

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ И ГЕНЕРАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН НА МЕЖПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ 4 АПРЕЛЯ 2001 г.

С. Н. Танеев, С. А. Стародубцев, Е. Г. Бережко*

*Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера
Сибирского отделения Российской академии наук
677980, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 23 ноября 2017 г.

На основе теории регулярного (диффузионного) ускорения заряженных частиц исследовано формирование спектров протонов и генерация ускоренными (штормовыми) частицами спектра альфвеновской турбулентности на фронте межпланетной ударной волны в событии, произошедшем в 14:22 UT 4 апреля 2001 г. Сформулирован сценарий, согласно которому становится возможным удовлетворительное теоретическое описание наблюдаемых спектров протонов и альфвеновских волн, полученных из данных измерений: распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве до прихода на орбиту Земли межпланетной ударной волны создает повышенный уровень альфвеновской турбулентности в солнечном ветре, что уменьшает коэффициент диффузии частиц и повышает эффективность их ускорения.

DOI: 10.7868/S0044451018050085

2. ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ И МЕТОД РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории регулярного (диффузионного) ускорения (см., например, [1, 2] и ссылки там) применительно к явлениям в межпланетном пространстве необходимо для детального понимания процессов формирования спектров ионов большой энергии на фронтах ударных волн.

В настоящей работе мы продолжаем исследование процесса регулярного ускорения частиц на фронтах межпланетных ударных волн и генерации альфвеновских волн ускоренными ионами, начатые авторами в работах [3–5]. Детальное обоснование предмета исследований приведено во Введении к статье Бережко и Танеева [5]. Здесь же мы подробно исследуем ускорение частиц, наблюдавшихся в событии регистрации квазипараллельной межпланетной ударной волны 4 апреля 2001 г. в 14:22 UT, на находящемся в точке либрации L1 космическом аппарате ACE. Целью данной работы является сопоставление теории с экспериментально установленными спектрами ускоренных частиц и порождаемых ими альфвеновских волн в этом событии.

В качестве исходных данных, характеризующих состояние межпланетной среды в интересующий нас период времени, мы использовали информацию о различных экспериментах, проводящихся на борту расположенного в точке либрации L1 космического аппарата ACE. Верифицированные данные, полученные в результате измерений различных приборов, см. в работе [6].

Наличие турбулентности (возмущений, главным образом, межпланетного магнитного поля (ММП) с характерным масштабом менее 1 а. е. (а. е. — астрономическая единица) в солнечном ветре во многом определяет протекание различного рода физических процессов в межпланетной среде. В связи с этим, для расчета спектральных характеристик турбулентности ММП и определения спектров альфвеновских волн мы использовали 1-секундные данные измерений компонент ММП, полученные в эксперименте MAG.

Расчет спектров флуктуаций магнитного поля мы проводили в несколько этапов.

1. Сначала компоненты ММП (B_x , B_y и B_z) из исходной геоцентрической солнечно-эклиптической системы координат GSE приводились к новой си-

* E-mail: starodub@ikfia.ysn.ru

стеме координат, в которой ось x' направлена вдоль направления вектора среднего магнитного поля \mathbf{B} . Таким образом, определялись новые компоненты ММП — B'_x , B'_y и B'_z . Необходимость этой операции определяется тем фактом, что альфвеновские волны имеют максимальную амплитуду в плоскости перпендикулярной к направлению среднего магнитного поля [7], т. е. в плоскости $Y'Z'$.

2. Затем, для 20-минутных временных интервалов измерений проводилась стандартная операция приведения данных к нулевому среднему и их фильтрация с помощью цифрового рекурсивного фильтра в диапазоне частот $\delta\nu = 10^{-3}$ –0.5 Гц.

3. Далее, с использованием стандартного метода Блэкмена–Тьюки с применением корреляционного окна Тьюки [8] рассчитывались спектры флуктуаций величины

$$B'_\perp = \sqrt{B'^2_y + B'^2_z},$$

которые мы принимали за спектры флуктуаций альфвеновских волн в исследуемом диапазоне частот.

С целью получения информации о состоянии солнечного ветра (плотность, скорость, температура) мы привлекли данные измерений с различным разрешением по времени эксперимента SWEPAM.

Для построения средних для 20-минутных интервалов времени энергетических спектров частиц мы использовали 5-минутные данные измерений протонов в восьми различных дифференциальных каналах в эксперименте EPAM/LEMS120, охватывающих область энергий от 47 до 4750 кэВ.

