

Е. Федорова, канд. физ.-мат. наук,  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### РЕНТГЕНОВСКИЕ СВОЙСТВА УДАЛЕННЫХ РАДИОГРОМКИХ КВАЗАРОВ ПО ДАННЫМ XMM-NEWTON И SWIFT/XRT

*Обработаны и промоделированы рентгеновские данные спутниковых наблюдений XMM-Newton и Swift/XRT выборки радиогромких квазаров с красным смещением  $z > 1$  по кросс-корреляции радиокаталога PKS и каталога АЯГ Верона и Верон. Для подгонки спектров в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ использовалась модель степенного континуума с отражением и поглощением, с экспоненциальным завалом на высоких энергиях для всех квазаров выборки, кроме гравитационно-линзовой системы PKS1830-211, к которой была применена модель с двумя фотонными индексами. Средние значения параметров по выборке: фотонный индекс  $\Gamma = 1.59 \pm 0.04$ , энергия завала  $E_c = 77$  кэВ, параметр отражения  $R = 3.2$ , плотность поглощающей материи на луче зрения  $N_H = 4.2 \cdot 10^{21}$  см<sup>2</sup>. Все объекты выборки, за исключением PKS2000-330, демонстрируют экспоненциальный завал на энергиях ниже 100 кэВ, в согласии с выводами спин-парадигмы для радиогромких АЯГ.*

*Ключевые слова:* АЯГ, квазары, рентгеновские наблюдения

УДК 524.7

Л. Задорожна, канд. физ.-мат. наук,  
Б. Гнатик, д-р физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### КОСМОЛОГІЧНИЙ ШВИДКИЙ РАДІОСПАЛАХ "SPARK" ЯК НЕТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД УДАРНОЇ ХВИЛІ НАВКОЛО НАДПРОВІДНОЇ СТРУНИ

*Надпровідні космічні струни можуть бути потужними джерелами нетеплового випромінювання. Випромінювання від ударної хвилі навколо прикаспової області має характер вузьконаправлених спалахів. Показано, що відкритий у 2007 р. на 64-метровому радіотелескопі Паркс мілісекундний позагалактичний швидкий радіоспалах FRB010724 "spark" неототожненої природи може бути пояснений як синхротронне випромінювання від ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної космічної струни енергетичного масштабу, близького до Великого Об'єднання. Тривалість, потік і частота радіовипромінювання спостережуваного спалаху добре узгоджуються із запропонованою моделлю. Наразі виявлено ще п'ять швидких радіоспалахів з подібними характеристиками, що підкріплює пояснення цього явища як випромінювання від петель космічних струн.*

*Ключові слова:* космічні струни, швидкий радіоспалах, нетеплове випромінювання, ударні хвилі.

