

УДК 523.9-72

Ю. И. Федоров

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
e-mail: fedorov@mao.kiev.ua

Модуляция интенсивности галактических космических лучей в турбулентной гелиосфере

Рассмотрен процесс модуляции интенсивности галактических космических лучей в магнитных полях гелиосферы. На основе полученного аналитического решения уравнения переноса исследуется пространственно-энергетическое распределение концентрации и анизотропии космических лучей. Сделаны оценки величины и направления потока энергии галактических космических лучей.

МОДУЛЯЦІЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ У ТУРБУЛЕНТНІЙ ГЕЛІОСФЕРІ, Федоров Ю. І. — Розглянуто процес модуляції інтенсивності галактичних космічних променів у магнітних полях геліосфери. На основі одержаного аналітичного розв'язку рівняння переносу досліджується просторово-енергетичний розподіл концентрації і анізотропії космічних променів. Оцінено величини і напрямки потоку енергії галактичних космічних променів.

MODULATION OF GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY IN THE TURBULENT HELIOSPHERE, by Fedorov Yu. I. — The modulation process of galactic cosmic ray intensity by heliospheric magnetic fields is studied. On the basis of our analytical solution of transport equation the energy and spatial distributions of cosmic ray density and anisotropy are investigated. The magnitude and direction of galactic cosmic ray energy flux were estimated.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие галактических космических лучей (КЛ) с гелиосферными электромагнитными полями определяет их пространственное

распределение внутри гелиосферы, анизотропию углового распределения частиц и изменение формы энергетического спектра КЛ относительно энергетического спектрального распределения частиц высокой энергии в межзвездном пространстве. Данный процесс получил название солнечной модуляции интенсивности КЛ [21, 24, 25, 29]. Глубина модуляции интенсивности КЛ зависит от уровня турбулентности гелиосферного магнитного поля, геометрии и структуры гелиосферы и характеристик рассеяния заряженных частиц высокой энергии на флуктуациях магнитного поля [21, 24, 25, 29, 32]. Отметим, что величина модуляции галактических КЛ зависит от уровня солнечной активности и энергии частиц [15, 21, 25, 26].

В последние десятилетия на основании теоретических исследований и при помощи космических аппаратов была получена важная информация о структуре гелиосферы, магнитных полях, переносимых солнечным ветром, и частицах высокой энергии, распространяющихся в этих полях [10, 21, 24, 25, 28, 29]. В частности, уникальные наблюдательные данные были получены космическими миссиями «Улисс» и «Вояджер» [10, 14, 18, 28, 33]. Было установлено, что сверхзвуковой солнечный ветер распространяется до гелиоцентрических расстояний 80—90 а. е., вплоть до гелиосферной ударной волны [10, 14, 28, 33]. Космические аппараты «Вояджер-1», «Вояджер-2» пересекли фронт гелиосферной ударной волны на расстоянии от Солнца 94 а. е. и 84 а. е. соответственно [10, 14, 28]. Гелиосферная ударная волна отделяет сверхзвуковой солнечный ветер от гелиомантии, пространственной области, простирающейся вплоть до гелиопаузы. Гелиопауза является поверхностью раздела между гелиосферой и локальной межзвездной средой. По-видимому, космический аппарат «Вояджер-1» пересек гелиопаузу в августе 2012 г. на расстоянии 122 а. е. от Солнца, а «Вояджер-2» приближается к границе гелиосферы в настоящее время [21, 25, 33, 34]. На фронте гелиосферной ударной волны скорость солнечного ветра уменьшается примерно в три раза, а за фронтом, в области гелиопаузы, скорость плазмы изменяется приблизительно обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния [15, 20, 21, 25, 28, 34].

В настоящей работе рассмотрено распространение галактических космических лучей в гелиосфере в стационарном сферически-симметричном случае. Сверхзвуковой солнечный ветер, гелиомантия и межзвездная среда характеризуются различными рассеивательными свойствами (различными коэффициентами диффузии КЛ) и отличающимися значениями гидродинамической скорости среды. В данной работе зависимость коэффициента диффузии КЛ от энергии частиц учитывать не будем. Такое приближение позволяет получать аналитические решения уравнения переноса КЛ и часто применяется в теории модуляции галактических космических лучей [5, 8, 11]. Влияние энергетической зависимости транспортного пробега частиц на модуляцию интенсивности галактических КЛ может быть предметом отдельного рассмотрения.

На основе аналитического решения уравнения переноса анализируется пространственное распределение концентрации галактических КЛ, анизотропия углового распределения частиц, модуляция энергетического спектра КЛ. Сделана оценка потока энергии галактических космических лучей, обусловленного процессом обмена энергией между заряженными частицами высокой энергии и солнечным ветром.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Рассмотрим пространственное распределение концентрации галактических КЛ $n(\mathbf{r})$ в гелиосфере. Если известна функция распределения частиц $F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, то концентрация КЛ удовлетворяет соотношению

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{p} F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (1)$$

где интегрирование проводится в импульсном пространстве. Поток частиц имеет следующий вид

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{p} \mathbf{v} F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2)$$

где \mathbf{v} — скорость частицы. Поток частиц представляет собой сумму диффузионного и конвекционного потоков:

$$\mathbf{j} = -D \nabla n + \mathbf{u} n, \quad (3)$$

где D — коэффициент диффузии КЛ, а \mathbf{u} — скорость солнечного ветра.

Предположим, что скорость сверхзвукового солнечного ветра радиальна и постоянна по величине. Если стоячая ударная волна, ограничивающая сверхзвуковой солнечный ветер, имеет сферическую форму и расположена на расстоянии r_0 от Солнца, то в области $r < r_0$ $u(r) = u_0$, где u_0 — постоянная величина, равная 410^7 см/с [2, 21, 34]. Пусть коэффициент сжатия среды на фронте гелиосферной ударной волны равен $\gamma = 3$ [21, 25, 28]), тогда непосредственно за фронтом ударной волны $u(r_0) = u_0/\gamma$. В гелиомантии скорость плазмы солнечного ветра уменьшается обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния r [14, 25, 28, 34]. Считаем, что за гелиопаузой, расположенной на расстоянии r_1 от Солнца, можно пренебречь движением среды, так что $u = 0$ при условии $r > r_1$. При сделанных предположениях пространственная зависимость скорости солнечного ветра $u(r)$ описывается соотношением

$$u(r) = u_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{-1} \Theta(r - r_0) \Theta(r_1 - r), \quad (4)$$

где $\Theta(x)$ — единичная функция Хевисайда, r/r_0 — безразмерная координата.