Для получения информации о координатах космического аппарата, времени регистрации и характеристиках межпланетной ударной волны (угла между средним направлением ММП и нормалью к фронту межпланетной ударной волны, величин компонент нормали, скорости ударной волны, степени сжатия вещества на ее фронте и пр.) мы использовали известный каталог межпланетных ударных волн, зарегистрированных космическим аппаратом ACE, и представленном на сайте Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics [9].

3. СОБЫТИЕ МЕЖПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ 4 АПРЕЛЯ 2001 г.

2 апреля 2001 г. на Солнце в активной области NOAA AR9393 с координатами N14W82 в 21:51 UT произошла мощная вспышка рентгеновского балла X20, сопровождавшаяся генерацией солнечных

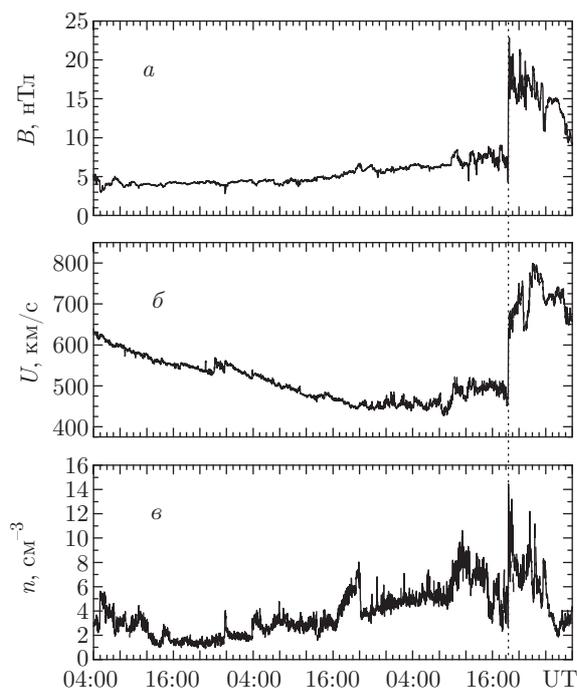


Рис. 1. Зависимость модуля ММП (а), скорости (б) и плотности (в) солнечного ветра от времени. Штриховой вертикальной линией отмечен момент регистрации межпланетной ударной волны, зарегистрированной 4 апреля 2001 г. космическим аппаратом ACE в экспериментах MAG и SWEPAM

космических лучей (СКЛ) и выбросом корональной массы вещества [10].

Уже в начале второй половины 4 апреля на орбите Земли пришла межпланетная ударная волна (см. рис. 1).

На рис. 1 представлены результаты регистрации 2–4 апреля 2001 г. модуля ММП, скорости и плотности солнечного ветра как функции времени. Из него следует, что межпланетная ударная волна была зарегистрирована 4 апреля 2001 г. в 14:22 UT. Согласно информации Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, эта ударная волна относится к классу квазипараллельных — среднее значение угла между средним направлением ММП и нормалью к ударному фронту составляет 26.2° .

На рис. 2 видно, что в этот же период времени на фоне потоков СКЛ в области предфронта ударной волны наблюдается повышение потоков частиц вплоть до энергий порядка мегаэлектронвольт. Такие частицы принято называть штормовыми и они часто (но далеко не всегда!) регистрируются на фронтах квазипараллельных межпланетных ударных волн. В общем случае это могут быть ионы,

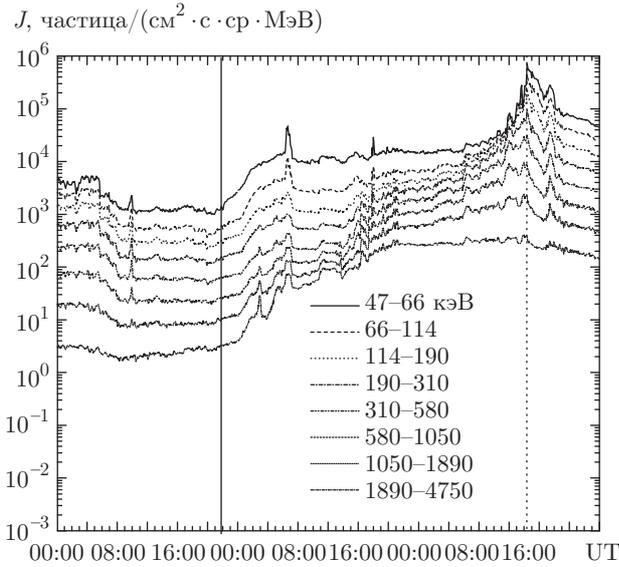


Рис. 2. Зависимость потока протонов от времени (2–4 апреля 2001 г.), зарегистрированного на КА ACE в восьми дифференциальных энергетических каналах в эксперименте EPAM/LEMS120. Сплошной вертикальной линией отмечен момент вспышки на Солнце, штриховой — регистрация межпланетной ударной волны

ускоренные и/или нагретенные на фронте ударной волны. Ответ об их природе может дать теория.