**1. Вступ.** Мілісекундний радіоспалах було виявлено групою вчених на чолі з Лорімером у 2007 році [1] під час обробки архівних даних, отриманих при спостереженні Магелланових Хмар на частоті 1.4 ГГц з допомогою 64-метрового радіотелескопа Паркс в Австралії. Спалах було помічено в даних від 24 липня 2001 року за Всесвітнім координованим часом і він знаходився приблизно на три градуси південніше Малої Магеланової Хмари. Потік від радіоспалаху  $F = 30$  Ян, тривалість  $T < 5$  мс. Властивості спалаху не дозволяють асоціювати його з фізичними явищами, що могли б відбутися в нашій Галактиці чи Малій Магелановій Хмарі. Сучасні моделі для вільних електронів космічної плазми дають можливість розрахувати, що спалах відбувся на відстані  $r \leq 1$  Гпк, що відповідає червоному зміщенню  $z \leq 0.3$ . Дані за подальші 90-годинні спостереження показали, що такий радіоспалах являв собою одичине явище, тобто особливу подію. У 2013 році з'явилося повідомлення про відкриття на радіотелескопі Паркс ще чотирьох радіоспалахів позагалактичної природи. Спостережуване явище отримало офіційну назву – швидкий радіоспалах (анг. Fast radio burst). Ці чотири радіоспалахи – FRB110220, FRB110627, FRB110703, FRB120127, виявлені при обробці даних за 2011–2012 роки, мають характеристики, подібні до "спалаху Лорімера", якому був присвоєний номер FRB010724 (анг. "spark", "Lorimer burst"), для них червоне зміщення  $z$  лежить в межах від 0.45 до 0.81, потік варіюється від  $F = 0.4$  Ян до  $F = 1.3$  Ян, тривалість від  $T = 1.1$  мс до  $T = 5.6 \pm 0.1$  мс [2]. Нещодавно з допомогою радіотелескопу обсерваторії Аресібо виявлено ще один швидкий радіоспалах FRB 121102, що був задетектований при обробці 1,4 ГГц пульсарного ALFA огляду, у північній півкулі неба в регіоні Галактичного анти-центру. Тривалість спалаху  $T = 3 \pm 0.5$  мс, потік  $F = 40$  мЯн [3]. Міжнародна група вчених на чолі з Лаурою Спітлер із Радіоастрономічного інституту Макса Планка в Бонні, (Німеччина), що займалися обробкою даних по FRB121102, вважають, що в середньому щохвилини в небі відбувається сім швидких радіоспалахів [3]. Так як існує цілий набір швидких радіоспалахів із подібними характеристиками, це дозволяє зробити припущення про їх однакову природу. Пропонується кілька пояснень космологічних швидких радіоспалахів, такі як: вибух наднової, спалах від магнетару чи злиття релятивістських об'єктів – чорних дірок або нейтронних зір. Існує також пояснення для "спалаху Лорімера" FRB010724, запропоноване Вачаспаті у 2008 році [4]. Цей радіоспалах вдалося пояснити як електромагнітне випромінювання від самоперетину і анігіляції частини надпровідної космічної струни енергетичного масштабу Великого Об'єднання зі струмом  $i = 10^5$  ГеВ.

Космічні струни представляють собою один із типів топологічних дефектів, які могли утворюватися під час фазових переходів полів зі спонтанним порушенням симетрії у ранньому Всесвіті. Прикладом такого фазового переходу є фазовий перехід теорії Великого Об'єднання (ТВО) – відділення сильної взаємодії від електрослабкої, що відбувся за  $10^{-35}$  с з моменту Великого вибуху. Космічні струни – квазіодномірні (з товщиною порядку  $d \sim \eta^{-1} \sim 10^{-30}$  см, де  $\eta$  – енергетичний масштаб фазового переходу, рівний у випадку ТВО  $\eta = \eta_{\text{ТВО}} \sim 10^{16}$  ГеВ) безконечні (в межах нашого космологічного горизонту) чи замкнуті в петлі масивні (маса (натяг) одиниці довжини  $\mu \sim \eta^2 \sim 10^{22}$  г/см для ТВО-струн) структури, які можуть відігравати важливу роль як в космологічному аспекті, так і в різноманітних астрофізичних проявах. На різних етапах еволюції Всесвіту петлі космічних струн можуть відповідати за формування структур; утворення згущень темної матерії; магнетогенезис; впливати на іонізаційну

історію Всесвіту під час раннього зореутворення; відповідати за надлишок нейтрального гідрогену та яскраві плями на картах 21 см випромінювання. Космічні струни можуть бути спостережуваними завдяки таким астрофізичним проявам як гравітаційне мікролінзування зір та гравітаційне лінзування на нескінченних струнах; випромінювання електромагнітних хвиль та високоенергетичних частинок із кінків та каспів на (надпровідних) струнах; також можуть проявлятися у стохастичному фоні гравітаційних хвиль та спалахами випромінювання гравітаційних хвиль.