Считаем, что вдали от гелиосферы ($r \rightarrow \infty$) концентрация галактических КЛ постоянна ($n = n_0$). В рассматриваемом стационарном случае поток j частиц (3) в любой точке пространства равен нулю:

$$j(r) = 0. \quad (5)$$

Полагая локальную межзвездную среду ($r > r_1$) неподвижной, из соотношений (3), (5) получим

$$D_2 \frac{n}{r} = 0, \quad (6)$$

где D_2 — коэффициент диффузии КЛ вне гелиосферы.

Таким образом, в межзвездной среде ($r > r_1$) концентрация галактических КЛ постоянна ($n = n_0$). В области сверхзвукового солнечного ветра условие отсутствия потока частиц (5) приводит к уравнению

$$D_0 \frac{n}{r} - u_0 n = 0, \quad (7)$$

где D_0 — коэффициент диффузии КЛ в области $r < r_0$.

В области $r_0 < r < r_1$ (гелиомантия) уравнение (5) принимает вид

$$D_1 \frac{n}{r} - \frac{u_0}{2} n = 0, \quad (8)$$

где D_1 — коэффициент диффузии КЛ в гелиомантии ($r_0 < r < r_1$).

Приведем решение уравнений (6)—(8), непрерывное на фронте ударной волны ($r = r_0$) и на гелиопаузе ($r = r_1$). В области сверхзвукового солнечного ветра ($r < r_0$) концентрация КЛ описывается выражением

$$n(\xi) = n_0 \exp \left[-\frac{1}{\xi} \left(\xi_0 - \xi_1 \right) \right], \quad (9)$$

где ξ — безразмерная координата, а $\xi_1 = r_1/r_0$. Обозначим величинами ξ_0 , ξ_1 и ξ_2 параметры модуляции КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре ($\xi > 1$), гелиомантии ($1 < \xi < \xi_1$) и межзвездной среде ($\xi > \xi_1$) соответственно:

$$\xi_0 = \frac{u_0 r_0}{D_0}, \quad \xi_1 = \frac{u_0 r_0}{D_1}, \quad \xi_2 = \frac{u_0 r_0}{D_2}. \quad (10)$$

В гелиомантии ($r_0 < r < r_1$) концентрация КЛ удовлетворяет соотношению

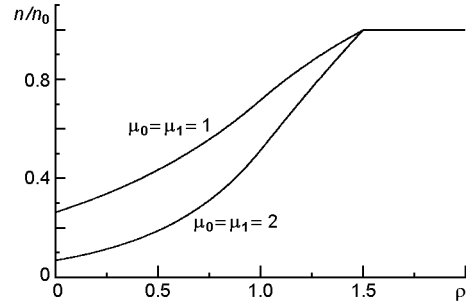
$$n(\xi) = n_0 \exp \left[-\frac{1}{\xi} \left(\xi_1 - \xi_2 \right) \right], \quad (11)$$

а в межзвездной среде ($r > r_1$) концентрация КЛ постоянна:

$$n(\xi) = n_0. \quad (12)$$

На рис. 1 представлена зависимость концентрации частиц (9), (11), (12) от безразмерной координаты ξ . Приведено значение концентра-

Рис. 1. Зависимость концентрации космических лучей n от безразмерной координаты r . Числа у кривых — значения параметров модуляции космических лучей



ции КЛ $n(r)$, нормированное на величину n_0 . Гелиоцентрическое расстояние r_1 , соответствующее гелиопаузе, выбрано равным $1.5r_0$ (r_0 — расстояние от Солнца до гелиосферной ударной волны). Верхняя кривая на рис. 1 рассчитана при значениях параметров модуляции КЛ $\mu_0 = 1, \mu_1 = 1$. Нижняя кривая на рис. 1 соответствует более интенсивной модуляции КЛ ($\mu_0 = 2, \mu_1 = 2$). Видно, что концентрация галактических КЛ увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием вплоть до гелиопаузы ($r = 1.5$), а во внешней области ($r > 1.5$) концентрация частиц постоянна (рис. 1).

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ

Приведем уравнение переноса КЛ, описывающее распространение заряженных частиц высокой энергии в гелиосферных магнитных полях [4, 16, 22]

$$\frac{N}{t} - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{N}{r}) - \mathbf{u} \cdot \frac{N}{r} \frac{p}{3} \frac{N}{p} \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (13)$$

где

$$N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \int dF(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (14)$$

— концентрация частиц с данным значением импульса p , а интегрирование производится по углам вектора скорости частицы. Отметим, что концентрация КЛ всех энергий $n(r, t)$ (1) может быть получена интегрированием по импульсу величины $N(r, p, t)$:

$$n(r, t) = \int_0^\infty dp p^2 N(r, p, t).$$

В рассматриваемом приближении, когда концентрация космических лучей $N(r, p, t)$ зависит от единственной пространственной переменной r , уравнение переноса КЛ (13) в сверхзвуковом солнечном ветре ($r < r_0$) имеет вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{N}{r}) - u_0 \frac{N}{r} - \frac{2u_0 p}{3r} \frac{N}{p} = 0. \quad (15)$$

В области гелиомантии ($r_0 < r < r_1$) $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$, и уравнение переноса КЛ (13) существенно упрощается:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{N}{r} - \frac{u_0}{2} \frac{N}{r} \right) = 0. \quad (16)$$

Во внешней области ($r > r_1$) пренебрегаем движением среды, и уравнение переноса КЛ (13) сводится к уравнению диффузии:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{N}{r} \right) = 0. \quad (17)$$

Плотность потока частиц с данным значением импульса

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = d \mathbf{v} F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (18)$$

имеет вид [4, 16]

$$J(r, p) = \frac{N}{r} \frac{up}{3} \frac{N}{p}. \quad (19)$$

Проинтегрировав соотношение (19) по импульсам и учитывая постоянство коэффициента диффузии КЛ, получим выражение для плотности потока частиц всех энергий (3).

В рассматриваемом случае скорость солнечного ветра $u(r)$ задана соотношением (4). В межзвездном пространстве скорость среды равна нулю, а конвекционная составляющая потока КЛ (19) отсутствует.

Таким образом, необходимо получить решение системы уравнений (15)—(17), непрерывное в точках $r = r_0$ (гелиосферная ударная волна) и $r = r_1$ (гелиопауза). На больших гелиоцентрических расстояниях ($r \gg r_1$) концентрация КЛ считается заданной функцией импульса $N_0(p)$. Кроме того, на сферах радиусов r_0 и r_1 должны выполняться условия непрерывности потока КЛ (19).