4. МОДЕЛЬ

Впервые постановка рассматриваемой задачи была подробно сформулирована в работе Ли [11]. В дальнейшем она корректировалась Гордоном и др. [12], а также авторами данной работы [3–5]. Детальное описание используемой здесь модели приведено в работе [5]. Здесь мы остановимся только на ее основных элементах.

Наиболее эффективно процесс ускорения частиц протекает на лобовом участке ударного фронта, имеющего наибольшую скорость V_S , на котором силовые линии магнитного поля \mathbf{B} составляют небольшой угол ψ с нормалью к ударному фронту \mathbf{n} ($\psi \lesssim 45^\circ$). Поэтому мы будем представлять фронт ударной волны, бегущей вдоль нормали \mathbf{n} к нему, в виде сегмента сферической поверхности радиуса $R_S(t)$, растущего во времени t со скоростью $V_S = dR_S/dt$ и соответствующего постоянному значению телесного угла Ω_S . В пределах этого телесного угла Ω_S будем считать угол ψ постоянным в рассматриваемой нами области гелиоцентрических расстояний $0.2 \leq r \leq r_e = 1$ а. е., как и скорость

течения вещества \mathbf{w} , направленную радиально от Солнца. Здесь и далее нижний индекс «e» у величин указывает на ее значение на орбите Земли.

Далее все величины и переменные берутся вдоль нормали \mathbf{n} к ударному фронту. Если физическая величина (или переменная) имеет другое направление, то ее проекция на нормаль \mathbf{n} помечена сверху штрихом.

Поскольку полуширина характерного поперечного размера L_\perp лобового участка (т.е. области ускорения) достаточно велика ($L_\perp \sim R_S$), а быстрые частицы в сильной степени замагничены ($\kappa_\parallel \gg \kappa_\perp$, здесь κ_\parallel (κ_\perp) — коэффициент продольной (поперечной) по отношению к ММП диффузии частиц), приближение сферической симметрии в нашем случае означает, что все физические величины являются функциями только одной пространственной переменной — гелиоцентрического расстояния r . В этом случае уравнение переноса для функции распределения частиц $f(r, v, t)$ в области $r > R_S$ имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{r'^2} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r'^2 \kappa' \frac{\partial f}{\partial r'} \right) - w' \frac{\partial f}{\partial r'} - \frac{f}{\tau_\perp} + \left[\frac{1}{3r'^2} \frac{\partial(r'^2 w')}{\partial r'} \right] v \frac{\partial f}{\partial v}, \quad (1)$$

где v — скорость ионов;

$$\kappa' = \kappa_\parallel \cos^2 \psi + \kappa_\perp \sin^2 \psi \approx \kappa_\parallel \cos^2 \psi$$

— коэффициент диффузии частиц; w' — компонента скорости рассеивающих частицы центров в солнечном ветре вдоль \mathbf{n} , роль которых выполняют альфвеновские волны; величина τ_\perp более подробно описана ниже.

Коэффициенты диффузии, входящие в уравнение (1), определяются соотношениями [11–13] (см. также [5, 14])

$$\kappa_\parallel = \frac{v^2 B^2}{8\pi^2 \omega_B E_w (k = \rho_B^{-1})}, \quad \kappa_\parallel \kappa_\perp = \frac{\rho_B^2 v^2}{3}, \quad (2)$$

в которых $\rho_B = v/\omega_B$ — гирорадиус, $\omega_B = ZeB/Amc$ — гирочастота, e — элементарный заряд, Z — зарядовое число, m — масса протона, A — массовое число, c — скорость света,

$$E_w(k) = d(\delta B^2/8\pi)/d \ln k \quad (3)$$

— плотность энергии альфвеновских волн. Частицы рассеиваются за счет взаимодействия только с теми волнами, волновое число k которых равно обратному гирорадиусу ρ_B частиц.

