

УДК 524.7

Стохастичне прискорення космічних променів в області гальмування релятивістських струменів в блазарах

М.В. Сидоренко¹, Б.І. Гнатик¹, В.В. Марченко²
¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка

²Чернігівський національний педагогічний університет імені Т.Г. Шевченка

В роботі досліджується прискорення релятивістських частинок (космічних променів) в турбулентній замагніченій плазмі в центральних районах блазарів, яка створюється внаслідок взаємодії релятивістських струменів радіогалактик FRI з навокоядерним та/або міжзоряним середовищем. Зокрема, ми розглядаємо взаємодії швидких частинок з альфівівськими хвилями в рамках механізму прискорення Фермі другого роду для космічних променів.

СТОХАСТИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ТОРМОЖЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУЙ В БЛАЗАРАХ, Сидоренко М.В., Гнатик Б.И., Марченко В.В. — В работе исследуется ускорение релятивистских частиц (космических лучей) в турбулентной замагнитенной плазме в центральных районах блазаров, которая появляется в результате взаимодействия релятивистских струй радиогалактик FRI с околоядерной и/или межзвездной средой. В частности, мы рассматриваем взаимодействия быстрых частиц с альфеновскими волнами в рамках механизма ускорения Ферми второго рода для космических лучей.

STOCHASTIC ACCELERATION OF COSMIC RAYS IN REGION OF RELATIVISTIC JET DECELERATION IN BLAZARS, by Sydorenko M.V., Hnatyk B.I., Marchenko V.V. — We investigate an acceleration of relativistic particles (cosmic rays) in turbulent magnetized plasma in central regions of blazars, created by interaction of relativistic jets of FRI radio galaxies with circumnuclear and/or interstellar medium. Especially, we consider interaction of fast particles with Alfvén waves in the frame of the second order Fermi mechanism of cosmic ray acceleration.

Ключевые слова: ускорение космических лучей; торможение релятивистских струй; турбулентная замагнитенная плазма.

Key words: acceleration of cosmic rays; relativistic jet deceleration; turbulent magnetized plasma.

1. ВСТУП

Космічні промені — це електрони та ядра різних елементів, що прискорюються у Всесвіті і потрапляють в атмосферу Землі з енергіями понад 10^{20} еВ. Існування космічних променів відкрив Гесс у 1912 році завдяки явищу зростання ступеня іонізації повітря із збільшенням висоти від поверхні Землі. Частинки космічних променів з енергіями менше 10^{15} еВ досліджують за допомогою детекторів, розташованих на космічних апаратах, виведених за межі земної атмосфери, що дозволяє порівняно точно безпосередньо визначити енергію та склад кожної частинки, що детектується.

Оскільки можливості сучасної космічної техніки не дозволяють за розумний час набрати суттєву статистику для частинок космічних променів з більшими енергіями, то їх досліджують непрямыми методами у наземних експериментах, які є чи не найбільшими фізичними експериментальними установками (площа сітки детекторів найбільшого експерименту AUGER становить ~ 3000 км²). Енергійні частинки, зокрема, космічні промені високих (із енергією більше 10^{15} еВ) та надвисоких (більше 10^{18} еВ) енергій, взаємодіючи із частинками верхньої атмосфери, породжують каскад продуктів ядерних реакцій (такі каскади називають широкими атмосферними зливами), що досягає поверхні Землі й безпосередньо детектується у непрямому методі дослідження космічних променів високих та найвищих енергій. Феноменологія широких атмосферних злив була розроблена Гейтлером у 1938 році, а вперше це явище спостерігав П'єр Оже із співробітниками у 1939 році, що можна назвати відкриттям космічних променів високих енергій. Перший успішний експеримент спостереження космічних променів найвищих енергій було розпочато у 1963 році Лінслі (експеримент Volcano Ranch). Найважливішими експериментами із спостереження космічних променів високих та надвисоких енергій є Haverah Park, HiRes Prototype/MIA, Akeno 1 км Сітка, Yakutsk, Fly's Eye, Akeno Giant Shower Array (AGASA), High Resolution Fly's Eye (HiRes) та Pierre Auger Observatory (AUGER). Детальніше про експерименти із спостереження космічних променів високих та надвисоких енергій див., наприклад, [1, 2].

