

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2022.04.003>
УДК 523.9-72

Ю. І. Федоров, **Б. О. Шахов**, Ю. Л. Колесник

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України
03143, Київ, вул. Заболотного 27
E-mail: fedorov@mao.kiev.ua

Модуляція інтенсивності галактичних космічних променів у наближенні малої анізотропії

Розглянуто поширення космічних променів у міжпланетному середовищі на основі рівняння переносу. Розв'язок рівняння переносу космічних променів одержано за умови відомого енергетичного розподілу заряджених частинок високої енергії на границі геліосфери. Спектр галактичних космічних променів у локальному міжзор'янному середовищі вибрано на основі даних, одержаних космічними апаратами «Вояджер-1» і «Вояджер-2». Розраховано потік галактичних космічних променів у різні періоди сонячної активності. Приведено оцінки градієнтів інтенсивності космічних променів і зроблено порівняння цих розрахунків з даними космічних місій. Зроблено розрахунки анізотропії кутового розподілу космічних променів. Показано, що потік галактичних космічних променів на орбіті Землі має азимутальний напрямок, а анізотропія протонів з енергіями від 1 МеВ до 1 ГеВ характеризується значенням порядку 0.5 %.

Ключові слова: космічні промені, геліосферне магнітне поле, рівняння переносу.

ВСТУП

Інтенсивність галактичних космічних променів (ГКП) модулюється при взаємодії заряджених частинок високої енергії з електромагнітними полями сонячного вітру. Численні тривалі вимірювання інтенсивності космічних променів наземною мережею нейтронних моніторів продемонстрували наявність 11-річного циклу інтенсивності ГКП (яка антикорелює з сонячною активністю), а також варіації інтенсивності космічних променів (КП) з 22-річним періодом [10, 12, 16, 17,

21]. Для з'ясування механізмів модуляції ГКП у міжпланетному середовищі необхідним є знання структури геліосфери та просторового розподілу міжпланетних магнітних полів. Надзвичайно важливе значення мають дані, отримані на космічних апаратах (КА) «Піонер» і «Вояджер», які досліджували віддалені області геліосфери. Зокрема, дані, отримані КА «Вояджер-1», який залишив геліосферу у 2012 р., дозволили встановити енергетичний спектр КП у локальному міжзоряному середовищі до МеВ-них енергій включно [21, 23]. Інформація про немодульовані енергетичні спектри ГКП необхідна при розрахунках просторово-енергетичного розподілу частинок всередині геліосфери. Космічна місія «Улісс» досліджувала полярні області геліосфери і отримала важливі дані про структуру геліосфери і про розподіл ГКП у міжпланетному середовищі [10–12, 16, 17]. Траєкторія космічного апарата «Улісс» дає унікальну можливість дослідити просторову модуляцію космічних променів в умовах мінімуму сонячної активності [10, 11, 16, 17]. Одночасне детектування інтенсивності КП космічним апаратом «Улісс» (на високих геліоширотах) і сателітами IMP-8, AMS і PAMELA (на навколосемних орбітах) дозволили отримати унікальні дані відносно просторового розподілу ГКП у різні періоди активності Сонця [10–12, 16, 17].

Теоретичне дослідження процесу модуляції інтенсивності КП базується на розв'язках рівняння переносу КП з відповідними умовами на границі геліосфери. Відомо, що спостережувана анізотропія кутового розподілу ГКП є малою величиною для частинок широкого діапазону енергій. Даний експериментальний факт дозволяє застосувати наближення малої анізотропії для теоретичного дослідження поширення заряджених частинок у магнітних полях геліосфери. У роботах [9, 22] запропоновано метод наближеного розв'язку рівняння переносу, який враховує малість анізотропії ГКП. Щільність радіального потоку частинок з даним значенням імпульсу вважається рівною нулеві. Метод полягає у розв'язку відповідного рівняння у частинних похідних при умові, що енергетичний спектр КП на границі області модуляції відомий [9, 22]. Даний підхід отримав розвиток в роботі [4], де запропоновано ітераційну процедуру врахування малого параметра — анізотропії кутового розподілу ГКП. Наближення малої анізотропії використовувалось, наприклад, в роботах з поширення КП у геліосферних магнітних полях [5, 7, 8, 13, 14, 15, 17]. У даній роботі на основі розв'язку рівняння переносу КП проведено розрахунки щільності радіального потоку КП і потоку частинок по геліошироті. Оцінено градієнти інтенсивності ГКП і анізотропії кутового розподілу частинок.