Спектр альфвеновских волн, имеющих в невозмущенном солнечном ветре,

$$E_{w0}(r, k) = E_{w0}(R_S, k), \quad (4)$$

представляет собой смесь волн $E_w^+(E_w^-)$, распространяющихся от Солнца (к Солнцу), относительно системы координат, связанной с солнечным ветром;

$$E_w = E_w^+ + E_w^-.$$

Поскольку волны генерируются частицами в узкой области ($r - R_S \ll R_S$) перед ударным фронтом ($r \geq R_S$), принятое в (4) предположение о том, что фоновый спектр альфвеновских волн берется в точке положения ударного фронта R_S , вполне оправдано.

Рассеивающие частицы центры (альфвеновские волны) в системе координат, связанной с солнечным ветром, имеют в области $r \geq R_S$ скорость вдоль (против) ММП

$$c_c = c_a(E_w^+ - E_w^-)/E_w, \quad (5)$$

где $c_a = B/\sqrt{4\pi\rho}$ — альфвеновская скорость, ρ — плотность среды. Тогда скорость рассеивающих центров в уравнении (1) имеет вид

$$w' = w \cos \varphi + c_c \cos \psi, \quad (6)$$

где φ — угол между скоростью солнечного ветра \mathbf{w} и нормалью \mathbf{n} к ударному фронту.

Последний член в правой части уравнения (1) описывает адиабатическое замедление частиц в расширяющемся потоке, которое является одним из факторов, ограничивающих спектр ускоренных частиц со стороны больших энергий.

Предпоследний член в уравнении (1) описывает выход частиц из области ускорения за счет поперечной диффузии с характерным временем $\tau_\perp = L_\perp^2/\kappa'_\perp$. Реальные значения коэффициента диффузии $\kappa'_\perp = \kappa_\perp \sin^2 \psi$ таковы, что член f/τ_\perp мало сказывается в процессе ускорения частиц. Как и раньше в работах [3–5], здесь принято $L_\perp = 0.6R_S$, что соответствует величине $\Omega_S = 1.26$ ср. Заметим, что угол Ω_S влияет только на полное количество произведенных ударной волной ускоренных частиц (которое прямо пропорционально Ω_S) и совершенно не влияет на их распределение внутри конуса с углом раствора Ω_S .

Мы не учитываем модификацию ударной волны обратным воздействием ускоренных частиц в силу того, что их давление, как будет показано ниже, значительно меньше динамического давления среды на ударный фронт

$$P_m = \rho u_1^2. \quad (7)$$

Таким образом, ударный фронт трактуется как разрыв, на котором скорость среды относительно ударного фронта $u = V_S - w \cos \varphi$ испытывает скачок от

значения u_1 в точке $x = -0$ ($r = R_S + 0$) до $u_2 = u_1/\sigma$ в точке $x = +0$ ($r = R_S - 0$), где

$$\sigma = 4/(1 + 3/M_f^2) \quad (8)$$

— степень сжатия вещества на ударном фронте, V_S — скорость ударной волны вдоль нормали \mathbf{n} к ударному фронту, $M_f = u_1/c_s$ — число Маха, $c_s = \sqrt{\gamma_g k_B T_f/m}$ — скорость звука, T_f — температура протонов в узком переходном слое ударного фронта в диапазоне расстояний $-0 \leq x \leq +0$ ($R_S + 0 \geq R_S \geq R_S - 0$), k_B — постоянная Больцмана. Для показателя адиабаты плазмы принято значение $\gamma_g = 5/3$. Система координат x связана с ударным фронтом ($x = 0$) в центре сегмента сферической поверхности радиуса R_S и направлена против нормали \mathbf{n} к ударному фронту (к Солнцу). Нижним индексом «1(2)» помечаются величины, соответствующие точке непосредственно перед (за) ударным фронтом.

Функция распределения на ударном фронте ($x = 0$) удовлетворяет условию

$$\frac{u'_1 - u'_2}{3} v \frac{\partial f}{\partial v} = \left(\kappa_\parallel \cos^2 \psi \frac{\partial f}{\partial x} \right)_1 - \left(\kappa_\parallel \cos^2 \psi \frac{\partial f}{\partial x} \right)_2 + Q_0, \quad (9)$$

в котором

$$u' = u - c_c \cos \psi \quad (10)$$

— скорость рассеивающих центров относительно ударного фронта.

Имеющая место «эффетивная» степень сжатия вещества на ударном фронте

$$\sigma_{eff} \equiv \frac{u'_1}{u'_2} = \sigma \left(\frac{u'}{u - \sqrt{\sigma} c_c \cos \psi} \right)_1 \quad (11)$$

получена с учетом того, что $c_{a2} = \sqrt{\sigma} c_{a1}$, а угол $\psi_2 = \arccos(\cos \psi_1/\sigma)$ между нормалью \mathbf{n} к ударному фронту и межпланетным магнитным полем \mathbf{B} в области $x > 0$ ($r < R_S$) определен из условия $B_2 \cos \psi_2 = B_1 \cos \psi_1$ перпендикулярного перехода ММП через границу разрыва (ударный фронт).