На сьогодні існують кілька повідомлень про можливе експериментальне відкриття космічних струн. Так, автори [5] проаналізували флуктуації блиску першого відомого гравітаційно лінзованого об'єкту Q0957+561 – це два зображення квазара, утвореного гравітаційним лінзуванням на надмасивній галактиці. Відстань між зображеннями наближено складає 6". Яскравість двох зображень різна, проте флуктуації їх блиску повинні повторювати флуктуації блиску джерела. Так як існує різниця в ході променів від цих двох зображень до спостерігача, то флуктуації блиску зображень зміщені на 417,1 доби. До публікації роботи [5], тобто до 2004 року, цю гравітаційну лінзу спостерігали більш ніж 1500 ночей. Проте у 2004 р. протягом деякого часу спостереження було помічено, що в певній ділянці спектра на несинхронні флуктуації накладаються також синхронні. Ці флуктуації були пояснені прольотом петлі струни, що своїм гравітаційним полем внесла збурення в зображення квазара.

Значна кількість астрофізичних проявів очікується від надпровідних космічних струн – топологічних дефектів, всередині яких містяться безмасові носії заряду (нульові моди) що, рухаючись без опору, поведуть себе як струм вздовж струни. Крім гравітаційної дії, надпровідні струни генеруватимуть різного типу електромагнітне випромінювання та потоки елементарних частинок. Особливо ефективно такі процеси протікатимуть в околі каспів – негладких, zdeформованих унаслідок руху областей струни, які мають форму складки, вершина якої одночасно досягає швидкості, близької до швидкості світла. Інше повідомлення про можливе спостереження космічної струни – відкриття швидкого радіоспалаху FRB010724 ("spark", "Lorimer burst"), описаного вище, та його подальше пояснення як спалах від каспа на надпровідній космічній струні [4].

В цій роботі ми пропонуємо альтернативне пояснення для космологічного швидкого радіоспалаху FRB010724 як синхротронне випромінювання електронів, прискорених на фронті ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної космічної струни. І так як у Всесвіті існує приблизно однорідний розподіл петель космічних струн, то подальші відкриття швидких радіоспалахів дозволяють припустити їх зв'язок із петлями космічних струн.

Деякі сучасні експериментальні дані дають можливість накладати обмеження на параметри струн. Одним з таких експериментів є вимірювання періодів пульсарів. Пульсари – нейтронні зорі, що випромінюють строго періодичні радіоімпульси. Так як космічні струни мають велику лінійну густину і осцилюють з релятивістськими швидкостями, вони генерують потужні потоки гравітаційних хвиль. Гравітаційні хвилі мали б вносити збурення в періодичність пульсару. Дані вимірювання представляють особливий інтерес, адже дають можливість накладати обмеження на параметри надпровідних струн, що випромінюють не лише гравітаційні, а й електромагнітні хвилі. Співвідношення між потужностями випромінювання гравітаційних хвиль та електромагнітних хвиль залежить від струму в струні [6].

Космічні струни формуються на початкових стадіях еволюції Всесвіту, що приводить до їх впливу на формування великомасштабної структури Всесвіту, повного спектра флуктуацій густини та флуктуацій космічного мікрохвильового випромінювання. Обмеження на параметри струн накладаються зі спостережень анізотропії космічного мікрохвильового випромінювання. Вимірювання флуктуацій температури були проведені з допомогою космічних апаратів WMAP, що працював на навколоземній орбіті у 2001–2010 рр. та космічної обсерваторії Планк, що функціонувала у 2009–2013 рр. Спектр флуктуацій температури в межах похибки вимірювання гаусівський, відхилення від гаусовості мали б вносити космічні струни. Проте відхилень не було виявлено, що накладає наступні обмеження на натяг струн:  $G_{\mu}/c^2 \leq 1.3 \cdot 10^{-7}$  для космічних струн Намбу-Гото,  $G_{\mu}/c^2 \leq 3.2 \cdot 10^{-7}$  для космічних струн абелевої моделі Хіггса [7].

