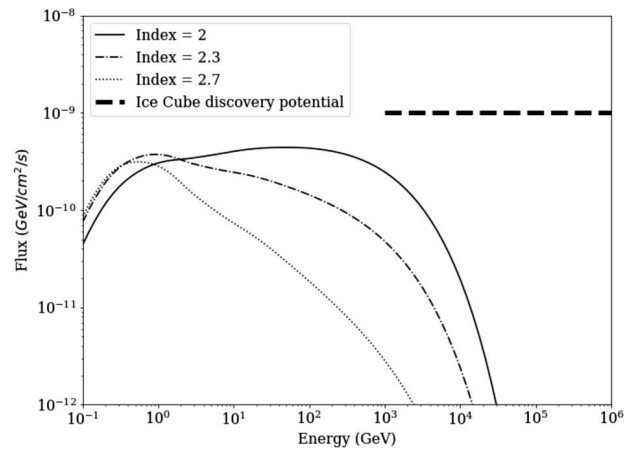


Рис. 2. Розрахований потік нейтрино для трьох різних значень спектрального індексу. Товстою штрихованою лінією показано IceCube 5 σ потенціал виявлення в діапазоні енергій 1–1000 TeV [29]

трів (див. таблицю). Для врахування поглинання потоку гамма-променів внаслідок взаємодії з міжгалактичним фоновим випромінюванням [25], був використаний Python пакет ebltable [26].

Спочатку нами було розраховано очікувані спектри гамма- (рис. 1) та нейтринного випромінювання (рис. 2) для фізичних моделей, які не включають вклад від АЯГ та процесів злиття в загальний запас КП. Для порівняння різних моделей розподілу КП у ВКС ми промодельовали потік гамма-випромінювання для трьох значень спектрального індекса $\alpha_p = 2; 2,3; 2,7$ – див. рис. 1. Найбільш ба-

**Параметри моделювання
гамма-випромінювання СГ А1656**

Загальні параметри	Базова модель (внесок тільки ВКС)	Модель з внеском АЯГ
z	0,0231	0,0231
M_{500} [$10^{14} M_{\odot}$]	6,13	6,13
R_{500} [кпк]	1310	1310
R_{trunc} [кпк]	3930	3930
Масова частка гелію	0,2735	0,2735
Металічність	0,0153	0,0153
Поширеність	0,3	0,3
Корекційний параметр b_{HSE}	0,2	0,2
Модель розподілу космічних променів		
$X_{\text{cr},p} = U_{\text{cr},p}/U_{\text{th}}$ всередині R_{500}	0,02	0,01–0,05
$X_{\text{cr},e1} = U_{\text{cr},e1}/U_{\text{th}}$ всередині R_{500}	0,00002	0,00001–0,00005
$E_{p,\text{min}}$ [GeV]	1,21	1,21
$E_{p,\text{cut}}$ [TeV]	30	30
$E_{p,\text{max}}$ [TeV]	10^6	10^6
Спектральний індекс α_p (модель)	2,3 (СЗЕО)	1,8 (СЗЕО)
$E_{e1,\text{min}}$ [keV]	511	511
$E_{e1,\text{break}}$ [GeV]	–	–
$E_{e1,\text{cut}}$ [TeV]	–	–
$E_{e1,\text{max}}$ [TeV]	10^{-2}	10^{-2}
Спектральний індекс α_{e1} (модель)	3,0 (СЗ)	3,0 (СЗ)
Розподіл густини CR_p : $n_{\text{CR},p}(r) \propto n_e(r)^{\eta_{\text{CR},p}}$	$\eta_{\text{CR},p} = 1,-2,0$	$\eta_{\text{CR},p} = 1,0$
Розподіл густини CR_{e1} : $n_{\text{CR},e}(r) \propto n_e(r)^{\eta_{\text{CR},e}}$	$\eta_{\text{CR},e} = 1,0-2,0$	$\eta_{\text{CR},e} = 1,0$
Модель розподілу тиску газу		
P_0 [keV/cm ³]	0,022	0,022
α_p	1,8	1,8
c_p	0,0	0,0
r_p [кпк]	466,8	466,8
Модель розподілу густини газу		
n_0 [см ⁻³]	$3,36 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-3}$
r_c [кпк]	310	310
β_{dens}	0,75	0,75
Модель розподілу магнітного поля		
B_0 [мкГс]	4,7	4,7
η_B	0,5	0,5