Основним джерелом космічних променів з енергіями до 10^{18} еВ вважаються галактичні залишки Наднових зір, тоді як джерелами космічних променів з енергіями понад 10^{18} еВ вважають позагалактичні

джерела, такі як активні ядра галактик, гама-спалахи, магнетари та ін. На джерела космічних променів надвисоких енергій накладається додаткова умова достатньої близькості до Землі, оскільки пробіг космічних променів надвисоких енергій в полі реліктового випромінювання обмежується до декількох сотень Мпк у результаті ГЗК-обрізання [5, 6]. Детальніше цю проблему розглянуто в оглядах [1–4].

У класі АЯГ, декілька різних типів об'єктів можна вважати кандидатами на роль прискорювачів космічних променів до надвисоких енергій. Всі вони мають центральну активну область, один або два джети, які закінчуються радіовухами. В цих областях декілька механізмів прискорення можуть діяти паралельно [7]. Зокрема, процеси Фермі першого порядку можуть відбуватися біля фронтів ударних хвиль, індуктивне прискорення — у релятивістських струменах, а стохастичне прискорення, ймовірно, відбувається у радіовухах [8–10]. Особливий інтерес представляє Сеп А, радіогалактика FR I в південній півкулі, з якою, можливо, пов'язані ряд подій, виявлені установкою Auger (енергія вище $10^{19.7}$ еВ).

У цій статті ми розглянемо випадок стохастичного прискорення, яке відбувається в областях радіовух АЯГ. Радіовуха — це сильно турбулізовані середовища, особливо в області гальмування релятивістського струменя, в яких частка густини енергії турбулентного магнітного поля, $\frac{(\delta B)^2}{B_0^2}$, може бути значною (не є малим параметром), що створює сприятливі умови для прискорення (чи доприскорення) космічних променів до надвисоких енергій [11].

2. РЕЛЯТИВІСТСЬКА ЧАСТИНКА В ТУРБУЛЕНТНОМУ СЕРЕДОВИЩІ: ВЗАЄМОДІЯ З АЛЬФВЕНІВСЬКОЮ ХВИЛЕЮ

Рух зарядженої частинки з зарядом q , масою спокою m_0 , швидкістю $v = \beta c$, Лоренц-фактором $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ та імпульсом $p = m\gamma v = \Gamma m_0 v$ в електричних і магнітних полях \vec{E} і \vec{B} визначається силою Лоренца:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{B}], \quad (1)$$

де c — швидкість світла.

В астрофізичній плазмі внаслідок високої електропровідності електричні поля, як правило, відсутні. Однак присутність різного типу хвиль, які супроводжуються змінним магнітним полем, викликає появу змінного електричного поля, яке може прискорювати заряджені частинки [11]. Зокрема, турбулентну область в блазарах ми будемо моделювати набором альфвенівських хвиль різної довжини та частоти, накладених на фонове однорідне поле \vec{B}_0 .

Розглянемо взаємодію релятивістської частинки з однією альфвенівською хвилею. Магнітне поле \vec{B}_A , пов'язане з окремою лінійно поляризованою альфвенівською хвилею, яка характеризується частотою ω_A , хвильовим числом k_A та поширюється в напрямку осі OX із швидкістю $v_A = \beta_A c = \omega_A/k_A$, виберемо