**2. Надпровідні струни в космічній плазмі.** Типова довжина петлі  $l$  визначається співвідношенням  $l \approx \alpha ct$ , де  $t$  – космологічний момент часу. Для аналітичних оцінок зручно розглядати фрідманівську космологічну модель з густиною матерії, рівною критичній (без  $\Lambda$  члена), космологічний момент часу  $t = t_0(1+z)^{-3/2}$ , де  $t_0 = (2/3)H_0^{-1}$  – час життя Всесвіту,  $z$  – червоне зміщення,  $H_0$  – постійна Хаббла. Параметр  $\alpha = \Gamma G_{\mu}/c^2$  визначає темп втрат енергії струною внаслідок гравітаційного випромінювання та залежить від енергетичного масштабу фазового переходу, під час якого струна утворилась,  $\Gamma \approx 50$  – безрозмірний параметр [8],  $G$  – гравітаційна стала. Петлі струн періодично осцилюють, різні ділянки струни при цьому рухаються з різними релятивістськими швидкостями, так що щоперіоду на них утворюються каспи. Ділянка прикаспової області на характерній власній (в нерухомому стані) відстані  $\Delta l$  від вершини каспа при осциляційних формуваннях каспа прискорюватиметься до Лоренц-фактору  $\gamma_s = 1/\sqrt{1-\beta^2} \sim l/\Delta l$ ,  $\beta = v_s/c$ , де  $v_s$  – швидкість каспа. Тривалість каспового явища для зовнішнього спостерігача

$$\tau_c = \alpha t(1+z)/(2\gamma_s^3) = \alpha t_0/(2(1+z)^{1/2}\gamma_s^3). \quad (1)$$

Струни рухаються в міжгалактичній плазмі з характерними параметрами: концентрація протонів і електронів  $n = n_e = n_p = 10^{-7}(1+z)^3 n_{-7}$  см<sup>-3</sup>, магнітне поле  $B = B_0(1+z)^2 = 10^{-7} B_{-7}(1+z)^2$  Гс (тут і далі приймемо позначення  $n_{-7} = n/10^{-7}$ ,  $B_{-7} = B/10^{-7}$  і т. ін.). При осциляціях петлі в міжгалактичному магнітному полі в ній виникає електричний струм  $i = k_i e^2 B_0 / \hbar$ , де  $k_i$  – постійна,  $e$  – заряд електрона,  $\hbar$  – постійна Планка. Струм породжує навколо струни власне магнітне поле. Іонізована космічна плазма не може проникнути в область сильного магнітного поля біля струни, тому при обтіканні струни на деякій відстані  $r_s$  від неї формується ударна хвиля, що рухається з Лоренц-фактором  $\gamma_{sh} = \gamma_s$ .

Розглянемо ультрарелятивістську ударну хвилю навколо прикаспової області струни. Основний вклад в густину енергії за фронтом ударної хвилі дають релятивістські протони  $e_p \approx e_2$ . З аналізу даних щодо ультрарелятивістських хвиль в космологічних гама-спалахах відомо, що магнітогідродинамічні процеси за фронтом приводять до передачі деякої частини теплової енергії протонів до електронів (так що  $e_e = \epsilon_e e_2, \epsilon_e \approx 0.1$ ) та до генерації турбулентного магнітного поля (так що  $e_B = \epsilon_e e_2, \epsilon_B \approx 0.1$ ), величина якого значно перевищує величину вмороженого магнітного поля  $B_2 \approx 1.4 \sqrt{8\pi} \epsilon_B^{1/2} \gamma_s m_p^{1/2} n^{1/2} = 2.8 \cdot 10^{-5} \gamma_s n_{-7}^{1/2} \epsilon_B^{1/2}$  Гс, де  $m_p$  – маса протона. Продовжуючи аналогію з ультрарелятивістськими ударними хвилями в гама-спалахах, вважатимемо розподіл релятивістських електронів в післяударній області степеневим  $N(\gamma_e) = K \gamma_e^{-p}$  (приймаємо  $p = 2.2$ , як для гама-спалахів) [8].