Сосредоточенный на ударном фронте источник

$$Q_0 = u_1 \frac{N_{s,inj}}{4\pi v_{inj}^2} \delta(v - v_{inj}) H(r - r_0) \quad (12)$$

обеспечивает инжекцию в режим ускорения некоторой доли $\eta_s = N_{s,inj}/N_{s1}$ от концентрации частиц $N_{s1} = N_s(r = R_S + 0)$ сорта «s» среды, натекающей на ударный фронт. Функция Хевисайда $H(r)$ в этом выражении показывает, что источник «включился» на расстоянии $r = r_0$.

Ввиду отсутствия разработанной теории механизма инжекции (или, более точно, — теории ударного перехода в сильной ударной волне) параметр η в используемой нами модели является свободным параметром. Основываясь на результатах анализа экспериментальных данных [15], а также численного моделирования квазипродольных бесстолкновительных ударных волн [16, 17], можно лишь указать возможный диапазон значений этого параметра: $\eta = 10^{-3} - 10^{-2}$.

Выбор величины скорости инжектируемых частиц v_{inj} , который по своему смыслу разделяет в едином спектре медленные (тепловые) и быстрые (ускоренные) частицы, является до некоторой степени условным. По сути дела он лимитируется лишь условием применимости для всей рассматриваемой области $v \geq v_{inj}$ диффузионного приближения, основанного на уравнении (1). Поэтому, мы принимаем, как обычно,

$$v_{inj} = \lambda c_{s2}, \quad (13)$$

где $\lambda > 1$ (см., например, [18]), а $c_{s2} = u_1 \sqrt{\gamma_g(\sigma - 1) + \sigma/M_f^2}/\sigma$ — скорость звука за фронтом ударной волны. В расчетах использовано значение $\lambda = 4$. Энергия инжекции частиц сорта «s» определяется выражением $\varepsilon_{s,inj} = Amv_{inj}/2$.

Поскольку ударный фронт является единственным источником, где осуществляется инжекция частиц в режим ускорения, задачу необходимо решать при начальном и граничном условиях

$$f(r, v, t_0) = 0, \quad f(r = \infty, v, t) = 0, \quad (14)$$

которые означают отсутствие фоновых частиц рассматриваемого диапазона энергий в солнечном ветре.

Как и в предшествующих исследованиях, мы используем предположение о том, что среда в области за ударным фронтом $r < R_S$ возмущена значительно сильнее, чем перед фронтом ($r > R_S$), что и обеспечивает соотношение $\kappa_{||2} \ll \kappa_{||1}$. Принятое предположение позволяет пренебречь вторым членом в правой части уравнения (9), в силу чего решение задачи перестает зависеть от каких-либо особенностей области $r < R_S$. При этом функция распределения частиц в этой области легко может быть найдена из уравнения (1), если в нем пренебречь диффузионным членом, что оправдывается принятым условием, для любого заданного поля скоростей \mathbf{w} (более подробно см., например, в работе [19]).

Фоновый спектр волн E_{w0} модифицируется за счет генерации альфвеновских волн ускоренными

частицами, а также затухания на тепловых протонах. С учетом этого уравнение переноса альфвеновской турбулентности примет вид

$$\frac{\partial E_w^\pm}{\partial t} + u_1^\pm \frac{\partial E_w^\pm}{\partial x} = \pm \Gamma E_w^\pm - L, \quad (15)$$

где

$$\Gamma(k) = \xi \frac{8\pi^3 c_a}{kc^2 v^2} \sum_s \frac{(Ze)^2}{Am} \kappa_{||} \left(v = \frac{\omega_B}{k} \right) \times \\ \times \int_{v_{min}}^{\infty} dv v^3 \left(1 - \frac{\omega_B^2}{k^2 v^2} \right) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (16)$$

— инкремент раскачки (декремент затухания) волн ускоренными частицами [12];

$$v_{min} = \max(v_{inj}, \omega_B/k);$$

«s» — сорт иона (для упрощения записи индекс сорта иона у соответствующих величин опущен); L — декремент затухания волн на тепловых протонах, которое мы учитываем при сравнении результатов расчета с экспериментом;

$$u_1^\pm = V_S - w \cos \varphi \mp c_a \cos \psi. \quad (17)$$

По сравнению с тем, который был выведен Ли в работах [11, 13], коэффициент диффузии $\kappa_{||}$ в выражении (16) вынесен из под знака интеграла. Именно последнее обстоятельство существенно меняет динамику альфвеновских волн, производимых ускоренными ионами [4, 5].