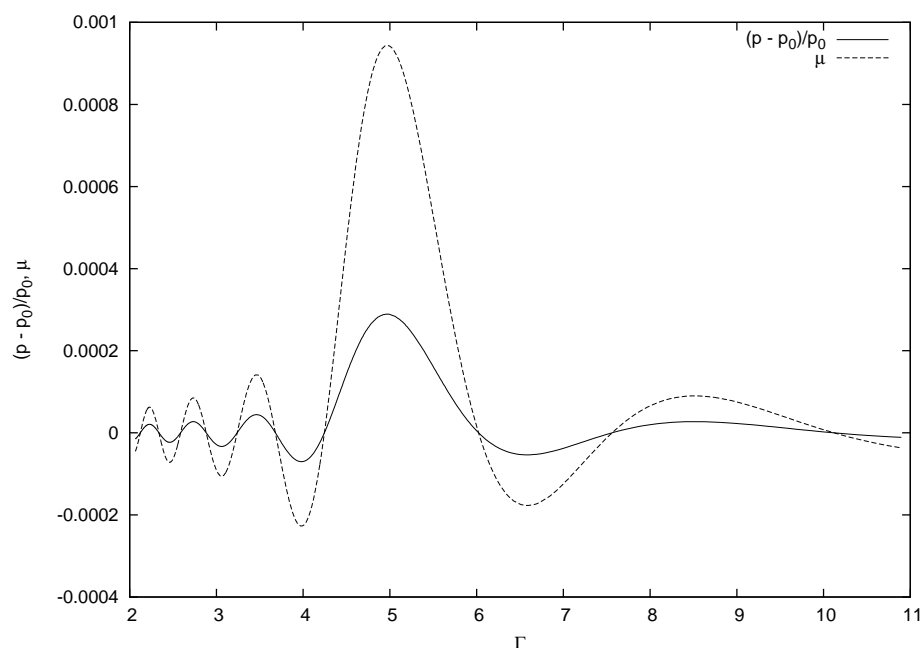


Рис. 1. Залежність відносного приросту імпульсу $(p - p_0)/p_0$ (суцільна крива), та кінцевого значення косинуса півкула μ (пунктирна крива) від Γ частинки при її взаємодії з альфвенівською хвилею ($\beta_A = 0.3$; $\mu_0 = 0$; $B_{1z0} = 10^{-4} B_0$).

орієнтованим вздовж осі OZ , так що

$$B_{Az} = B_{1z0} \sin(\omega_A t - k_A x). \quad (2)$$

Змінне електричне поле, пов'язане із поширенням альфвенівської хвилі, рівне

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{v}_A, \vec{B}_A]}{c}, \quad (3)$$

або в компонентах

$$E_x = 0, \quad (4)$$

$$E_y = \frac{1}{c}(v_{A,x} B_{A,z}) = \frac{1}{c} v_A B_{A,z}, \quad (5)$$

$$E_z = 0. \quad (6)$$

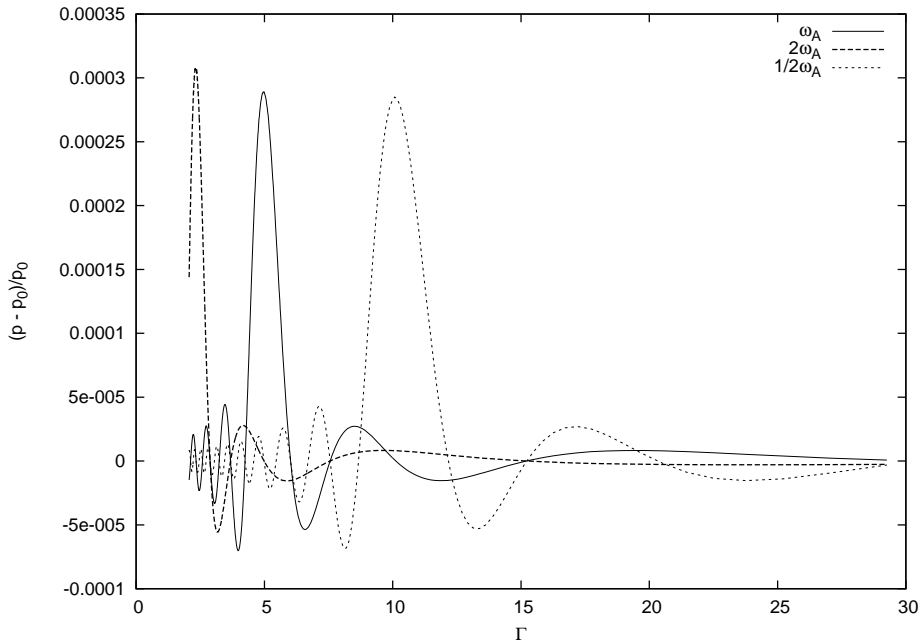


Рис. 2. Залежність відносного приросту імпульсу $(p - p_0)/p_0$ від від Γ частинки для різних частот альфвенівської хвилі. Пунктирна крива відповідає випадку, коли $\omega'_A = 2\omega_A$, точкова крива відповідає випадку $\omega'_A = \frac{1}{2}\omega_A$ ($B_{1z0} = 10^{-4} B_0$).