Прискорені електрони, рухаючись в магнітному полі післяударної області, випромінюватимуть синхротронні фотони в широкому інтервалі енергій. Для віддаленого спостерігача синхротронне випромінювання від прикаспової області на струні концентруватиметься у вузькому пучку з кутом  $\theta \sim 1/\gamma_s$  – кут між напрямком руху каспа і напрямком джерело-спостерігач. Частота синхротронних фотонів для електронів з Лоренц-фактором  $\gamma_s$  в локальній системі координат рівна:

$$\nu = \frac{eB_2}{2\pi m_e c} \gamma_e^2. \quad (2)$$

При переході до системи відліку зовнішнього спостерігача, частота зсуватиметься на Доплер-фактор  $\delta = 1/(\gamma_s(1-\beta \cos \theta_s))$ , для  $\theta_s \leq 1/\gamma_s, \delta \approx \gamma_s$ . Режим синхротронного охолодження визначається Лоренц-фактором електронів  $\gamma_{e,c}$ , що висвічують за гідродинамічний час. Для повільного охолодження  $\gamma_{e,c} > \gamma_{e,min}$ , де  $\gamma_{e,min}$  – мінімальний Лоренц-фактор електронів, лише електрони з енергією більшою  $\gamma_{e,c}$  ефективно охолоджуються, а основна кількість електронів повільно втрачає енергію порівняно з гідродинамічним часом. Максимум потужності випромінювання для зовнішнього спостерігача припадає на частоту

$$\nu_m^{obs} \approx \frac{eB_2}{4\pi m_e c} \gamma_{e,min}^2 \frac{\delta}{1+z} = 1.9 \cdot 10^4 \gamma_s^4 (1+z)^{1/2} n_{-7}^{1/2} \epsilon_{e,-1}^2 \epsilon_{B,-1}^{1/2} \text{ Гц}. \quad (3)$$

Максимум спектрального потоку для зовнішнього спостерігача:

$$F_{\nu,max}^{obs} = \frac{V_{em} K' A \nu_m^{-(p-1)/2}}{4\pi d_L^2} \delta^3 (1+z) = 2.6 \cdot 10^{-38} \frac{\gamma_s^{4.2} k_f^2 B_{-7}^2 \alpha_{-8}^3 n_{-7}^{1/2} \epsilon_{e,-1}^{1.2} \epsilon_{B,-1}^{1/2}}{(1+z)^2 ((1+z)^{1/2} - 1)^2} \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{с}) \quad (4)$$

тут  $V_{em} = \frac{3}{2} \pi r_s \Delta l / \gamma_s$  – об'єм випромінюючої області,  $K', A$  – коефіцієнти,  $d_L = 3t_0 c (1+z)^{1/2} ((1+z)^{1/2} - 1)$  – фотометрична відстань від земного спостерігача до області випромінювання [8].

**3. Космологічний швидкий радіоспалах як синхротронне випромінювання від каспа на струні.** Застосуємо описаний в попередньому розділі сценарій синхротронного випромінювання електронів, прискорених на фронті ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної струни для пояснення мілісекундного позагалактичного радіоспалаху. Тривалість спалаху, а отже і тривалість каспового явища на струні рівні  $\tau_c = 5 \cdot 10^{-3}$  с, червоне зміщення  $z \approx 0.3$ , отже з формули (1) можемо знайти Лоренц-фактор каспа:  $\gamma_s = 3.4 \cdot 10^6 \alpha^{1/3}$ . Частоту, на яку припадає максимум випромінювання знайдемо з формули (3):  $\nu_m^{obs} = 2.9 \cdot 10^{30} \alpha^{4/3}$  Гц, тоді як зареєстрована частота радіоспалаху  $\nu^{obs} = 1.4 \cdot 10^9$  Гц. Отже, для будь якого значення  $\alpha$  з можливого для струни проміжку значень  $10^{-11} \leq \alpha \leq 10^{-6}$  зареєстроване випромінювання потрапляє на ділянку спектра  $\nu_m \geq \nu > \nu_a$ , де  $\nu_a$  – частота самопоглинання (див. повний спектр синхротронного випромінювання в роботі [8]). Спостережуваний

потік від радіоспалаху  $F_\nu^{obs} = F_{\nu,max}^{obs} \left( \frac{\nu^{obs}}{\nu_m^{obs}} \right)^{1/3} = 3 \cdot 10^{-22} \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{с})$ . Використовуючи формулу (4), отримаємо  $F_\nu^{obs} = 1.7 \cdot 10^8 \alpha^{35.6/9} = 3 \cdot 10^{-22} \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{с})$ , звідки знаходимо безрозмірний параметр, що визначає енергетичний масштаб, під час якого дана струна утворилась  $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$ , енергетичний масштаб фазового переходу  $\eta \sim 10^{15}$  ГеВ.