РІВНЯННЯ ПЕРЕНОСУ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Запишемо рівняння переносу космічних променів у міжпланетному середовищі у вигляді [1, 2, 20]

$$\frac{N}{t} \operatorname{div} \mathbf{j} - \frac{1}{p^2} \frac{d}{p} p^2 j_p = 0, \quad (1)$$

де

$$\mathbf{j} = \frac{N}{r} \frac{u}{3} \frac{p}{p} \frac{N}{p} \quad (2)$$

щільність потоку частинок з концентрацією $N(r, p, t)$, тензор дифузії КП, \mathbf{u} швидкість сонячного вітру. Величина

$$j_p = \frac{up}{3} \frac{N}{r} \quad (3)$$

щільність потоку частинок у просторі абсолютних значень імпульса.

Тензор дифузії КП має вигляд [6]

$$(\delta_{ij} - h_i h_j) h_A h^A, \quad (4)$$

де δ_{ij} символ Кронекера, h_i одиничний антисиметричний тензор, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ — одиничний вектор у напрямку великомасштабного міжпланетного магнітного поля, δ_{ij} коефіцієнт дифузії частинок у напрямку середнього магнітного поля, h_i коефіцієнт дифузії частинок у напрямку, перпендикулярному до магнітного поля, а величина h_A визначає антисиметричні складові тензора дифузії КП.

Складові щільності потоку КП мають вигляд

$$j_r = \frac{N}{r} \frac{up}{3} \frac{N}{p} h_A h^A \frac{1}{r} \frac{N}{r}, \quad (5)$$

$$j = \frac{1}{r} \frac{N}{r} h_A h^A \frac{N}{r}. \quad (6)$$

Розглядаємо просторовий розподіл частинок, усереднений по періоду обертання Сонця, так що концентрація частинок не залежить від азимутального кута ϕ . Визначимо безрозмірну координату

$$\frac{r}{r_0} \quad (7)$$

і безрозмірний імпульс частинки

$$\frac{p}{mc}, \quad (8)$$

де m — маса спокою частинки, а r_0 — відстань до границі області модуляції КП. Вважаємо, що на границі геліосфери задано енергетичний спектр галактичних космічних променів. Транспортний пробіг частинки збільшується при збільшенні енергії частинки. Припустимо, що всі складові тензора дифузії КП змінюються пропорційно імпульсу частинки. В даному випадку

$$h_i h_j = \delta_{ij} - \frac{p_i p_j}{p^2}, \quad h_A h^A = 1. \quad (9)$$

У безрозмірних змінних складові щільності потоку частинок мають вигляд

$$j_r = \frac{u}{3} \frac{N}{Ah} - \frac{N}{3} \frac{1}{h} , \quad (10)$$

$$j = \frac{u}{Ah} \frac{N}{3} - \frac{N}{3} , \quad (11)$$

де

$$\frac{ur_0}{0} \quad (12)$$

параметр модуляції КП.

НАБЛИЖЕНИЙ РОЗВ'ЯЗОК РІВНЯННЯ ПЕРЕНОСУ

Відомо, що кутовий розподіл ГКП у міжпланетному просторі є близьким до ізотропного, так що щільність потоку КП виявляється малою величиною [9, 5, 18, 22]. Прирівнюючи вираз (11) для щільності потоку частинок по геліошироті до нуля, можна виразити похідну $N/$ через похідну від концентрації КП по r . Використаємо отримане співвідношення у виразі для радіального потоку частинок (10) і прирівняємо величину j_r (10) до нуля. Отримаємо рівняння

$$1 - \frac{u^2}{Ah^2} \frac{N}{3} - \frac{N}{3} = 0. \quad (13)$$

Вважаємо, що концентрація частинок на границі геліосфери (в точці $r = 1$) є заданою функцією імпульсу частинки:

$$N(1, u) = N_0(u). \quad (14)$$

Розв'язок рівняння (13), який задовольняє граничну умову (14), має такий вигляд:

$$N(r, u) = N_0(u), \quad (15)$$

де

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dr} \frac{1}{1 - \frac{u^2}{Ah^2}}. \quad (16)$$

У моделі міжпланетного магнітного поля, яку запропонував Паркер [19], геліоширотна складова магнітного поля дорівнює нулю ($H_\theta = 0$). Радіальна і азимутальна складові напруженості магнітного поля визначені співвідношеннями [12, 19]

$$H_r = H_{0r} \frac{r_s^2}{r}, \quad (17)$$

$$H_\phi = H_{0r} \frac{r_s^2}{ru} \sin \theta, \quad (18)$$

де r_s — радіус Сонця, ω — кутова швидкість обертання Сонця, H_{0r} — радіальна складова напруженості міжпланетного магнітного поля поблизу поверхні Сонця.

Азимутальна складова одиничного вектора магнітного поля має вигляд

$$h = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}} = \frac{1}{\cos \theta}, \quad (19)$$

де

$$\theta = r_0 / u, \quad (20)$$

а $P(x)$ — одинична функція Хевісайда. Відмітимо, що співвідношення (19) відповідає епосі A^+ . У цю епоху радіальна складова напруженості міжпланетного магнітного поля у північній півсфері геліосфери має додатний знак ($H_{0r} > 0$).