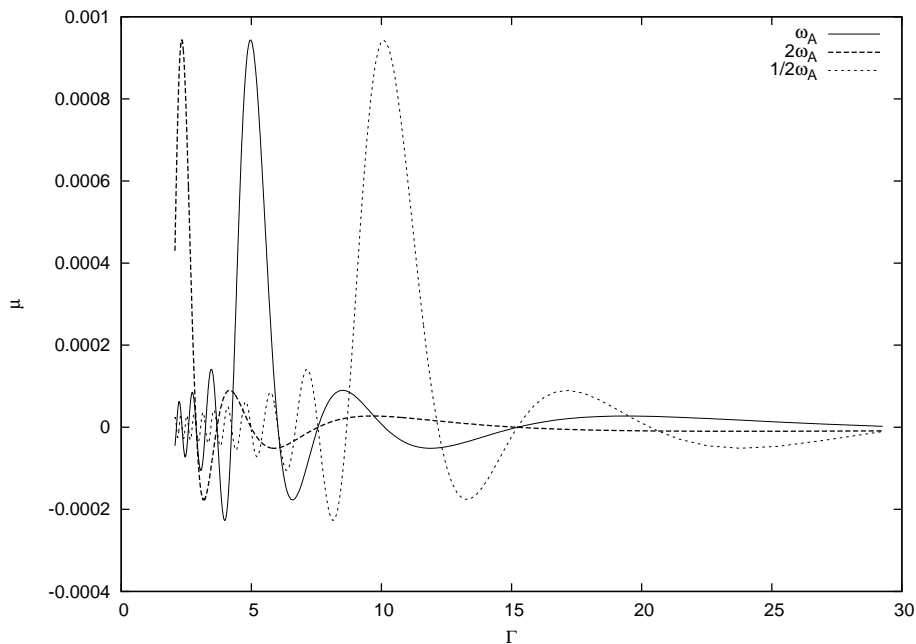


Рис. 3. Залежність кінцевого значення косинуса пітч-кута μ від від Γ частинки для різних частот альфвенівської хвилі. Пунктирна крива відповідає випадку, коли $\omega'_A = 2\omega_A$, точкова крива відповідає випадку $\omega'_A = \frac{1}{2}\omega_A$ ($B_{1z0} = 10^{-4} B_0$).

Сумарне магнітне поле у випадку однієї альфвенівської хвилі буде $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_A$, де $\vec{B}_0(B_{x0}, 0, 0)$ і $\vec{B}_A(0, 0, B_{Az})$.

Для чисельного моделювання руху заряджених частинок в магнітних полях зручно перейти до безрозмірних змінних. За масштаб часу виберемо $t_m = \omega_H^{-1}$, де $\omega_H = \frac{qB_0}{m_0c}$ — гірочастота для частинки маси m_0 та заряду q в фоновому магнітному полі B_0 . Тоді $\tau = \frac{t}{t_m}$, де τ — безрозмірний час.

Масштаб відстані тепер запишеться $L_m = \frac{c}{\omega_H}$, так що: $\frac{x}{L_m} = \bar{x}$, $\frac{y}{L_m} = \bar{y}$, $\frac{z}{L_m} = \bar{z}$, де \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} — безрозмірні координати.

Нормування імпульсу: $\frac{p}{m_0c} = \Gamma\beta = \bar{p}$, де \bar{p} — безрозмірний імпульс.

Введемо позначення: $\alpha_1 = \frac{\omega_A}{\omega_H}$ і $\alpha_2 = k_A L_m$, тоді рівняння, що задає альфвенівську хвилю буде мати