Отже, ми пропонуємо пояснити швидкий радіоспалах FRB010724, задетектований телескопом Паркс у 2001 р. як синхротронне випромінювання електронів, прискорених на фронті ударної хвилі навколо прикаспової області надпровідної струни. Відкриті пізніше швидкі радіоспалахи можуть мати аналогічну природу. Альтернативна можливість – пояснення спалаху електромагнітним імпульсом випромінювання від струмонесучого каспа на надпровідній струні – буде розглянута в наступній публікації.

**Список використаних джерел**

1. *Abricht* millisecond radioburst of extragalactic origin / D.R. Lorimer, M. Bailes, M. A. Mc Laughlin et al. // *Science Express*, 2007. – Vol. 318. – № 5851. – P. 777–780.
2. *A Population of Fast Radio Bursts at Cosmological Distances* / D. Thornton, B. Stappers, M. Bailes et al. // *Sci.*, 2013. – Vol. 341 – № 6141. – P. 53–56.
3. *Fast Radio Burst Discovered in the Arecibo Pulsar ALFA Survey* / L.G. Spitler, J.M. Cordes, J.W.T. Hessels et al. // [electronic version] *arXiv*: 1404.2934. – 2014. – 9 p.
4. *Vachaspati T. Cosmic sparks from superconducting strings* / T. Vachaspati // *Phys. Rev. Lett.*, 2008. – Vol. 101. – I.14. – P. 1301–1305.

5. Schild R. Anomalous fluctuations in observations of Q0957+561 A,B: smoking gun of a cosmic string? / R. Schild, I.S. Masnyak, B.I. Hnatyk // Astron.Astrophys., 2004. – Vol. 422. – P. 477–482.

6. Miyamoto K. Cosmological and astrophysical constraints on superconducting cosmic strings / K. Miyamoto, K. Nakayama // [electronic version] arXiv:1212.6687, 2012. – 32 p.

7. Effects of cosmic strings with delayed scaling on CMB anisotropy / K. Kamada, Yu. Miyamoto, D. Yamauchi et al. // [electronic version] arXiv:1407.2951, 2014. – 9 p.

8. Zadorozhna L.V. Electromagnetic emission bursts from the near-cusp regions of superconducting cosmic strings / L.V. Zadorozhna, B.I. Hnatyk // UJP, 2009. – Vol. 54. – I.11. – P. 1152–116.

Надійшла до редколегії 28.08.14

Л. Задорожная, канд. физ.-мат. наук,  
Б. Гнатик, д-р физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

### КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ БЫСТРЫЙ РАДИОВСПЛЕСК "SPARK"

#### КАК НЕТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВОКРУГ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СТРУНЫ

Сверхпроводящие космические струны могут быть мощными источниками нетеплового излучения. Излучение от ударной волны вокруг прикасповой области имеет характер узконаправленных вспышек. Показано, что открытый в 2007 г. на 64-метровом радиотелескопе Паркс миллисекундный внегалактический радиовсплеск FRB010724 "spark" неотожествленной природы может быть объяснен как синхротронное излучение от ударной волны вокруг прикасповой области сверхпроводящей космической струны энергетического масштаба, близкого к Великому Объединению. Продолжительность, поток и частота наблюдаемого всплеска хорошо согласуются с предложенной моделью. Сейчас выявлено еще пять быстрых радиовсплесков с похожими характеристиками, что подкрепляет объяснение этого явления как излучение от петель космических струн.

Ключевые слова: космические струны, быстрый радиовсплеск, нетепловое излучение, ударные волны.