Виконавши інтегрування у формулі (16), отримаємо співвідношення

$$\arctg \frac{\sqrt{1 - \frac{2}{A}}}{\sqrt{1 - \frac{2}{A}}} \sin \theta = \arctg \frac{\sqrt{1 - \frac{2}{A}}}{\sqrt{1 - \frac{2}{A}}} \sin \theta. \quad (21)$$

Таким чином, концентрація КП з імпульсом u у точці з координатами (r, θ) всередині геліосфери визначається енергетичним розподілом частинок, який задано на границі області модуляції згідно із співвідношеннями (15), (21).

Надалі необхідно задати енергетичний спектр ГКП на границі геліосфери. Використаємо результати, отримані космічним апаратом «Вояджер-1» у локальному міжзоряному середовищі після того, як він залишив геліосферу у серпні 2012 року [21, 23]. Відомо, що модуляція частинок з енергіями понад 30 Гев є нехтовно малою. Таким чином, в області високих енергій можна використати, наприклад, дані КА PAMELA, AMS-02 [21, 23]. В області ультрарелятивістських енергій інтенсивність КП пропорційна кінетичній енергії частинок E_k у степені -2.78 [21, 23]:

$$I(E_k) \propto E_k^{-2.78}.$$

Згідно з даними КА «Вояджер-1» в області нерелятивістських енергій [21, 23]

$$I(E_k) \propto E_k^{-0.12}.$$

За відомою залежністю інтенсивності КП від кінетичної енергії частинки можна визначити залежність концентрації КП від імпульсу [18, 23]. Для нерелятивістських протонів ($\beta \ll 1$) матимемо

$$N_0(u) \propto u^{-1.76}, \quad \text{де } \beta = 1.76.$$

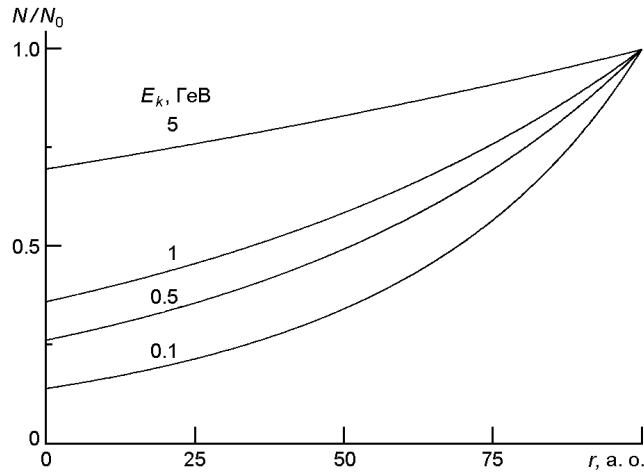


Рис. 1. Залежність концентрації космічних променів від геліоцентричної відстані

В області високих енергій ($\gg 1$)

$$N_0(r) \approx N_0(0) \exp(-\lambda r), \text{ де } \lambda = 4.78.$$

Наведемо формулу для енергетичного розподілу протонів на границі геліосфери [7, 8]:

$$N_0(r) = q_0 (1 - \beta^2)^{(\gamma - 1)/2}, \quad (22)$$

де q_0 — постійна величина, яку можна визначити, наприклад, на основі величини густини енергії КП у міжзоряному середовищі. Згідно з формулою (22) спектр ультрарелятивістських частинок ($\gg 1$) виявляється степеневим з показником степеня γ . Для нерелятивістських частинок ($\ll 1$) з формули (22) випливає степенева залежність концентрації КП від імпульсу з показником степеня γ . При вибраних значеннях параметрів γ -спектр частинок (22) узгоджується з енергетичним розподілом КП, який було зареєстровано КА «Вояджер-1» після того, як він залишив межі геліосфери [21, 23].

На рис. 1 наведено залежність концентрації КП (15), (21), (22) від геліоцентричної відстані. Концентрацію N частинок нормовано на відповідне значення N_0 на границі області модуляції (22).

Вибрано такі значення параметрів:

$$\lambda = 0.01.$$

Наведені криві відповідають кінетичним енергіям частинок 5 ГеВ, 1 ГеВ, 500 МеВ, 100 МеВ. Значення кінетичної енергії наведено біля відповідних кривих. Видно, що рівень модуляції КП зменшується при збільшенні кінетичної енергії частинок (рис. 1). Концентрація КП монотонно збільшується при збільшенні геліоцентричної відстані. Відмітимо, що при даних значеннях параметрів залежність концентрації КП від геліошироти виявляється несуттєвою, і її непомітно на рис. 1.