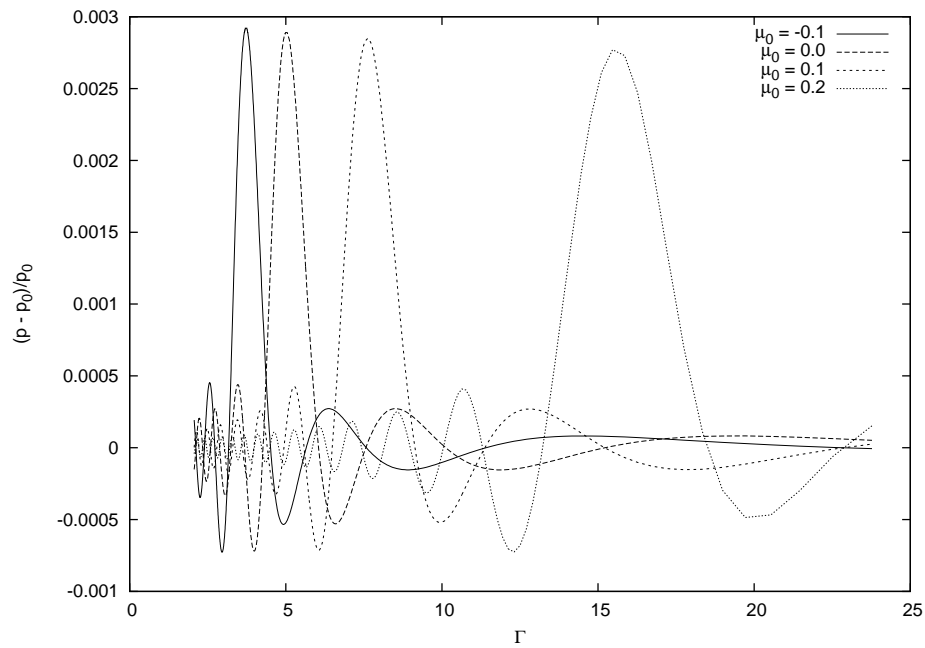


Рис. 4. Залежність відносного приросту імпульсу $(p - p_0)/p_0$ від Γ частинки для різних початкових значень косінуса пітч-кута μ_0 при $B_{1z0} = 10^{-3}B_0$. Зліва на право: $\mu_0 = -0.1; 0; 0.1; 0.2$.

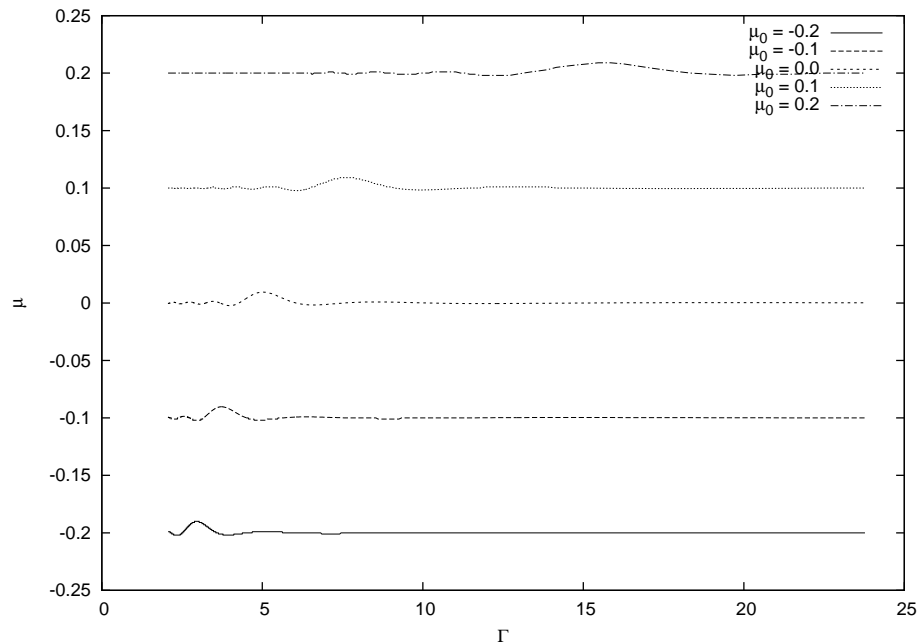


Рис. 5. Залежність кінцевого значення косінуса пітч-кута μ від Γ частинки для різних початкових значень μ_0 (Знизу — вгору: $\mu_0 = -0.2; -0.1; 0; 0.1; 0.2$). $B_{1z0} = 10^{-3}B_0$.

наступний вигляд:

$$B_{Az} = B_{1z0} \sin(\alpha_1 \tau - \alpha_2 \bar{x}). \quad (7)$$

Причому, $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \beta_A$.