L. Zadorozhna, Ph.D. in Phys. and Math. Sci.,  
B.I. Hnatyk, Dr. Phys. and Math. Sci.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### COSMOLOGICAL RADIO BURST "SPARK" AS A NONTHERMAL RADIATION FROM SHOCK WAVE AROUND THE SUPERCONDUCTING STRING

Superconducting cosmic strings can be powerful sources of nonthermal radiation. Radiation from the shock wave around near-cusp region has the character of targeted bursts. It is shown that opened in 2007 on the 64-meter radio telescope Parks millisecond extragalactic fast radio burst FRB010724 "spark" with unknown nature can be explained as synchrotron radiation from shock wave around near-cusp region of the superconducting cosmic string with the energy scale close to the Grand Unification scale. The observed duration, flow and event rate are in good agreement with the proposed model. Currently detected five fast radio burst with similar characteristics reinforce the explanation of this phenomenon as radiation from cosmic string loops.

Key Words: cosmic strings, fast radio burst, non-thermal radiation, shock waves.

УДК 524.7

А. Василенко, асп.,  
О. Федорова, канд. физ.-мат. наук,  
В. Жданов, д-р. физ.-мат. наук, проф.  
КНУ ім. Тараса Шевченка, Київ

### КОРЕЛЯЦІЇ РЕНТГЕНІВСЬКИХ СПЕКТРАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ДЛЯ АКТИВНИХ ЯДЕР ГАЛАКТИК ЗА ДАНИМИ КАТАЛОГУ SWIFT/BAT AGNS

Створено вибірку 65 галактик з активними ядрами за даними каталогу Swift/BAT AGNs. Проаналізовано рентгенівські спектри, отримані супутниками XMM-Newton та INTEGRAL у сумарному діапазоні енергій 0,5–300 кеВ. Для об'єктів вибірки визначено такі спектральні параметри: фотонний індекс  $\Gamma$ , параметр відносного відбиття  $R$ , еквівалентна ширина  $EW_{FeK}$  лінії Fe  $K_{\alpha}$ , внутрішня світність  $I$ , енергія експоненційного обрізання  $E_c$ . Отримано оцінки кореляцій  $\Gamma$ - $R$ ,  $EW_{FeK}$ - $I$ ,  $\Gamma$ - $E_c$ ,  $EW_{FeK}$ - $N_H$ . Кореляція  $\Gamma$ - $R$  отримана окремо для галактик Сейферт 1 та Сейферт 2; встановлено, що вона не є сильною. Параметр відносного відбиття для Сейфертів 2 на малих ступеневих показниках систематично вищий, ніж для Сейфертів 1, що може бути вказівкою на внесок відбиття від газо-пилового тору.

**Вступ.** Згідно із широко прийнятою уніфікованою моделлю [1] типи активних ядер галактик (АЯГ) від Сейферт 1 до Сейферт 2 відрізняються лише орієнтацією відносно променя зору. Вважають, що джерело випромінювання в АЯГ представлено акреційним диском та його короною поблизу надмасивної чорної діри. Основним механізмом, який відповідає за рентгенівське випромінювання, вважають обернене комптонівське розсіювання теплових фотонів ультрафіолетового діапазону на гарячих електронах корони. Це випромінювання може мати різні спектральні властивості залежно, насамперед, від геометрії корони, її стану та стану акреції [4, 21, 22, 24]. Окрім цього, спостережні властивості радіо-гучного чи тихого джерела пов'язують з темпом акреції та спіном чорної діри. Наявність навколяядерного газопилового тору сильно впливає на прояви ліній поглинання та випромінювання (особливо на найважливішу та найяскравішу лінію рентгенівського діапазону – Fe  $K_{\alpha}$  з енергією 6,4 кеВ), а також на фотонний індекс (ступеневий показник спектра). Усі ці фактори напряму впливають на значення спектральних параметрів, таких як поглинання, еквівалентні ширини ліній, значення відносного відбиття, світності та вже згаданого фотонного індексу [14], тому вивчення цих параметрів та їх кореляцій дозволяє аналізувати фізичні процеси, які не можуть спостерігатись напряму через віддаленість галактик та обмежені можливості здатність інструментів.

Для дослідження цих питань нами складено вибірку галактик з активними ядрами на основі 22-місячного огляду неба супутником Swift. З даного огляду були вилучено усі подвійні рентгенівські системи та блазари. Ми вибрали лише ті галактики, для яких можна одночасно побудувати рентгенівські спектри з використанням