Решение уравнения (17), описывающего распределение КЛ во внешней области ($r > r_1$), имеет вид

$$N(r, p) = \frac{1}{r} N_0(p) \exp\left(-\frac{r}{r_1}\right), \quad (20)$$

где r — безразмерная координата, а $\alpha = p/(mc)$ — безразмерный импульс частицы. Согласно формуле (20) концентрация частиц во внешней области ($r > r_1$) определяется величиной $N_0(p)$, заданной на бесконечности, и концентрацией КЛ на гелиопаузе $N(r_1, p)$.

Запишем решение уравнения переноса (16), описывающего распределение КЛ в гелиомантии ($r_1 > r > r_0$):

$$N(r, p) = \frac{1}{r} \frac{\exp\left(-\frac{r}{r_1}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right)}{\exp\left(-\frac{r_1}{r_0}\right)} N(r_1, p) + \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_1}\right) N(r_0, p), \quad (21)$$

где $N(1, \cdot)$ — концентрация КЛ на фронте ударной волны в точке $r = 1$. Из соотношения (21) следует, что концентрация КЛ в гелиомантии определяется концентрацией частиц на фронте сферической гелиосферной ударной волны $N(1, \cdot)$ и на гелиопаузе $N(r_1, \cdot)$.

Для того чтобы найти решение уравнения переноса КЛ в области сверхзвукового солнечного ветра (15), выполним преобразование Меллина:

$$N(r, s) = \int_0^{\infty} dN(r, s^{-1}). \quad (22)$$

Отметим, что преобразование Меллина удобно использовать при построении аналитического решения уравнения переноса КЛ в приближении постоянного коэффициента диффузии частиц [5, 7, 9, 11]. Выполнив интегральное преобразование (22), получим следующее уравнение для образа Меллина концентрации частиц в пространственной области $r < 1$

$$\frac{r^2 N(r, s)}{2} = (2 - r) \int_0^{\infty} \frac{N(r, s)}{3} r_0^s N(r, s) = 0. \quad (23)$$

Уравнение (23) представляет собой вырожденное гипергеометрическое уравнение. Решение этого уравнения, регулярное в точке $r = 0$, имеет вид

$$N(r, s) = C(s) \cdot \frac{2}{3} s, 2; r_0^s,$$

где $(a, b; x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, а $C(s)$ — постоянная величина, которую можно найти из условий непрерывности концентрации и потока КЛ в точках $r = 1$ и $r = r_1$. В результате получим следующее выражение для образа Меллина концентрации КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре ($r < 1$):

$$N(r, s) = \frac{\frac{2}{3} s, 2; r_0^s}{H(s)} N_0(s), \quad (24)$$

где $N_0(s)$ — образ Меллина концентрации КЛ $N_0(r)$, а функция $H(s)$ в знаменателе формулы (24) определена соотношением

$$H(s) = 1 - \frac{2^s}{3} \frac{2}{3} s, 2; r_0^s + \frac{s}{3} \exp(-r_1) - \frac{2}{3} \exp(-\frac{1}{r_1}) \exp(-\frac{1}{r_1}) \exp(-r_1) + 1 - \frac{2^s}{3} r_1$$

$$(1 - \frac{2}{3} s, 2; r_0^s - \frac{2}{3} s^{-1}, 3; r_0^s). \quad (25)$$

Функция $H(s)$ (25) (знаменатель образа Меллина концентрации КЛ (24)) зависит от параметров модуляции космических лучей α_0, α_1 и α_2 (10) и коэффициента сжатия среды на фронте ударной волны.

Образ Меллина концентрации КЛ на гелиопаузе (в точке s_1) имеет вид

$$N(\alpha_1, s) = \frac{G(s)}{H(s)} N_0(s), \quad (26)$$

где

$$G(s) = \frac{2}{3} s, 2; \alpha_0 = \frac{s}{3} \exp \left(-\frac{1}{\alpha_1} s \right) \quad (1)$$

$$H(s) = \frac{2}{3} s, 2; \alpha_0 = \frac{2}{3} s^{-1, 3}; \alpha_0 = 3. \quad (27)$$

На рис. 2 приведена зависимость функции $H(s)$ (25) от аргумента s при следующих значениях параметров модуляции космических лучей: $\alpha_0 = 2, \alpha_1 = 2, \alpha_2 = 0.2$ (сплошная кривая) и $\alpha_0 = 1, \alpha_1 = 1, \alpha_2 = 0.1$ (пунктирная кривая). Коэффициент сжатия среды на фронте ударной волны $\alpha = 3$. Параметр модуляции α_2 оказывается малым по сравнению с величинами α_0 и α_1 , поскольку пробег частиц относительно рассеяния в локальной межзвездной среде значительно превышает пробег КЛ в магнитных полях гелиосферы [13, 19, 29]. Различие коэффициентов диффузии КЛ внутри и вне гелиосферы подтверждают также данные наблюдений КЛ на больших гелиоцентрических расстояниях. Так, согласно данным «Вояджер-1» градиент концентрации галактических КЛ становится очень малым, а их интенсивность перестает зависеть от координаты после того, как космический аппарат покинул пределы гелиосферы [13, 24, 25, 33, 34].

В правой полуплоскости переменной комплексной переменной s уравнение

$$H(s) = 0 \quad (28)$$

имеет два корня. При выбранных значениях параметров ($\alpha_0 = 2, \alpha_1 = 2, \alpha_2 = 0.2, \alpha = 3$) получаем следующие положительные значения решений уравнения (28): $s_0 = 9.244, s_1 = 29.40$. Отметим, что при уменьшении интенсивности модуляции КЛ (например, при ослаблении сол-

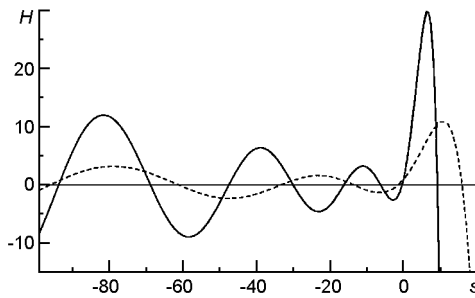


Рис. 2. Зависимость функции $H(s)$ (25) от переменной s . Сплошная кривая — для $\alpha_0 = \alpha_1 = 2$, штриховая кривая — для $\alpha_0 = \alpha_1 = 1$

нечной активности) значения положительных корней уравнения (28) увеличиваются. Так, например, при $\alpha_0 = 1$, $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 0.1$ величины s_0 и s_1 принимают значения 15.93 и 57.08 соответственно. Появление двух положительных решений уравнения (28) обусловлено наличием двух скачков в пространственной зависимости скорости солнечного ветра $u(r)$ (4) на фронте гелиосферной ударной волны ($\alpha = 1$) и на гелиопаузе ($\alpha = \alpha_1$).