ЩІЛЬНІСТЬ ПОТОКУ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Запишемо радіальний потік КП (10) у вигляді суми

$$j_r = j_r^s \frac{u}{A} h \frac{1}{3} \frac{N}{w}, \quad (23)$$

де

$$j_r^s = \frac{u}{A} \frac{N}{w} \frac{1}{3} \frac{N}{w}. \quad (24)$$

Рівняння переносу КП (1) набуває такого вигляду:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(w_r^2 j_r^s \right) - \frac{u}{A} \frac{N}{w} \frac{1}{3} \frac{N}{w} \sin^2 \theta = 0, \quad (25)$$

де

$$w_r = \frac{u}{A} \frac{1}{\sin \theta} (h \sin \theta), \quad (26)$$

$$w = \frac{u}{A} \frac{1}{\sin \theta} (h). \quad (27)$$

Відмітимо, що рівняння переносу КП (25) відповідає стаціонарному розподілу частинок. З рівняння (25) випливає таке співвідношення для величини j_r^s (24):

$$j_r^s = \frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(w_r^2 \frac{N}{w} \right) - \frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(w \frac{N}{w} \right) \frac{u}{A} \frac{N}{w} \frac{1}{3} \frac{N}{w} \sin^2 \theta. \quad (28)$$

Врахувавши співвідношення для радіальної швидкості w_r (26) і азимутальної складової одиничного вектора напруженості магнітного поля h (19), запишемо перший доданок формули (28) у вигляді

$$j_1 = \frac{u}{A} \frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(\frac{N}{w} \right) \frac{2 \sin^2 \theta}{(1 - \frac{2}{A} \sin^2 \theta)^{3/2}} \cos \theta \frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{1 - \frac{2}{A} \sin^2 \theta}} \frac{1}{2}, \quad (29)$$

де $\delta(x)$ – дельта-функція Дірака. Відмітимо, що співвідношення (29) відповідає епосі A^+ , коли радіальна складова напруженості міжпланетного магнітного поля є додатною у північній частині геліосфери

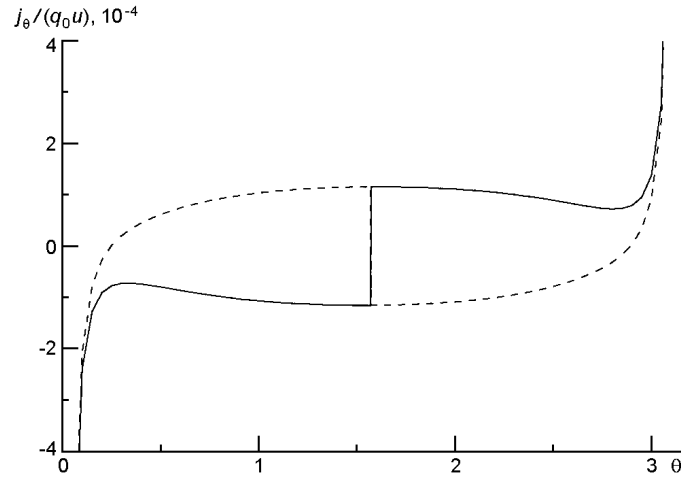


Рис. 2. Залежність щільності геліоширотного потоку космічних променів від кута
Суцільна крива — епоха A^+ , штрихова — A

($H_{0r} > 0$). Для епохи A величина j_1 має протилежний знак. В епоху A^+ величина j_1 є додатною на всіх геліоширотах, за винятком геліоекватора ($\theta = \pi/2$). В площині геліоекватора ($\theta = \pi/2$) потік частинок j_1 (29) є від'ємним, тобто напрямлений до Сонця. В період часу A напрямок потоку (29) протилежний. За умови $\theta = \pi/2$ потік частинок напрямлений до Сонця ($j_1 < 0$), а у площині геліоекватора потік частинок (29) напрямлений із геліосфери.

Співвідношення (15), (21) дозволяють розрахувати частинні похідні від концентрації частинок $\frac{N}{r}$ і $\frac{N}{\sin \theta}$, які визначають щільність

потоку частинок (28). Щільність потоку частинок j визначається співвідношеннями (11), (15), (21). На рис. 2 представлено залежність щільності потоку j від кута θ в точці $r = 0.01$ для епохи A^+ (суцільна крива) і для епохи A (штрихова крива). Видно, що у періоди A^+ сонячної активності у північній півсфері ($\theta < \pi/2$) щільність потоку j є від'ємною. Якщо $\theta > \pi/2$ щільність потоку j є додатною. Таким чином, потік частинок напрямлений від геліоекватора до високих широт. В точці $\theta = \pi/2$ має місце стрибок величини j . Цей ефект зумовлений вибором моделі міжпланетного магнітного поля (17), (18), у якій азимутальна складова одиничного вектора напруженості магнітного поля має вигляд (19). Розрахунки виконано для енергії частинок $E_k = 1$ ГеВ за наступних значень параметрів: $\beta = 1.5$, $\alpha = 0.02$, $\beta_A = 0.01$. В A -епоху, навпаки, потік частинок j (28) напрямлений до площини геліоекватора (штрихова крива на рис. 2).