Как показали Гордон и др. [12], проведенная ими процедура вывода выражения (16) для инкремента более последовательна, чем та, что использовал ранее Ли [11, 13]. Выражение (16) согласуется также с результатами работы МакКензи и Фелька [20] и представляется нам более корректным по форме выражения (вынос из под знака интеграла коэффициента диффузии частиц $\kappa_{||}$).

Как показывают экспериментальные данные [21], на орбите Земли фоновый спектр альфвеновских волн отклоняется по форме от чисто степенной зависимости $E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-\lambda}$: при $\nu_b \sim 0.3$ Гц в нем наблюдается излом, после которого спектр $E_{w0}(\nu)$ становится более крутым — при степенной аппроксимации $E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-\lambda}$ спектральный индекс в среднем равен $\lambda = 3$, что принято нами в расчете. Значение частоты

$$\nu_b = [k_b \cos \psi (w \cos \varphi + c_c \cos \psi)]_1 / 2\pi,$$

при которой наблюдается излом, определяется из условия [21]:

$$k_b = \omega_B / (c_a + v_T), \quad (18)$$

где $v_T = \sqrt{k_B T_w / m}$ — тепловая скорость протонов, T_w — температура протонов солнечного ветра в области $x < 0$ ($r > R_S$).

Высокочастотная часть спектра альфвеновских волн подвержена затуханию на тепловых протонах, для учета которого в уравнение переноса волн (15) добавлен член

$$L = \Gamma_p (E_w^\pm - E_{w0}^\pm). \quad (19)$$

В качестве декремента диссипации волн мы используем аппроксимацию численного решения уравнения Власова [22] для случая параллельного (антипараллельного) распространения волн относительно \mathbf{B} :

$$\Gamma_p(k) = m_1 \omega_B \left[\left(\frac{kc}{\omega_p} \right)^2 \right]^{m_2} \times \exp \left[-4m_3^2 \left(\frac{\omega_p}{kc} \right)^2 \right], \quad (20)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi N_p e^2 / m}$ — плазменная частота протонов, $m_1 = 0.66\beta^{0.43}$, $m_2 = 1.17 + 0.4\beta^{0.4}$, $m_3 = 0.31/\beta^{0.26}$; $\beta = 8\pi k_B N_p T_w / B^2$ — плазменный параметр.

Чтобы выбранные из тех или иных соображений спектры $E_{w0}^\pm(k)$ были решением уравнения (15) в отсутствие ускоренных частиц ($\Gamma = 0$), в источник L добавлен член $-\Gamma_p E_{w0}^\pm$. При этом на значительных удалениях от ударного фронта, где ускоренные частицы практически отсутствуют, $L = 0$ и, следовательно, обеспечивается требуемое решение уравнения (15):

$$E_w^\pm = E_{w0}^\pm.$$

Раскачка волн ускоренными частицами осуществляется на относительно малом масштабе, в пределах которого источник L действует только на волны, раскачиваемые ускоренными частицами, что и требуется.

Коэффициент ξ перед правой частью уравнения (16) определяет степень генерации альфвеновских волн. При $\xi = \cos\psi$ выражение (16) совпадает с тем, что было получено Гордоном и др. в работе [12] с точностью до численного множителя: мы использовали восемь вместо 32, что обусловлено изменением численного коэффициента в знаменателе для выражения коэффициента диффузии κ_{\parallel} (2).

Сформулированная выше задача (1)–(20) решается численно. Алгоритм численного решения и применяемые численные методы кратко изложены в работе Бережко и др. [14].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Применим предложенную модель к исследованию рассматриваемого события.

Скорость невозмущенного ударной волной солнечного ветра в данном событии равна $w = 457.6$ км/с. Из измеренных компонент ММП в системе координат GSE $(-5.0, 1.9, 3.1) \cdot 10^{-5}$ Гс — находим напряженность магнитного поля $B_e = 6.2 \cdot 10^{-5}$ Гс и косинус угла $\cos\chi$ между $B_x = -5.0 \cdot 10^{-5}$ Гс и направлением на Солнце x : $\cos\chi = -5.0/6.2 = -0.8$. Поскольку ММП в данный период времени близко к радиальному ($\cos\chi = -0.8$), для описания его напряженности в пространстве мы используем упрощенное соотношение: $B = B_e(r_e/r)^2$.