гатообіцяючі для СТА-детектування випадки відповідають жорсткому спектру КП (спектральний індекс $\alpha_p \approx 2$) (чутливість експерименту СТА взято з <https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/>, чутливість LHAASO з [28]). В той же час двократне підсилення потоку гамма-випромінювання внаслідок більш компактного просторового розподілу КП спостерігається тільки на низьких енергіях (до десятків GeV, рис. 1). Таким чином, з рис. 1 випливає, що існує можливість детектування СГ А1656 в TeV-ному діапазоні за допомогою масиву СТА тільки у випадку жорсткого спектра КП. Розрахований потік нейтрино від А1656 разом із спостережним потенціалом IceCube на рівні статистичної значимості 5σ показано на рис. 2.

4. Внесок АЯГ в гамма-нейтринне випромінювання А1656

Ми очікуємо, що АЯГ всередині А1656 можуть робити значний внесок у загальну кількість КП в ВКС даного СГ. Враховуючи зареєстровані за допомогою недавніх рентгенівських спостережень eROSITA процеси активного злиття двох СГ – пов'язаного із групою NGC4839 та А1656 [24], ми розглядаємо модель з більш жорстким спектром випромінювання, який утворюється внаслідок додаткового вкладу в загальну кількість КП від АЯГ та від процесів злиття. В результаті прискорення КП в джетах АЯГ, зокрема, внаслідок магнітного перезамикання, очікуваний спектральний індекс таких КП буде жорстким з типовими значеннями $\alpha_p = 1,4-1,8$ для сильнозамагніченої плазми [30].

Відповідний спектр гамма-випромінювання від pp -зіткнень КП, прискорених в джетах, наведено на рис. 3 для трьох значень спектрального індексу $\alpha_p = 1,4; 1,6; 1,8$.

Найбільш перспективним випадком для детектування за допомогою СТА є спектр КП з найжорсткішим спектральним індексом ($\alpha_p = 1,4$ у наших розрахунках). На рис. 4 наведено розрахований потік нейтрино для випадку жорсткого спектра. Звідси видно, що у нашій моделі IceCube може зареєструвати нейтринні події вже при долі енергії КП $X_{\text{cr},p} \approx 0,05$ в тепловій енергії ВКС. Важливо відмітити, що нейтрино, на відміну від фотонів, не зазнають енергетичних втрат внаслідок

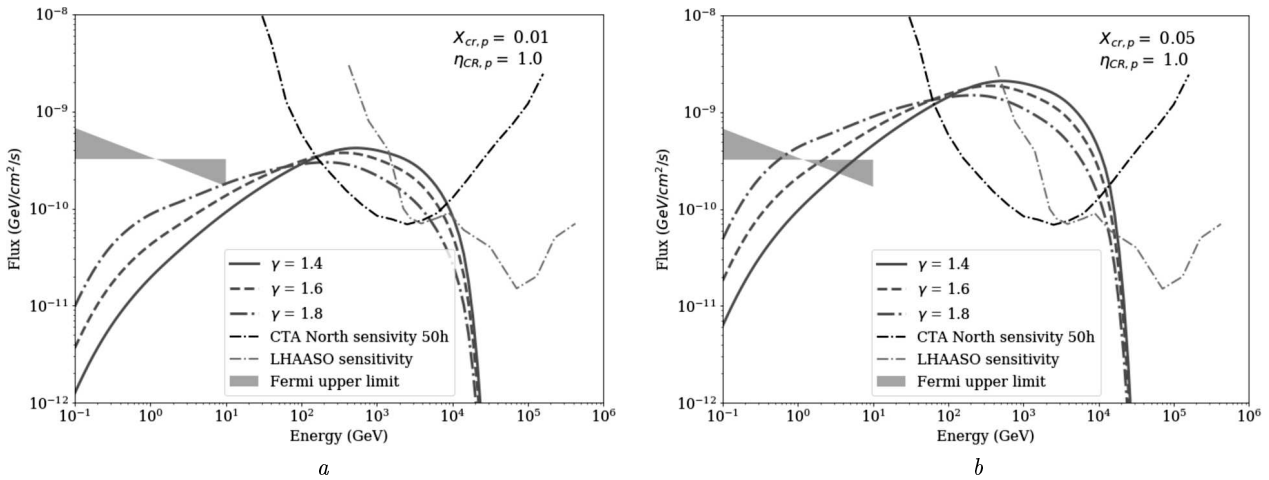


Рис. 3. Спектри гамма-випромінювання для АЯГ всередині A1656 для значення параметра $X_{cr,p} = 0,01$ (a) та $X_{cr,p} = 0,05$ (b)