Щільність радіального потоку КП визначається співвідношеннями (23), (28). На рис. 3 наведено залежність щільності радіального потоку частинок від кута θ в точці $r = 0.01$. Кінетична енергія частинок

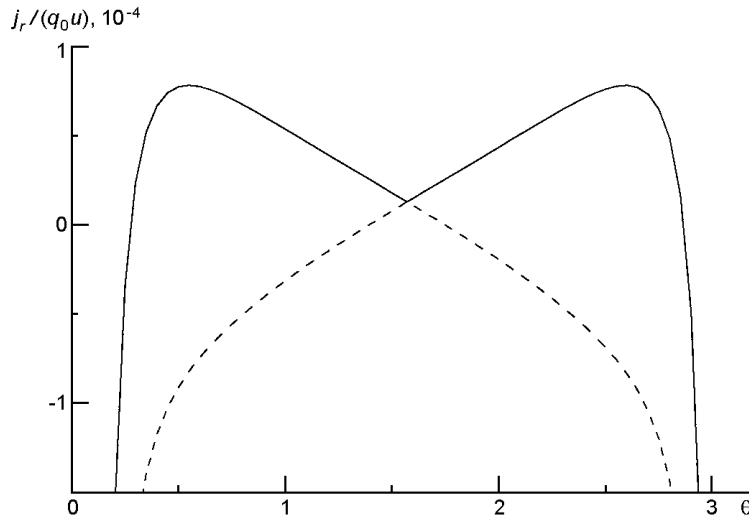


Рис. 3. Залежність щільності радіального потоку космічних променів від кута
Суцільна крива — епоха A^+ , штрихова — A

$E_k = 1$ GeV, значення інших параметрів такі самі, як на попередньому рисунку. Суцільна крива відповідає епосі A^+ , а штрихова — A . Відмітимо, що у площині геліоекватора радіальний потік частинок в епоху A^+ напрямлений до Сонця, а в епоху A радіальний потік частинок має протилежний напрямок (з геліосфери). У період часу A^+ радіальний потік частинок (поза екваторіальною площиною) є додатним і напрямленим від Сонця, крім високих полярних областей, де потік має протилежний напрямок (рис. 3). В епоху A радіальний потік частинок напрямлений до Сонця ($j_r < 0$), крім невеликої області поблизу геліоекватора (рис. 3).

КОНЦЕНТРАЦІЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Запишемо концентрацію космічних променів $\tilde{N}(\theta, \varphi, t)$ в такому вигляді [4, 7, 8, 14, 15]:

$$\tilde{N}(\theta, \varphi, t) = N_0(\theta, \varphi, t) + N(\theta, \varphi, t), \quad (30)$$

де N є малою (порівняно з N_0) величиною, а змінна θ визначається формулою (21). Наведемо рівняння, якому задовольняє величина N . На основі співвідношень (23), (24) можна одержати наступне рівняння для величини N

$$\frac{N}{3} = \frac{N}{3} + \dots (\theta, \varphi, t), \quad (31)$$

де

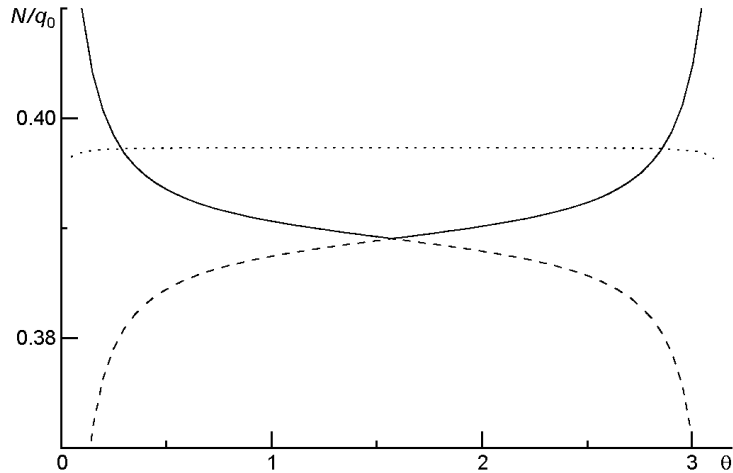


Рис. 4. Залежність концентрації космічних променів від кута θ в точці $\beta = 0.01$. Суцільна крива — епоха A^+ , штрихова — A

$$N(\theta, \beta) = \frac{N_0(\beta)}{3} \frac{N_0(\beta)}{u} j_r^s, \quad (32)$$

а величина j_r^s визначається співвідношенням (28). Оскільки концентрація КП $N_0(\beta)$ задовольняє граничну умову (14), функція N повинна дорівнювати нулю на границі області модуляції (в точці $\beta = 1$).