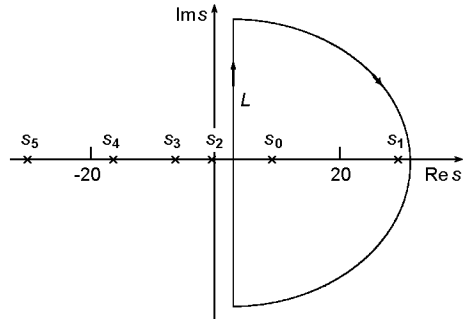
На рис. 2 мы ограничились небольшими положительными значениями переменной s , поэтому величины $s_1 = 29.40$ и 57.08 на рисунке не представлены. При отрицательных значениях переменной s функция $H(s)$ осциллирует (рис. 2), а уравнение (28) имеет бесконечно много решений s_n ($n \geq 2$).

Чтобы получить выражение для концентрации КЛ $N(\rho, \lambda)$ на основе выражения для образа Меллина $N(\rho, s)$, необходимо выполнить обратное преобразование

$$N(\rho, \lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_L ds N(\rho, s) e^{s \rho}. \quad (29)$$

Интегрирование в формуле (29) проводится по прямой L , параллельной мнимой оси, которая расположена в правой полуплоскости комплексной переменной s левее всех особых точек функции $N(\rho, s)$ (рис. 3).

Рис. 3. Контур в комплексной плоскости s , используемый при вычислении обратного преобразования Меллина



Образ Меллина концентрации КЛ (26), (27) представляет собой произведение функции

$$g(s) = \frac{G(s)}{H(s)} \quad (30)$$

и образа Меллина $N_0(s)$, заданного на бесконечности:

$$N(s) = g(s)N_0(s). \quad (31)$$

Следовательно, при выполнении обратного преобразования Меллина можно воспользоваться теоремой о свертке [3]

$$N(\rho) = \int_0^\rho g\left(\frac{\rho - \lambda}{\rho}\right) N_0\left(\frac{\lambda}{\rho}\right) d\lambda. \quad (32)$$

Необходимо найти функцию $g(\beta)$, исходя из выражения для образа Меллина (30). При вычислении интеграла

$$g(\beta) = \frac{1}{2\pi i} \int_L ds g(s) \beta^{-s} \quad (33)$$

в случае, когда безразмерный импульс больше единицы, замыкаем контур интегрирования дугой бесконечного радиуса, расположенной в правой полуплоскости комплексной переменной s (рис. 3).

Таким образом, вычисление интеграла (33) сводится к вычислению вычетов подынтегральной функции $g(s)$ (30) в точках s_0 и s_1 , которые являются положительными корнями уравнения (28). В результате для частиц высоких энергий ($\beta > 1$) получим

$$g(\beta) = \sum_{i=0}^1 \frac{G(s_i)}{H(s_i) \beta^{-s_i}}, \quad (34)$$

причем производная от функции $H(s)$ (25) по переменной s берется в точках s_0 и s_1 .

В случае частиц низких энергий ($\beta < 1$) замыкаем контур интегрирования дугой бесконечного радиуса, расположенной в левой полуплоскости комплексной переменной s . Так как при отрицательных значениях переменной s существует бесконечно много решений уравнения (28), то вычисляя вычеты подынтегральной функции в точках s_i ($i \geq 2$), получаем решение в виде ряда

$$g(\beta) = \sum_{i=2}^{\infty} \frac{G(s_i)}{H(s_i) \beta^{-s_i}}. \quad (35)$$

Для вычисления концентрации КЛ согласно соотношению (32) необходимо задать энергетический спектр КЛ в локальном межзвездном пространстве $N_0(\beta)$. В ряде работ по распространению галактических космических лучей использовалась следующая форма энергетического распределения частиц в межзвездной среде [11, 17, 23, 27, 31]:

$$N(E_k) = aE^{-\beta},$$

где a — постоянная величина, E — энергия частицы, а $E_k = E - mc^2$ — кинетическая энергия. Переходя к безразмерному импульсу, получим

$$N_0(\beta) = N_1^{-1} (1 - \beta^2)^{\beta-1}, \quad (36)$$

где $\beta = \beta + 2$, N_1 — постоянная величина, численное значение которой можно определить, например, задав плотность энергии КЛ в межзвездном пространстве. Отметим, что зависимость концентрации КЛ от импульса (36) оказывается степенной как для нерелятивистских частиц ($\beta \ll 1$), так и для частиц ультрарелятивистских энергий ($\beta \gg 1$). В дальнейших расчетах будем использовать следующую форму спектра галактических КЛ в локальном межзвездном пространстве:

$$N_0(\epsilon) = N_1 (1 - \epsilon^2)^{(\gamma-1)/2}. \quad (37)$$

В данном случае для нерелятивистских частиц $N_0(\epsilon)$, а для частиц ультрарелятивистских энергий — $N_0(\epsilon)$. Известно, что в области высоких энергий спектр галактических КЛ степенной с показателем степени $\gamma = 4.7$ [23, 27, 34]. Для нерелятивистских частиц ($\epsilon \ll 1$) выберем показатель энергетического спектра (37) равным

1.5. Отметим, что при данных значениях параметров спектр КЛ (37) согласуется с энергетическим распределением галактических КЛ, измеренным космическим аппаратом «Вояджер-1» после того, как он покинул пределы гелиосферы в августе 2012 г. [25, 33, 34].

При интегрировании согласно формуле (32) (теорема о свертке) воспользуемся следующими соотношениями [11]:

$$dx x^a (1 - x^2)^{b/2} = \frac{x^{a-1}}{a-1} F\left(\frac{b}{2}, \frac{a-1}{2}; \frac{a-1}{2} \mid 1; x^2\right), \quad (38)$$

$$\frac{dx x^a (1 - x^2)^{b/2}}{x^{a-b-1}} = F\left(\frac{b}{2}, \frac{a-b-1}{2}; \frac{a-b-1}{2} \mid 1; \frac{1}{x^2}\right), \quad (39)$$

где $F(a, b; c; x)$ — гипергеометрическая функция. Будем использовать формулу (38), когда величина x не превышает единицу, а соотношение (39) — если $x > 1$.