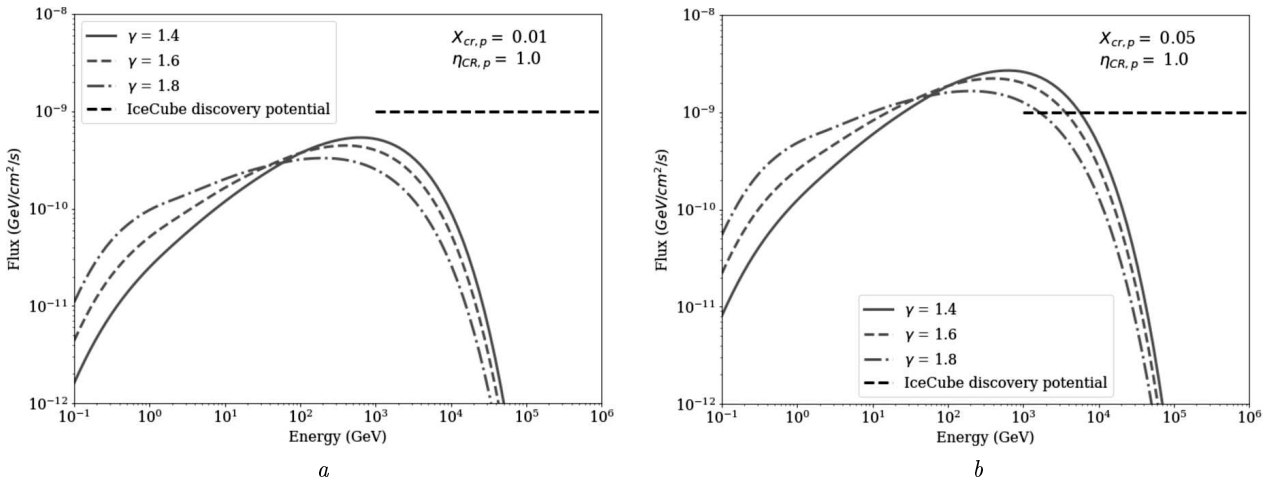


Рис. 4. Спектри нейтрино для АЯГ всередині A1656 для значення параметра $X_{cr,p} = 0,01$ (a) та $X_{cr,p} = 0,05$ (b)

док взаємодії з МФВ – наTeVних енергіях нейтринний спектр, який повторює спектр КП із зміщенням енергії $E_\nu \approx 0,1E_p$, експоненційно обрізається на енергіях $E_{\nu,cut} \approx 0,1E_{p,cut} \approx 3$ TeV тільки внаслідок високоенергетичного обрізання спектра КП з $E_{p,cut} = 30$ TeV в розглянутому нами випадку (рис. 2, 4). Для спектра КП з $E_{p,cut} = 300$ TeV матимемо $E_{\nu,cut} \approx 30$ TeV. В той самий час довжина пробігу 10–100 TeVних фотонів (внаслідок $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ анігіляцій) $\lambda_{\gamma\gamma} \approx 200(E_\gamma/10 \text{ TeV})^{-2}$ Мпк [24] призводить до додаткового різкого обрізання спектра гамма-випромінювання СГ Волосся Вероніки (на відстані ~ 100 Мпк) на енергіях ~ 20 TeV (рис. 1, 3). Цей факт підтверджує перспе-

ктивність нейтринних досліджень фізичних процесів в СГ.