Розв'язок рівняння (31), (32), який задовольняє нульову граничну умову на геліопаузі, має вигляд

$$N(\theta, \beta) = d_1 \left(\frac{\beta}{1}, \theta, \beta \right), \quad (33)$$

де

$$\frac{\beta}{1} = \frac{1}{3} \left(\frac{\beta}{1} \right). \quad (34)$$

На рис. 4 приведено залежність від кута θ концентрації КП (30) в точці $\beta = 0.01$. Кінетична енергія частинок дорівнює $E_k = 100$ МеВ. Значення параметрів такі самі як і на попередніх рисунках. Пунктирна крива на рис. 4 відповідає концентрації частинок N_0 (15), (21). Відмітимо, що ця величина майже не залежить від кута θ . Суцільна крива на рис. 4 відповідає епосі A^+ , а штрихова — періоду A . Згідно з наведеними розрахунками інтенсивність ГКП в A^+ -епоху сонячної активності збільшується при збільшенні геліошироти (рис. 4). В A -періоди активності Сонця спостерігається протилежний ефект інтенсивність КП максимальна в області геліоекватора.

Наведені розрахунки узгоджуються зі спостережними даними. Вимірювання КА «Улісс» далеко від площини екліптики і на сателітах в навколосемному космічному просторі у 1994 р. (поблизу мінімуму сонячної активності, A^+ -фаза сонячної активності), продемонстрували наявність геліоширотних градієнтів інтенсивності ГКП. Широтні

градієнти (по напрямках до полярних областей) всіх типів ядер виявились додатними як у північній, так і у південній півсферах [10, 11, 12, 16, 17]. Виміряні геліоширотні градієнти виявились відносно невеликими. При цьому найсуттєвіша геліоширотна залежність інтенсивності КП спостерігалась для частинок з жорсткістю 1 ГВ. Величина геліоширотного градієнта ГКП зменшувалась як у напрямку високих, так і низьких енергій частинок [10, 11, 12, 16, 17].

Дослідження, які були проведені місіями «Улісс», PAMELA та іншими у 2006–2007 рр., дозволили визначити радіальні та широтні градієнти інтенсивності КП в епоху мінімуму 23-го циклу сонячної активності (А-період). Було продемонстровано, що в А-епоху активності Сонця інтенсивність ГКП максимальна в екваторіальній області [10, 21, 23].

Наведені розрахунки дозволяють оцінити анізотропію кутового розподілу ГКП. Анізотропія КП пропорційна щільності потоку частинок і визначається співвідношенням

$$3j / (vN). \quad (35)$$

Оцінимо анізотропію КП на орбіті Землі. Щільність потоків КП в радіальному (10) і широтному (11) напрямках виявляються малими по абсолютній величині. Відповідне значення анізотропії кутового розподілу частинок на геліоцентричній відстані 1 а. о. є нехтовно малим. На орбіті Землі силова лінія міжпланетного магнітного поля утворює з радіальним напрямком кут, близький до $\pi/4$ [3, 19]. Тому дифузійний потік КП в азимутальному напрямку є близьким до дифузійної складової радіального потоку. Радіальний дифузійний потік приблизно дорівнює конвекційному потоку [3, 9, 18, 22]. Таким чином, одержимо таке співвідношення для азимутальної анізотропії КП на геліоцентричній відстані 1 а. о.:

$$\frac{u}{vN} \frac{N}{N}. \quad (36)$$

Отже, потік ГКЛ на орбіті Землі напрямлений у азимутальному напрямку, що узгоджується зі спостережною добовою варіацією інтенсивності КП [3]. Згідно з формулою (36) отримуємо значення анізотропії КП ≈ 5 для частинок з енергіями від 1 МеВ до 1 ГеВ.

ВИСНОВКИ

Розглянуто поширення космічних променів у міжпланетному середовищі у наближенні малої анізотропії кутового розподілу частинок. При умові відомого енергетичного розподілу частинок, який задано на границі геліосфери, одержано розв'язок рівняння переносу космічних променів. Показано, що в А⁺-епоху геліоширотний потік ГКП напрямлений від геліоекватора до високих широт. У А-періоди сонячної активності, навпаки, потік частинок j має напрямок до геліо-

екватора. В області геліоекватора радіальний потік частинок в епоху A^+ напрямлений до Сонця, а в епоху A^- радіальний потік має протилежний напрямок (з геліосфери). Поза площиною геліоекватора в періоди A^+ радіальний потік частинок напрямлений від Сонця, а в епоху A^- — до Сонця.