Воспользовавшись теоремой о свертке (32) и соотношениями (24), (25), (34), (37), получим следующую формулу, описывающую концентрацию КЛ высоких энергий ($\epsilon > 1$) в области сверхзвукового солнечного ветра ($\epsilon > 1$)

$$\frac{N(\epsilon, \epsilon_0)}{N_1} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{(2s_i/3, 2; s_0)}{H(s_i)/s} s_i F\left(\frac{s_i}{2}, \frac{s_i}{2}; \frac{s_i}{2} \mid 1; 1/(s_i \epsilon)\right) = \frac{(2s_i/3, 2; s_0)}{H(s_i)/s} F\left(\frac{s_i}{2}, \frac{s_i}{2}; \frac{s_i}{2} \mid 1; 1/(s_i \epsilon)\right) = \frac{(2s_i/3, 2; s_0)}{H(s_i)/s} F\left(\frac{s_i}{2}, \frac{s_i}{2}; \frac{s_i}{2} \mid 1; \frac{1}{2}\right). \quad (40)$$

Отметим, что при выбранных значениях параметров модуляции КЛ и степени сжатия среды на фронте ударной волны $s_0 > 1$. Поэтому для частиц высоких энергий ($\epsilon \gg 1$) энергетический спектр КЛ (40) оказывается степенным $N \propto \epsilon^{-\gamma}$, а его форма совпадает с формой немодулированного энергетического спектра галактических КЛ (37).

Для частиц низких энергий ($\epsilon < 1$), используя теорему о свертке, получим следующее выражение для концентрации КЛ, справедливое

в пространственной области $r < r_0$:

$$\begin{aligned} \frac{N(r, s)}{N_0} &= \frac{(2s_i/3, 2; \zeta_0)}{H(s_i)/s} F\left(\frac{s_i}{2}, \frac{s_i}{2}; \frac{s_i}{2}; 1; \frac{r}{r_0}\right) \\ &+ \frac{(2s_i/3, 2; \zeta_0)}{H(s_i)/s} s_i F\left(\frac{s_i}{2}, \frac{s_i}{2}; \frac{s_i}{2}; 1; 1/(s_i \zeta_0)\right) \\ &F\left(\frac{s_i}{2}, \frac{s_i}{2}; \frac{s_i}{2}; 1; 1/(s_i \zeta_0)\right). \end{aligned} \quad (41)$$

Для нерелятивистских частиц ($\beta \ll 1$) из соотношения (41) следует, что $N(r, s) \propto r^2$. Следовательно, спектр КЛ в нерелятивистской области оказывается степенным, причем, показатель спектра равен спектральному показателю ζ , характеризующему энергетическое распределение галактических КЛ низких энергий в межзвездном пространстве.

Формулы, описывающие концентрацию КЛ на гелиопаузе (в точке $r = r_0$), могут быть получены из формул (40), (41) заменой вырожденной гипергеометрической функции $(2s_i/3, 2; \zeta_0)$ на функцию $G(s_i)$ (27). Полученные соотношения дают возможность рассчитать концентрацию КЛ $N(r, s)$ для любых значений безразмерной координаты r/r_0 .

На рис. 4 представлена зависимость концентрации частиц с данным значением импульса $N(r, s)$ от координаты r/r_0 . Концентрация КЛ нормирована на величину $N_0(r)$ (37), которая описывает спектр галактических КЛ вдали от гелиосферы. Выбраны следующие значения параметров: $\zeta_0 = 1$, $\zeta_1 = 1$, $\zeta_2 = 0.1$, $\zeta = 3$. Значения безразмерного импульса частиц приведены у соответствующих кривых. Гелиосферной ударной волне соответствует значение $r/r_0 = 1$, а гелиопаузе — $r/r_0 = 1.5$. При неограниченном увеличении гелиоцентрического расстояния концентрация галактических КЛ асимптотически приближается к величине $N_0(r)$, заданной на бесконечности, поэтому все кривые, приведенные на рис. 4, при увеличении r/r_0 стремятся к единице.

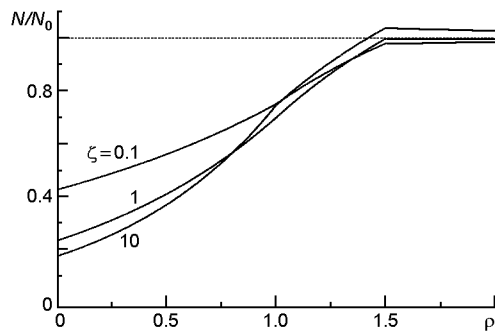
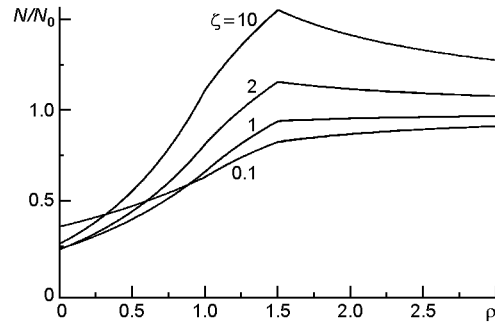


Рис. 4. Зависимость концентрации частиц с данным значением импульса $N(r, s)$ от гелиоцентрического расстояния. Числа у кривых — значения безразмерного импульса ($\zeta_0 = 1$, $\zeta_1 = 1$, $\zeta_2 = 0.1$)

Рис. 5. Зависимость концентрации космических лучей $N(\rho)$ от гелиоцентрического расстояния ($\zeta_0 = 1, \zeta_1 = 1, \zeta_2 = 1$)



Концентрация частиц низких энергий (кривая, соответствующая значению $\zeta = 0.1$ на рис. 4) монотонно увеличивается при увеличении гелиоцентрического расстояния, а концентрация КЛ высоких энергий (кривая, соответствующая значению $\zeta = 10$ на рис. 4) имеет максимум на гелиопаузе (в точке $\zeta = \zeta_1 = 1.5$). Вследствие того что пробег КЛ в межзвездной среде значительно превышает пробег частиц в магнитных полях гелиосферы ($\zeta_2 \ll \zeta_0$), за пределами гелиосферы ($\zeta > \zeta_1$) концентрация КЛ слабо зависит от расстояния (рис. 4).

На рис. 5 приведена пространственная зависимость концентрации космических лучей $N(\rho, \zeta)$ в случае более интенсивного рассеяния частиц во внешней среде. Выбраны следующие значения параметров: $\zeta_0 = 1, \zeta_1 = 1, \zeta_2 = 1, \zeta = 3$. В данном случае максимум интенсивности частиц высоких энергий в точке $\zeta = \zeta_1$ выражен более отчетливо, а значение концентрации КЛ на гелиопаузе заметно отличается от концентрации галактических КЛ вдали от гелиосферы.

АНИЗОТРОПИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

Анизотропия углового распределения космических лучей пропорциональна величине плотности потока частиц (19) и определяется соотношением [12, 32]

$$A(\rho, \zeta) = \frac{3J(\rho, \zeta)}{vN(\rho, \zeta)}. \tag{42}$$

Концентрация КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре ($\zeta > 1$) описывается формулами (40), (41). Скорость сверхзвукового солнечного ветра считаем радиальной и постоянной по величине ($u(r) = u_0$), поэтому плотность потока КЛ (19) имеет вид

$$J(r, p) = \frac{\zeta_0}{r_0} \frac{N}{\zeta} = \frac{u_0}{3} \frac{N}{\zeta}. \tag{43}$$

Дифференцируя полученные соотношения для концентрации КЛ (40), (41) по координате и импульсу, можно вычислить плотность по-

тока частиц с данным значением импульса. Громоздкие выражения для потока КЛ в пространственной области $r > r_0$, которые будем использовать при расчетах анизотропии частиц, выписывать здесь не будем.

В области гелиомантии ($1 < \rho < \rho_1$) концентрация КЛ определена соотношением (21), а скорость солнечного ветра $u(r)$ (4) уменьшается обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния. Плотность потока частиц с данным значением импульса (19) в пространственной области $1 < \rho < \rho_1$ имеет вид

$$J(r, p) = \frac{u_0}{r_0} \frac{N}{3} \frac{N}{r^2}. \quad (44)$$

В межзвездном пространстве ($\rho > \rho_1$) концентрация галактических КЛ описывается соотношением (20), а плотность потока частиц содержит только диффузионную составляющую

$$J(r, p) = \frac{2}{r_0} \frac{N}{r}. \quad (45)$$

На рис. 6 представлена пространственная зависимость анизотропии КЛ (42) при следующих значениях параметров модуляции: $\rho_0 = 1$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 0.1$. Коэффициент сжатия среды на фронте ударной волны $\beta = 3$. Числа у кривых равны значению кинетической энергии частиц. Значение безразмерной координаты $\rho = 1$ соответствует фронту гелиосферной ударной волны, а $\rho = \rho_1 = 1.5$ — гелиопаузе. Видно, что на фронте ударной волны анизотропия галактических КЛ принимает значение, максимальное по абсолютной величине (рис. 6). Оказывается, что анизотропия частиц высоких энергий положительна (кривые, соответствующие $E_k = 1$ и 10 ГэВ на рис. 6. Следовательно, поток частиц высоких энергий направлен от Солнца. Наоборот, анизотропия частиц низких энергий отрицательна (рис. 6), а поток частиц низких энергий направлен внутрь гелиосферы. Отметим, что поток частиц всех энергий (2)

$$j(r) = \int_0^\infty dp p^2 J(r, p) \quad (46)$$

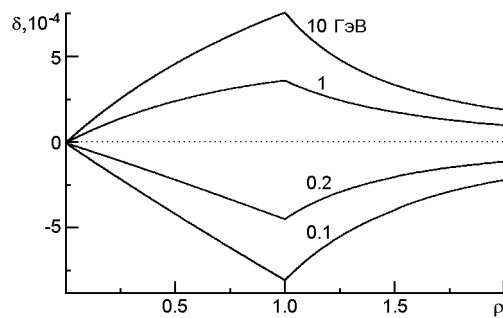


Рис. 6. Пространственная зависимость анизотропии углового распределения частиц ($\rho_0 = 1$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 0.1$)

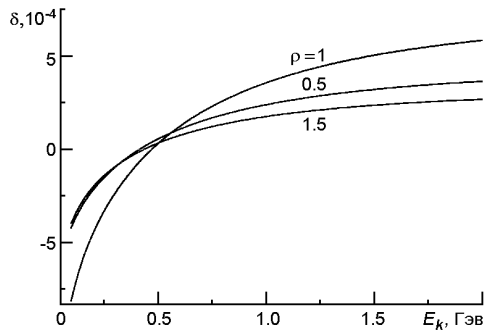


Рис. 7. Зависимость анизотропии космических лучей от кинетической энергии частиц ($\rho_0 = 1$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 0.1$)

в стационарном случае равен нулю в соответствии с тем, что концентрация частиц $n(r)$ (1) постоянна в любой точке пространства.

Зависимость анизотропии КЛ (42) от кинетической энергии частицы представлена на рис. 7 при следующих значениях параметров: $\rho_0 = 1$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 0.1$, $\beta = 3$. Значения безразмерной координаты приведены у соответствующих кривых. Видно, что при увеличении кинетической энергии частицы значение анизотропии монотонно увеличивается. Отметим, что при высоких энергиях (выше приблизительно 50 ГэВ) влияние гелиосферных магнитных полей на распространение КЛ становится несущественным, а анизотропия углового распределения частиц уменьшается по абсолютной величине. Оказывается, что анизотропия КЛ низких энергий отрицательна, а анизотропия частиц высоких энергий положительна (рис. 7). Смена знака анизотропии КЛ происходит при кинетических энергиях порядка 400...450 ГэВ в зависимости от гелиоцентрического расстояния.

ПОТОК ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Используя полученные выражения для плотности потока частиц с данным значением импульса $j(r, p)$ можно вычислить поток энергии космических лучей:

$$J_w(r) = \int_0^\infty dp p^2 E j(r, p). \quad (47)$$

Поток энергии галактических КЛ из данного объема определяется количеством энергии, переданной быстрым заряженным частицам движущейся плазмой солнечного ветра в этом объеме пространства [11]. Оказывается, что поток энергии КЛ пропорционален плотности энергии космических лучей в межзвездном пространстве w_0 и скорости солнечного ветра u_0 :

$$J_w(r) = u_0 w_0 \Phi(r), \quad (48)$$

где безразмерная величина $\Phi(r)$ зависит от гелиоцентрического расстояния.