5. Висновки

Внаслідок тривалого часу дифузійного виходу КП, СГ мають бути яскравими позагалактичними джерелами нейтрино та нетеплового гамма-випромінювання. Використовуючи сучасні дані щодо теплового рентгенівського випромінювання та термодинамічних параметрів плазми всередині СГ A1656 [13, 24], ми провели моделювання нетеплового гамма- та нейтринного випромінювання, використовуючи програмне забезпечення MINT [10]. Проведене в роботі моделювання адрон-

ного гамма-випромінювання СГ Волосся Вероніки як результату pp зіткнень протонів КП з плазмою ВКС узгоджується із даними *Fermi-LAT* (100 MeV–300 GeV) спостережень при типових параметрах КП: доля енергії КП відносно теплової енергії плазми $X_{cr,p} \sim 0,02$, спектральний індекс 2,3–2,7, просторовий розподіл КП відслідковує розподіл матерії [13] (див. також рис. 1). При цьому більш компактний просторовий розподіл КП несуттєво підвищує спектральний потік (вдвічі для $\eta_{cr,p} = 2$). Внаслідок великих значень спектрального індексу (що відповідає малим числам Маха ударних хвиль, на фронтах яких прискорюються КП), спектральні потоки ТеВного гамма-випромінювання недостатні для надійного детектування. Ситуація може покращитись для випадку КП з жорстким спектром – з малими значеннями спектрального індексу $\alpha_p \leq 2$ (рис. 3). Жорсткий спектр КП очікується при прискоренні КП на фронтах сильних ударних хвиль ($M \geq 10$, $\alpha_p \approx 2$) чи в процесах перезамикання магнітних силових ліній в джетах АЯГ $\alpha_p < 2$ [7]. В СГ, зокрема, в СГ Волосся Вероніки, сильні ударні хвилі можуть супроводжувати процеси злиття субструктур, а джети безумовно присутні в радіо гучних АЯГ всередині СГ. рис. 3 показує, що КП із жорстким спектром можуть забезпечити детектовний спектральний потік ТеВного гамма-випромінювання навіть при відносно невеликій долі енергії КП $X_{cr,p} \sim 0,01$.

Як підсумок відмітимо, що результати моделювання потоків нетеплового гамма-випромінювання та нейтрино від СГ Волосся Вероніки показують реальну перспективу його реєстрації існуючими (*Fermi-LAT*, *LHAASO*, *IceCube*) та майбутніми наземними (СТА, *IceCube-Gen2*) детекторами.

1. G.M. Voit. Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 207 (2005).
2. V.Springel, C. Frenk, S. White. The large-scale structure of the Universe. *Nature* **440**, 1137 (2006).
3. S. Allen, A. Evrard, A. Mantz. Cosmological parameters from observations of galaxy clusters. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 409 (2011).
4. V. Berezhinsky, P. Blasi, V. Ptuskin. Clusters of galaxies as storage room for cosmic rays. *Astrophys. J.* **487**, 529 (1997).
5. J. Mohr, B. Mathiesen, A. Evrard. Properties of the intracluster medium in an ensemble of nearby galaxy clusters. *Astrophys. J.* **517**, 627 (1999).