Показано, що інтенсивність ГКП в A^+ -епоху сонячної активності збільшується при зростанні геліошироти. В A^- -періоди активності Сонця спостерігається протилежний ефект — інтенсивність КП максимальна в області геліоекватора. Дані розрахунки узгоджуються з даними космічних апаратів «Вояджер-1», 2, «Улісс», PAMELA, IMP-8, AMS. Оцінено анізотропію кутового розподілу КП. Показано, що потік ГКП на орбіті Землі має азимутальний напрямок, а значення анізотропії частинок з енергіями від 1 МеВ до 1 ГеВ майже не залежить від енергії і дорівнює приблизно 0.5 %.

1. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Многократное рассеяние частиц в магнитном поле со случайными неоднородностями. *ЖЭТФ*. 1966. 51. вып. 6. С. 1771.
2. Дорман Л. И., Кац М. Е., Федоров Ю. И., Шахов Б. А. О балансе энергии заряженных частиц при многократном рассеянии в случайно неоднородном магнитном поле. *ЖЭТФ*. 1980. 79. вып. 4. С. 1267.
3. Крымский Г. Ф. Диффузионный механизм суточной вариации космических лучей. *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1964. 4, № 6. С. 977.
4. Шахов Б. А., Колесник Ю. Л. Итерационный метод решения краевых задач теории распространения космических лучей. *Кинематика и физика небес. тел.* 2006. 22, № 2. С. 100.
5. Caballero-Lopez R. A., Moraal H. Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys. Res.* 2004. 109, A01101.
6. Dorman L. I., Katz M. E. Cosmic ray kinetics in space. *Space Sci. Rev.* 1977. 20. P. 529.
7. Fedorov Yu. I. Propagation of galactic cosmic rays in the outer heliosphere. *Kinemat. and Phys. Celestial Bodies*. 2017. 33, N 2. P. 63.
8. Fedorov Yu. I., Stehlik M. The modulation of galactic cosmic ray intensity in the outer heliosphere. *Solar Phys.* 2017. 293, 119.
9. Gleeson L. J., Axford W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. J.* 1968. 159. P. 1011.
10. Heber B. Cosmic rays through the Solar Hale Cycle. Insights from Ulysses. *Space Sci. Rev.* 2013. 176. P. 265.
11. Heber B., Droege W., Ferrando P., et al. Spatial variation of > 40 MeV/n nuclei fluxes observed during Ulysses rapid latitude scan. *Astron. and Astrophys.* 1996. 316. P. 538.
12. Heber B., Potgieter M. S. Cosmic rays at high heliolatitudes. *Space Sci. Rev.* 2006. 127. P. 117.
13. Kolesnyk Yu. L., Shakhov B. A. Effect of the heliosheath and standing termination shock on galactic cosmic ray propagation in a stationary heliosphere. *Kinemat. Phys. Celest Bodies*. 2012. 28. P. 261.
14. Kolesnyk Yu. L., Bobik P., Shakhov B. A., Putis M. An analytically iterative method for solving problems of cosmic ray modulation. *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* 2017. 470. P. 1073.
15. Kolesnyk Yu. L., Shakhov B. A., Bobik P., Putis M. An exact solution of cosmic ray modulation problem in a stationary composite heliosphere model. *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* 2020. 491. P. 5826.
16. McKibben R. B. Three-dimensional solar-modulation of cosmic rays and anomalous

- components in the inner heliosphere. *Space Sci. Rev.* 1998. 83. P. 21.
17. McKibben R. B., Connel J. J., Lopate C., Simpson J. A., Zhang M. Observations of galactic cosmic rays and the anomalous helium during Ulysses passage from the south to the north solar pole. *Astron. and Astrophys.* 1996. 316. P. 547.
 18. Moraal H. Cosmic ray modulation equation. *Space Sci Rev.* 2013. 176. P. 299
 19. Parker E. N. Dynamics of the interplanetary gas and field. *Astrophys. J.* 1958. 128. P. 644.
 20. Parker E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet Space Sci.* 1965. 13. P. 9.
 21. Potgieter M. S. Very local interstellar spectra for galactic electrons, protons and helium arxiv: 2013. 1310. 6133 [astro-ph].
 22. Urch I. H., Gleeson L. J. Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970. *Astrophys. Space Sci.* 1972. 17. P. 426.
 23. Vos E. E., Potgieter M. S. New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophys. J.* 2015. 815. 119.