Аналогичной зависимостью описывается концентрация частиц в невозмущенном солнечном ветре: $N = N_e(r_e/r)^2$. На орбите Земли концентрация протонов имеет величину $N = 5$ см $^{-3}$. Для простоты мы ограничиваемся рассмотрением протонов и α -частиц, доля которых относительно концентрации протонов из измерений равна 0.02; $\rho = 1.08mN$.

Мы принимаем зависимость температуры протонов в пространстве согласно измерениям Эйни и Стейница в виде $T = T_e(r_e/r)$ [23]. Средняя же температура протонов в невозмущенном межпланетной ударной волной солнечном ветре на орбите Земли имеет значение $T_w = 1.1 \cdot 10^5$ К.

Степень сжатия вещества на ударном фронте в данном событии определена как $\sigma = 1.72 \pm 0.44$. Однако для описания спектра протонов на фронте ударной волны в момент ее регистрации наилучшим образом подходит $\sigma = 2.1$, для чего необходимо предположить, что температура протонов в узком переходном слое ударного фронта на орбите Земли равна $T_f = 4 \cdot 10^6$ К. В наших расчетах с расстоянием $(0.2-1)r_e$ степень сжатия σ меняется в диапазоне 1.97–2.1, в то время как «эффективная» σ_{eff} — в пределах 2.26–2.5.

Определенный 8-ю различными методами угол $\psi = (13.7 \pm 7.4, 17.7 \pm 9.5, 15.2 \pm 12.5, 18.0 \pm 12.8, 19.0 \pm 12.8, 39.5 \pm 4.4, 43.2 \pm 4.0, 43.6 \pm 4.0)^\circ$ — между нормалью к ударному фронту \mathbf{n} и силовыми линиями ММП \mathbf{B} имеет широкий диапазон изменений со средним значением 26.2° . Для расчетов под эксперимент лучше всего из них подходит величина $\psi_1 = \psi = 39.5^\circ$. За фронтом ударной волны $\psi_2 = \arccos(\cos\psi_1/\sigma) = 53.5^\circ$.

Угол φ между нормалью к ударному фронту \mathbf{n} и скоростью солнечного ветра \mathbf{w} (радиальным направлением \mathbf{r} от Солнца) определяем из среднего

значения косинуса угла — $\cos(180^\circ - \varphi) = -0.885$ — между компонентой нормали N_x и \mathbf{r} : $\varphi = 28^\circ$.

Согласно измерениям [24], фоновый спектр альфвеновских волн

$$E_{w0}^\pm(\nu) = E_{w0}^\pm [k \cos \psi = 2\pi\nu / (w \cos \varphi \pm c_a \cos \psi)] / \nu, \quad (21)$$

где

$$\nu = k \cos \psi (w \cos \varphi \pm c_a \cos \psi) / 2\pi$$

— частота, воспринимаемая неподвижным наблюдателем, в интересующей нас области частот $\nu > 10^{-3}$ Гц в невозмущенном солнечном ветре имеет вид

$$E_{w0} \propto \nu^{-5/3}.$$

В соответствии с этим в расчетах использован фоновый спектр турбулентности в виде

$$E_{w0}^\pm(k, r) = E_0^\pm (k/k_{inj})^{-\lambda} (r/r_e)^{-\delta}, \quad (22)$$

где $k_{inj} = \omega_{Be}/v_{inj}$ — волновое число, отвечающее волнам, которые резонансно взаимодействуют с протонами, имеющими скорость v_{inj} в точке $r = r_e$.

Учитывая возмущенный характер турбулентности ММП в межпланетной среде после прохождения СКЛ до прихода межпланетной ударной волны, мы используем наиболее подходящие для описания измерений в данном событии величины

$$E_0 = E_0^+ + E_0^- = 3.2 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3, \quad \lambda = 0.$$

Как и в работе [25], мы принимаем $\delta = 5$. Эти параметры совпадают с теми, что были использованы в работе [5] для описания события, зарегистрированного на аппарате ISEE-3 вблизи орбиты Земли в 01:21 UT 5 апреля 1979 г.

Анализ альфвеновской турбулентности, основанный на экспериментальных данных, показывает, что для экваториального медленного солнечного ветра характерно наличие несколько большего количества волн распространяющихся вдоль силовых линий ММП от Солнца, E_{w0}^+ , чем к Солнцу, E_{w0}^- [26]. В наших расчетах, как и в работах [5, 25], принято: $E_{w0}^+ = 0.7E_{w0}$ и $E_{w0}^- = 0.3E_{w0}$.