В результаті отримуємо систему диференціальних рівнянь для знаходження зміни з часом положення та імпульсу релятивістської частинки при її взаємодії з альфвенівською хвилею.

$$\frac{dp_x}{d\tau} = \frac{d\Gamma\beta_x}{d\tau} = \frac{p_y}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}} \frac{B_{Az}}{B_0}, \quad (8)$$

$$\frac{dp_y}{d\tau} = \frac{d\Gamma\beta_y}{d\tau} = \frac{p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}} - \frac{p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}} \frac{B_{Az}}{B_0} - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{B_{Az}}{B_0}, \quad (9)$$

$$\frac{dp_z}{d\tau} = \frac{d\Gamma\beta_z}{d\tau} = -\frac{p_y}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}}, \quad (10)$$

$$\frac{d\bar{x}}{d\tau} = \frac{p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}}, \quad (11)$$

$$\frac{d\bar{y}}{d\tau} = \frac{p_y}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}}, \quad (12)$$

$$\frac{d\bar{z}}{d\tau} = \frac{p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + 1}}. \quad (13)$$

Для заданих початкових умов розв'язки цих рівнянь знаходяться аналітичними чи чисельними методами.

3. РЕЗОНАНСНА ВЗАЄМОДІЯ ЧАСТИНОК З АЛЬФВЕНІВСЬКОЮ ХВИЛЕЮ

На основі приведених вище рівнянь можна дослідити прискорення заряджених частинок в турбулентній плазмі, моделюючи турбулентні флуктуації магнітних та електричних полів набором випадкових МГД хвиль різної довжини та частоти, та чисельно досліджуючи траєкторії та імпульси великої кількості частинок, інжектованих в область існування змодельованої турбулентності. Головний вклад в сумарну зміну імпульсу кожної частинки складатиметься з окремих актів резонансної взаємодії частинки з турбулентними флуктуаціями, в нашому випадку — з альфвенівськими хвилями.

Умова резонансу частинки з альфвенівською хвилею має такий вигляд [12]:

$$\omega_A - s\Omega_H - k_{\parallel A} v_{\parallel p} = 0, \quad (14)$$

де ω_A — частота альфвенівської хвилі, $k_{\parallel A}$ — компонента хвильового вектора, паралельна до фонового поля B_0 , $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, Ω_H — релятивістська гірчастота частинки зарядом q , масою m і швидкістю $v_{\parallel p}$, паралельною до фонового магнітного поля B_0 ($\Omega_H = \frac{\omega_H}{\Gamma}$).

Оскільки $k_{\parallel A} = \frac{\omega_A}{v_A}$, $v_{\parallel p} = \beta_p \mu_0$, $\omega_H = \frac{qB_0}{m_0 c}$ і $\alpha_2 = k_A L_m$, отримаємо пронормований вираз для умови резонансу:

$$\alpha_2 \Gamma (\beta_A - \mu_0 \beta_p) = \pm s. \quad (15)$$

Як перший крок до розв'язку загальної задачі, розглянемо взаємодію однієї частинки — протона, що інжектуються в початковий момент часу в початку координат із швидкістю β_p та пітч-параметром μ_0 — з локалізованим збуренням у вигляді короткого цугу — 3-х періодів коливань альфвенівської хвилі — який рухається вздовж додатного напрямку осі OX і в початковий момент часу його передній край знаходиться в початку координат. Фонове магнітне поле, паралельне осі \vec{X} , прийемо рівним $\vec{B}_0 = 10^{-6}$ Гс, довжина альфвенівської хвилі $\lambda_A = 3 \cdot 10^{13}$ см, а величина її магнітного поля, яке напрямлене вздовж \vec{Z} , рівна $B_{1z0} = 10^{-4} B_0$.

Результати розрахунків представлені на рис. 1–5. Вони підтверджують факт резонансної взаємодії частинки з альфвенівською хвилею. Зокрема, у випадку початкового руху протона вперек магнітного поля ($\mu_0 = 0$) резонанс виникає при співпадінні частоти альфвенівської хвилі з частотою обертання частинки в магнітному полі (тобто, з відношенням гірчастоти до Лоренц-фактора частинки). Даний результат представлений на рис. 1. Як видно з рис. 1, резонансна взаємодія проявляється при значенні $\Gamma = 5,086$, що добре узгоджується з розрахунками. Якщо ж збільшити частоту альфвенівської хвилі в два рази ($\omega'_A = 2\omega_A$), то резонанс проявиться на значенні $\Gamma' = 2,543$. Відповідно, при зменшенні частоти альфвенівської хвилі в два рази ($\omega''_A = \frac{1}{2}\omega_A$), резонанс з'являється на значенні $\Gamma'' = 10,172$. Результати даних розрахунків представлені на рис. 2–3.