REFERENCES

1. Dolginov A. Z., Toptygin I. N. (1966) Multiple scattering of particles in a magnetic field with random inhomogeneities. *JETP.* 51(6). 1771.
2. Dorman L. I., Kats M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. (1980) On the energy balance of charged particles under multiple scattering in a randomly inhomogeneous magnetic field. *JETP.* 79(4). 1267.
3. Krymskii G. F. (1964) Diffusion mechanism of diurnal variation of cosmic rays. *Geomagnetism and Aeronomy.* 4(6). 977.
4. Shakhov B. A., Kolesnik Yu. L. (2006) Iteration method for solution of cosmic ray propagation theory boundary problems. *Kinematics and Phys. Celest. Bodies.* 22(2). 100.
5. Caballero-Lopez R. A., Moraal H. (2004) Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys. Res.* 109. A01101.
6. Dorman L. I., Katz M. E. (1977) Cosmic ray kinetics in space. *Space Sci. Rev.* 20. 529.
7. Fedorov Yu. I. (2017) Propagation of galactic cosmic rays in the outer heliosphere. *Kinemat. and Phys. Celestial Bodies.* 33(2). 63.
8. Fedorov Yu. I., Stehlik M. (2017) The modulation of galactic cosmic ray intensity in the outer heliosphere. *Solar Phys.* 2017. 293, 119.
9. Gleeson L. J., Axford W. I. (1968) Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. J.* 159. 1011.
10. Heber B. (2013) Cosmic rays through the Solar Hale Cycle. Insights from Ulysses. *Space Sci. Rev.* 176. 265.
11. Heber B., Droege W., Ferrando P., et al. (1996) Spatial variation of > 40 MeV/n nuclei fluxes observed during Ulysses rapid latitude scan. *Astron. and Astrophys.* 316. 538.
12. Heber B., Potgieter M. S. (2006) Cosmic rays at high heliolatitudes. *Space Sci. Rev.* 127. 117.
13. Kolesnyk Yu. L., Shakhov B. A. (2012) Effect of the heliosheath and standing termination shock on galactic cosmic ray propagation in a stationary heliosphere. *Kinemat. Phys. Celest Bodies.* 28. 261.
14. Kolesnyk Yu. L., Bobik P., Shakhov B. A., Putis M. (2017) An analytically iterative method for solving problems of cosmic ray modulation. *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* 470. 1073.
15. Kolesnyk Yu. L., Shakhov B. A., Bobik P., Putis M. (2020) An exact solution of cosmic ray modulation problem in a stationary composite heliosphere model. *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* 491. 5826.
16. McKibben R. B. (1998) Three-dimensional solar-modulation of cosmic rays and

- anomalous components in the inner heliosphere. *Space Sci. Rev.* 83. 21.
17. McKibben R. B., Connel J. J., Lopate C., Simpson J. A., Zhang M. (1996) Observations of galactic cosmic rays and the anomalous helium during Ulysses passage from the south to the north solar pole. *Astron. and Astrophys.* 316. 547.
 18. Moraal H. (2013) Cosmic ray modulation equation. *Space Sci Rev.* 176. 299
 19. Parker E. N. (1958) Dynamics of the interplanetary gas and field. *Astrophys. J.* 128. 644.
 20. Parker E. N. (1965) The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet Space Sci.* 13. 9.
 21. Potgieter M. S. (2013) Very local interstellar spectra for galactic electrons, protons and helium arxiv: 2013. 1310. 6133 [astro-ph].
 22. Urch I. H., Gleeson L. J. (1972) Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970. *Astrophys. Space Sci.* 17. 426.
 23. Vos E. E., Potgieter M. S. (2015) New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophys. J.* 815. 119.

Yu. I. Fedorov, B. O. Shakhov, Yu. L. Kolesnyk

Main Astronomical Observatory National Academy of Sciences of Ukraine,
Kyiv, Ukraine

THE MODULATION OF GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY IN THE SMALL ANISOTROPY APPROXIMATION

The cosmic ray propagation in the interplanetary medium is investigated on the base of transport equation. The solution of the cosmic ray transport equation is obtained under known energetic distribution of charged energetic particles on the heliosphere boundary. The galactic cosmic ray spectrum in the local interstellar medium is taken on the base of data obtained by Voyager 1 and Voyager 2 spacecrafts. The galactic cosmic ray flux in various solar activity periods is calculated. The estimates of cosmic ray intensity gradients are made and comparison of these calculations with space missions data are fulfilled. The calculations of the cosmic ray angular distribution anisotropy are made. It is shown that galactic cosmic ray flux at the Earth orbit has an azimuthally direction and the anisotropy value of protons with energies from 1 MeV to 1 GeV roughly corresponds to 0.5 %.

Keywords: cosmic rays, heliospheric magnetic field, transport equation.

Стаття надійшла до редакції 13.01.2022

Після доопрацювання 13.01.2022

Прийнята до друку 22.04.2022