Плотность энергии КЛ w_0 связана с немодулированным спектром галактических КЛ $N_0(p)$ (37) соотношением

$$w_0 = \int_0^{\infty} dp p^2 E N_0(p). \quad (49)$$

В формулу (37), описывающую энергетическое распределение галактических КЛ вдали от гелиосферы, входит постоянная величина N_1 . Эту постоянную можно вычислить, если известна плотность энергии КЛ w_0 (49). Подставив концентрацию КЛ $N_0(p)$ (37) в соотношение (49), получим

$$w_0 = m^4 c^5 N_1 \int_0^{\infty} d^2 (1 - \beta^2)^{-(1-\beta)/2}. \quad (50)$$

Воспользовавшись формулами (38), (39), приходим к соотношению

$$N_1 = \frac{w_0}{m^4 c^5} \left[\frac{1}{3} F\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \frac{3}{2}\right) \right. \\ \left. - \frac{1}{4} F\left(\frac{1}{2}, \frac{4}{2}; \frac{4}{2}\right) \right].$$

При значениях параметров $\beta_0 = 1.5$, $\beta_1 = 4.7$, получим

$$N_1 = 0.61 \frac{w_0}{m^4 c^5}.$$

На рис. 8 приведена зависимость величины Γ , которая представляет собой отношение потока энергии КЛ J_w (48) к произведению скорости солнечного ветра u_0 и плотности энергии КЛ w_0 . Кривая 1 соответствует значениям параметров модуляции космических лучей: $\beta_0 = 1$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 0.1$, а кривая 2 — $\beta_0 = 2$, $\beta_1 = 2$, $\beta_2 = 0.2$. Коэффициент сжатия среды на фронте гелиосферной ударной волны $\beta = 3$. Поток энергии КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре ($\beta < 1$) увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием и достигает максимального значения

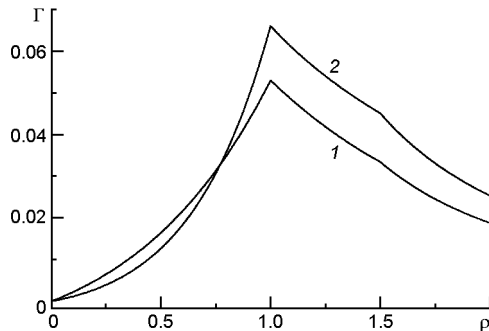


Рис. 8. Зависимость плотности потока энергии космических лучей от гелиоцентрического расстояния. Кривая 1 — при $\beta_0 = 1$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 0.1$, кривая 2 — при $\beta_0 = 2$, $\beta_1 = 2$, $\beta_2 = 0.2$

на фронте гелиосферной ударной волны ($\beta = 1$). В гелиомантии ($1 < \beta < \beta_1$) поток энергии КЛ уменьшается при увеличении расстояния от Солнца. Однако величина $J_w(r)$ уменьшается с гелиоцентрическим расстоянием медленнее, чем по закону r^{-2} , в соответствии с тем обстоятельством, что в гелиомантии также происходит передача энергии солнечного ветра галактическим космическим лучам. Отметим, что несмотря на уменьшение плотности потока энергии КЛ $J_w(r)$ в гелиомантии, поток энергии КЛ через сферу данного радиуса продолжает увеличиваться при увеличении расстояния до Солнца и достигает максимума на гелиопаузе ($r = r_1$). В межзвездном пространстве обмена энергией между средой и космическими лучами не происходит, так как неоднородности магнитного поля, на которых происходит рассеяние частиц, предполагаются неподвижными. Вследствие этого плотность потока энергии КЛ $J_w(r)$ изменяется обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния, а поток энергии КЛ через сферу данного радиуса остается постоянным.

Полученные соотношения позволяют оценить поток энергии, который переносят галактические КЛ через поверхность гелиопаузы. Предположим, что гелиосферная ударная волна расположена на расстоянии $r_0 = 80$ а. е. от Солнца. Гелиопауза соответствует гелиоцентрическому расстоянию $r_1 = 120$ а. е. [21, 26, 33, 34]. Плотность энергии галактических КЛ в межзвездном пространстве w_0 составляет величину порядка 1 эВ/см³ [1, 6, 30]. Сравним поток энергии галактических КЛ через поверхность гелиопаузы с потоком энергии плазмы солнечного ветра через сферу радиусом $r_2 = 1$ а. е. При концентрации космической плазмы на орбите Земли $n_{pl} = 6$ см⁻³ и скорости солнечного ветра $u_0 = 4 \cdot 10^7$ см/с [2, 8, 21, 33] плотность кинетической энергии плазмы $w_{pl} = 5 \cdot 10^3$ эВ/см³. Если J_{wpl} — плотность потока энергии плазмы, то отношение потока энергии галактических КЛ через поверхность гелиопаузы ($r = r_1 = 120$ а. е.) к потоку энергии плазмы солнечного ветра через сферу, проходящую через орбиту Земли ($r = r_2 = 1$ а. е.), равно

$$\frac{J_w(r_1)r_1^2}{J_{wpl}(r_2)r_2^2} = \left(\frac{\beta_1}{\beta_0}\right) \frac{w_0}{w_{pl}} \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = 2.88 \left(\frac{\beta_1}{\beta_0}\right). \quad (51)$$

Если выбрать следующие значения параметров модуляции КЛ: $\beta_0 = 1$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 0.1$, то $(1.5) = 0.034$ (рис. 8). В этом случае поток энергии галактических КЛ через поверхность гелиомантии составляет 10 % потока энергии плазмы солнечного ветра через сферу радиуса 1 а. е. В случае $\beta_0 = 2$, $\beta_1 = 2$, $\beta_2 = 0.2$ оказывается, что $(1.5) = 0.045$ (рис. 8), и согласно соотношению (51) отношение потоков энергии равно 0.13. Таким образом, галактическим космическим лучам передается 13 % энергии солнечного ветра. Приведенные оценки иллюстрируют интенсивность процесса передачи энергии движущейся плазмы солнечного ветра галактическим космическим лучам во всем объеме гелиосферы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании уравнения переноса, описывающего распространение частиц высокой энергии в магнитных полях гелиосферы, рассмотрена модуляция интенсивности галактических космических лучей. Распространение космических лучей происходит в сверхзвуковом солнечном ветре, ограниченном гелиосферной ударной волной, гелиомантии и межзвездном пространстве. Энергетический спектр галактических КЛ вдали от гелиосферы предполагается заданным. В стационарном, сферически-симметричном случае получено аналитическое решение уравнения переноса КЛ. Показано, что концентрация галактических КЛ низких энергий монотонно увеличивается при увеличении гелиоцентрического расстояния, а пространственная зависимость концентрации частиц высоких энергий достигает максимального значения на гелиопаузе.

Рассчитана анизотропия углового распределения галактических КЛ. Показано, что анизотропия КЛ монотонно увеличивается при увеличении энергии частиц. При этом анизотропия частиц низких энергий отрицательна, а КЛ высоких энергий характеризуются положительной анизотропией. Таким образом, поток частиц низких энергий ориентирован внутрь гелиосферы, а поток галактических космических лучей высоких энергий направлен от Солнца. Получено выражение для потока энергии частиц и показано, что поток энергии галактических КЛ направлен из гелиосферы.