При наявності компонента швидкості частинки вздовж магнітного поля — при ненульовому μ_0 — виникають резонанси, пов'язані із співпадінням швидкості хвилі з компонентою швидкості частинки в напрямку поширення хвилі (в нашому випадку — вздовж фонового поля). Результати цієї взаємодії представлені на рис. 4–5.

З порівняння рис. 1 та 4, видно, що при одному й тому самому значенні $\mu_0 = 0.0$, значення відносного приросту імпульсу пропорційне до амплітуди магнітного поля альфвенівської хвилі.

4. ВИСНОВКИ

Активні ядра галактик відносять до найімовірніших джерел космічних променів найвищих енергій. Релятивістські потоки плазми, колімовані в струмені, здатні генерувати ударні хвилі, які ефективно прискорюють заряджені частинки механізмом Фермі першого роду. Однак галактики FRII з ознаками потужних ударних хвиль знаходяться надто далеко, щоб забезпечити спостережуваний потік космічних променів надвисоких енергій. Тому останнім часом значна увага приділяється дослідженню прискорення космічних променів в галактиках типу FRI, які розміщені достатньо близько, однак їхні струмені менш потужні та гальмуються поступово. Область гальмування повинна бути сильно турбулентною і мати умови, сприятливі для прискорення космічних променів механізмом Фермі другого роду, причому роль розсіюючих центрів відводиться турбулентним флуктуаціям та МГД хвилям. В нашій роботі приведені результати першого кроку в прямому чисельному моделюванні процесу прискорення заряджених частинок в турбулентній замагніченій плазмі — показано резонансний характер процесу розсіювання частинок в координатному та імпульсному просторах на альфвенівській хвилі як на одному компоненті стохастичного набору хвиль різної амплітуди та довжини. В наступних публікаціях буде проведено моделювання формування енергетичного спектру прискорених частинок внаслідок їх взаємодії із повним спектром МГД-хвиль, що відповідають умовам в областях гальмування релятивістських струменів в FRI-радіогалактиках.

1. *Bergman D., Belz J.* Topical Review: Cosmic rays: the Second Knee and beyond // J. of Phys. G: Nucl. and Part. Phys. — 2007. — **34**, № 10. — P. R359–R400.
2. *Halzen F.* The Search for the Sources of the Cosmic Rays One Century after their Discovery // Invited talk at XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (ISVHECRI 2010), Batavia, Illinois, USA 28 June — 2 July 2010.
3. *Fraschetti F.* On the acceleration of ultra-high-energy cosmic rays // Philosoph. Trans. of the Royal Soc. A: Math., Phys. and Engin. Sci. — 2008. — **366**, № 1884. — P. 4417–4428.
4. *Hörandel J.* The origin of galactic cosmic rays // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Sect. A. — 2008. — **588**, № 1–2. — P. 181–188.
5. *Greisen K.* End to the Cosmic-Ray Spectrum? // Phys. Rev. Lett. — 1966. — **16**, № 17. — P. 748–750.
6. *Zatsepin G.T., Kuzmin A.* Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays // JETP. — 1966. — **4**. — P. 78.
7. *Rieger F., Bosch-Ramon V., Duffy P.* Fermi acceleration in astrophysical jets // Ap. and SS. — 2007. — **309**, № 1–4. — P. 119–125.
8. *Ostrowski M.* Acceleration of ultra-high energy cosmic ray particles in relativistic jets in extragalactic radio sources // Astronomy and Astrophysics. — 1998. — **335**. — P. 134–144.
9. *Rieger F., Duffy P.* Shear Acceleration in Relativistic Astrophysical Jets // Ap.J. — 2004. — **617**, № 1. — P. 155–161.
10. *Lyutikov M., Ouyed R.* Inductive acceleration of UHECRs in sheared relativistic jets // Astropart. Phys. — 2007. — **27**, № 6. — P. 473–489.
11. *O'Sullivan S., Reville B., Taylor A.M.* Stochastic particle acceleration in the lobes of giant radio galaxies // Mon. Not. of the Royal Astron. Soc. — 2009. — **400**, № 1. — P. 248–257.
12. *Melrose B.* Acceleration Mechanisms // Encyclopedia of Complexity and Systems Science. — 2009. — Part 1. — P. 21–42.

Надійшла до редакції 1.08.2011