6. C. Pfrommer, T. Enslin. Constraining the population of cosmic ray protons in cooling flow clusters with γ -ray and radio observations: Are radio mini-halos of hadronic origin? *Astron. Astrophys.* **413**, 17 (2004).
7. A. Pinzke, C. Pfrommer. Simulating the γ -ray emission from galaxy clusters: a universal cosmic ray spectrum and spatial distribution. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **409**, 449 (2010).
8. M. Ackermann, A. Ajello, A. Allafort *et al.* Search for cosmic-ray-induced gamma-ray emission in galaxy clusters. *Astrophys. J.* **787**, 18 (2014).
9. D. Wittor. On the challenges of cosmic-ray proton shock acceleration in the intracluster medium. *New Astron.* **85**, 101550 (2021).
10. R. Adam, H. Goksu, A. Leingartner-Goth *et al.* MINOT: Modeling the intracluster medium (non-)thermal content and observable prediction tools. *Astron. Astrophys.* **644**, A70 (2020).
11. Planck Collaboration *et al.* Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016).
12. S.-Q. Xi, X.-Y. Wang, Y.-F. Liang *et al.* Detection of gamma-ray emission from the Coma cluster with Fermi Large Area Telescope and tentative evidence for an extended spatial structure. *Phys. Rev. D* **98**, 063006 (2018).
13. R. Adam, H. Goksu, S. Brown *et al.* γ -ray detection toward the Coma cluster with Fermi-LAT: Implications for the cosmic ray content in the hadronic scenario. *Astron. Astrophys.* **648**, A60 (2021).
14. S. Garrappa, S. Buson, Fermi-LAT Collaboration. Fermi-LAT gamma-ray observations of IceCube-200921A and detection of a new gamma-ray source, Fermi J1256.9+2630. *GRB Coordinates Network* **28481**, 1 (2020).
15. Planck Collaboration *et al.* Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev–Zeldovich cluster counts. *Astron. Astrophys.* **571**, A20 (2014).
16. R. Piffaretti, R. Valdarnini. Total mass biases in X-ray galaxy clusters. *Astron. Astrophys.* **491**, 1 (2008).
17. A. Cavaliere, R. Fusco-Femiani. The distribution of hot gas in clusters of galaxies. *Astron. Astrophys.* **70**, 677 (1978).
18. D. Nagai, A.V. Kravtsov, A. Vikhlinin. Effects of galaxy formation on thermodynamics of the intracluster medium. *Astrophys. J.* **668**, 1 (2007).
19. J. Navarro, C. Frenk, S. White. The structure of cold dark matter halos. *Astrophys. J.* **462**, 563 (1996).
20. M. Arnaud, G.W. Pratt, R. Piffaretti *et al.* The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the $Y_{SZ} - M_{500}$ relation. *Astron. Astrophys.* **517**, A92 (2010).
21. A. Bonafede, L. Feretti, M. Murgia *et al.* The Coma cluster magnetic field from Faraday rotation measures. *Astron. Astrophys.* **513**, A30 (2010).
22. M. Murgia, F. Govoni, L. Feretti *et al.* Magnetic fields and Faraday rotation in clusters of galaxies. *Astron. Astrophys.* **424**, 2 (2004).

23. G. Hurier, R. Adam, U. Keshet. First detection of a virial shock with SZ data: implication for the mass accretion rate of Abell 2319. *Astron. Astrophys.* **622**, A136 (2019).
24. E. Churazov, I. Khabibullin, N. Lyskova *et al.* Tempestuous life beyond R_{500} : X-ray view on the Coma cluster with SRG/eROSITA. I. X-ray morphology, recent merger, and radio halo connection. *Astron. Astrophys.* **651**, A41 (2021).
25. E. Dwek, F. Krennrich. The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe. *Astropart. Phys.* **43**, 112 (2013).
26. <https://github.com/me-manu/ebtable/>.
27. <https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/>.
28. X. Bai, B.Y. Bi, X.J. Bi *et al.* The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) Science White Paper – 2021 Edition. *arXiv: 1905.02773 [astro-ph.HE]* (2019).
29. Ice Cube Collaboration *et al.* Search for steady point-like sources in the astrophysical muon neutrino flux with 8 years of IceCube data. *Eur. Phys. J. C* **79**, 234 (2019).
30. G.R. Werner, D.A. Uzdensky, B. Cerutti *et al.* The extent of power-law energy spectra in collisionless relativistic magnetic reconnection in pair plasmas. *Astrophys. J. Lett.* **816**, L8 (2016).

Одержано 15.12.21

R.B. Hnatyk, V.V. Voitsekhovskiy

GAMMA-RAY AND NEUTRINO RADIATION FROM COMA CLUSTER (A1656)

Galaxy clusters (GCs) are the largest and the most massive gravitationally bounded objects in the large-scale structure of the Universe. Due to the high (of the order of a few keV) temperature of virialized gas in the intracluster medium (ICM) and the presence of cosmic rays (CRs), GCs are effective sources of thermal X-ray and non-thermal lepton (synchrotron) radiation. GCs are also storage rooms for CRs because the time of CR diffusive escape from GCs exceeds the age of the Universe. However, non-thermal hadronic gamma-ray emission from GCs, which mainly arises due to proton-proton collisions of CRs and thermal protons of ICM plasma and the subsequent decay of neutral pions, has not yet been robustly detected. In this paper, we model the expected non-thermal hadronic gamma-ray radiation and neutrino flux from the Coma cluster (A1656) and evaluate the prospects for registering this radiation making use of available (*Fermi-LAT*, *LHAASO*, *IceCube*) and planned (*CTA*, *IceCube-Gen2*) ground-based detectors.

Keywords: galaxy clusters, Coma cluster, cosmic rays, gamma radiation, neutrino radiation.