Таким образом, энергия, приобретаемая быстрыми заряженными частицами при взаимодействии с электромагнитными полями солнечного ветра, выносится из гелиосферы за счет потока энергии космических лучей.

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. *Астрофизика космических лучей*. — М.: Наука, 1984.—380 с.
2. Брандт Дж. *Солнечный ветер*. — М.: Мир, 1973.—312 с.
3. Диткин В. С., Прудников А. П. *Интегральные преобразования и операционное исчисление*. — М.: Наука, 1974.—544 с.
4. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Многократное рассеяние частиц в магнитном поле со случайными неоднородностями // *Журн. эксперим. и теорет. физики*.— 1966.—**51**, вып. 6.—С. 1771—1783.
5. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. О диффузии космических лучей в межпланетной среде // *Геомагнетизм и аэронавигация*.—1967.—**7**, № 6.—С. 967—973.
6. Дорман Л. И. *Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей*. — М.: Наука, 1975.—464 с.
7. Колесник Ю. Л., Шахов Б. А. Влияние гелиопаузы и стоячей ударной волны на распространение галактических космических лучей в стационарной модели гелиосферы // *Кинематика и физика небес. тел.*—2012.—**28**, № 6.—С. 3—16.
8. Топтыгин И. Н. *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*. — М.: Наука, 1983.—302 с.

9. Федоров Ю. И. Ускорение заряженных частиц на фронте ударной волны, ограничивающей сверхзвуковой солнечный ветер // Кинематика и физика небес. тел.—2014.—**30**, № 3.—С. 3—26.
10. Cummings A. C., Stone E. C., McDonald F. B., et al. Voyager observations of anomalous cosmic rays in the outer heliosphere // Proc. 32-nd Int. Cosmic Ray Conf. — Beijing, China, 2011.—**11**.—P. 2.
11. Dorman L. I., Katz M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. Variation of cosmic-ray energy in interplanetary space // Astrophys. and Space Sci.—1983.—**94**.—P. 43—95.
12. Fisk L.A., Axford W. I. Anisotropy of solar cosmic rays // Solar Phys.—1969.—**7**.—P. 486—498.
13. Florinski V. Entering the “magnetic highway”: energetic particle anisotropies at the heliospheric boundary // Arxiv: 1302.2179 [physics.space-ph] —2013.
14. Florinski V., Pogorelov N. V. Four-dimensional transport of galactic cosmic rays in the outer heliosphere and heliosheath // Astrophys. J.—2009.—**701**.—P. 642—651.
15. Florinski V., Zank G. P., Pogorelov N. V. Galactic cosmic ray transport in the global heliosphere // J. Geophys. Res.—2003.—**108**, N A6.—P. 1228.
16. Gleeson L. J., Axford W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays // Astrophys. J.—1968.—**154**.—P. 1011—1026.
17. Goldstein M. L., Ramaty R., Fisk L. A. Interstellar cosmic ray spectra from the non-thermal radio background from 0.4 to 400 MHz // Phys. Rev. Lett.—1970.—**24**, N 21.—P. 1193—1196.
18. Heber B., Potgieter M. S. Cosmic rays at high heliolatitudes // Space Sci. Revs.—2006.—**127**.—P. 117—194.
19. Herbst K., Heber B., Kopp A., et al. The local interstellar spectrum beyond the heliopause: What can we learn from Voyager in the inner heliosheath? // Astrophys. J.—2012.—**761**.—17 (6 p).
20. Kota J., Jokipii J. R. Cosmic ray transport beyond the termination shock: Modulation in the heliosheath // Proc. 28-th Int. Cosmic Ray Conf. — Tsukuba, Japan, 2003.—P. 3863—3866.
21. Manuel R., Ferreira S. E. S., Potgieter M. S. Time-dependent modulation of cosmic rays in the heliosphere // Solar Phys.—2014.—**289**.—P. 2207—2231.
22. Parker E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // Planet. and Space Sci.—1965.—**13**, N 1.—P. 9.
23. Perko J. S. Solar modulation of galactic antiprotons // Astron. and Astrophys.—1987.—**184**, N 1.—P. 119—121.
24. Potgieter M. S. Solar modulation of cosmic rays // Liv. Rev. Solar Phys.—2013.—**10**.—P. 3—66.
25. Potgieter M. S. A very local interstellar spectrum for galactic electrons, protons and helium // Proc. 33-rd Int. Cosmic Ray Conf. — Rio de Janeiro, Brasil, 2013, Highlight Talk.—icrc2013—1300.
26. Potgieter M. S., Strauss R. du T. At what rigidities does the solar modulation of galactic cosmic rays begin? // Proc. 33-rd Int. Cosmic Ray Conf. — Rio de Janeiro, Brasil, 2013.—icrc2013—0156.
27. Ptuskin V. S., Volk H. J., Zirakashvili V. N., Breitschwerdt D. Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays // Astron. and Astrophys.—1997.—**321**, N 2.—P. 434—443.
28. Richardson J. D., Burlaga L. F. The solar wind in the outer heliosphere and heliosheath // Space Sci. Revs.—2013.—176.—P. 217—235.

29. *Scherer K., Fichtner H., Strauss R. D., et al.* On cosmic ray modulation beyond the heliopause: where is the modulation boundary? // *Astrophys. J.*—2011.—**735**.—128 (5 p).
30. *Schlickeiser R.* Cosmic ray astrophysics. — Berlin: Springer, 2002.—519 p.
31. *Urch I. H., Gleeson L. J.* Galactic cosmic ray modulation from 1965—1970 // *Astrophys. and Space Sci.*—1972.—**17**.—P. 426—446.
32. *Volk H. J.* Cosmic ray propagation in interplanetary space // *Revs Geophys. and Space Phys.*—1975.—13, N 4.—P. 547—566.
33. *Webber W. R., Hiegbie P. R., McDonald F. B.* The unfolding of the spectra of low energy galactic cosmic ray H and He nuclei as the Voyager 1 spacecraft exists the region of heliospheric modulation // Arxiv: 1308.1895 [astroph.] — 2013.
34. *Webber W. R., McDonald F. B.* Recent Voyager 1 data indicate that on 25 August 2012 at a distance of 121.7 AU from the Sun, sudden and unprecedented intensity changes were observed in anomalous and galactic cosmic rays // *Geophys. Res. Lett.*—2013.—**40**.—P. 1665—1668.

Статья поступила в редакцию 25.09.2014