Вычисленная восемью методами скорость ударной волны $V_S = (884.4 \pm 403.2, 1000.6 \pm 440.4, 959.0 \pm 429.4, 967.3 \pm 431.7, 973.6 \pm 432.9, 950.6 \pm 399.7, 903.5 \pm 376.7, 893.9 \pm 372.3)$ км/с — в радиальном направлении \mathbf{r} от Солнца имеет широкий диапазон изменений. Мы выбрали ее среднюю величину: $V_S(r_e) = 941.6$ км/с.

Следуя работе Ватари и Детмана [27], мы задаем зависимость скорости ударной волны с расстоянием от Солнца в виде

$$V_S(r) = V_0(r_0/r)^{0.28}, \quad (23)$$

где принято $V_0 = 1300$ км/с в начальной точке $r_0 = 0.2r_e$. Поскольку все расчеты в нашей модели ведутся вдоль нормали \mathbf{n} к ударному фронту,

$$V_S(r) = V_{Sn}(r),$$

где V_{Sn} — скорость ударной волны вдоль \mathbf{n} , на орбите Земли

$$V_{Sn} = V_S(r_e) \cos \varphi = 831.4 \text{ км/с}.$$

Для соответствия расчету эксперименту в точке измерений $r = r_e$ темп инжекции частиц η в процесс ускорения при их энергии инжекции ε_{inj} принят равным $\eta = 10^{-3}$.

Согласно работе [5], определяем коэффициент ξ перед уравнением (16):

$$\xi = (\cos^2 \psi)^{\gamma-3} \cos \psi, \quad (24)$$

где $\gamma = 3\sigma/(\sigma - 1)$. В нашем случае для $\sigma = 2.1$ и $\psi = 39.5^\circ$ имеем

$$\xi = \xi_0 \cos \psi, \quad \xi_0 = 0.24. \quad (25)$$

На рис. 3 приведена дифференциальная по кинетической энергии ε интенсивность J ускоренных протонов

$$J(\varepsilon) = v^2 f(v) / m \quad (26)$$

на фронте ударной волны в момент ее регистрации в 14:22 UT 4 апреля 2001 г., определенная нами из данных измерений потоков частиц. В правом нижнем углу горизонтальным отрезком показан диапазон восьмого дифференциального канала измерений частиц с энергиями от 1890 до 4750 кэВ на уровне амплитуды потока протонов в этот момент времени. На рис. 2, 3 видно, что в этом канале кроме ускоренных частиц присутствуют СКЛ низкой энергии.

Как видно на рис. 3, рассчитанный на ударном фронте спектр протонов хорошо описывает измерения. Расчет на расстоянии $d = 0.01$ а. е. вдоль нормали \mathbf{n} от ударного фронта дает представление о поведении рассчитанных спектров с удалением от фронта.

На рис. 4 приведен рассчитанный нами из данных по измерению ММП спектр альфвеновских волн E_w как функция частоты ν

$$E_w(\nu) = E_w [k \cos \psi = 2\pi\nu / (w \cos \varphi + c_c \cos \psi)] / \nu \quad (27)$$

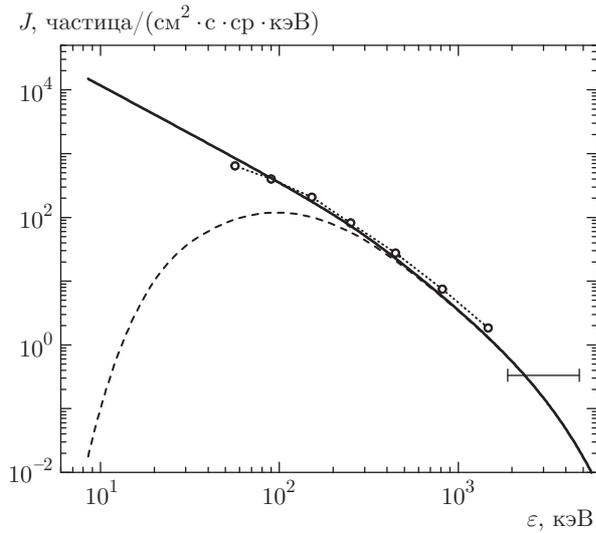


Рис. 3. Дифференциальная по кинетической энергии ε интенсивность J ускоренных протонов на фронте межпланетной ударной волны, зарегистрированной в 14:22 UT 4 апреля 2001 г. В правом нижнем углу горизонтальным отрезком показан диапазон восьмого дифференциального канала измерений частиц с энергиями от 1890 до 4750 кэВ на уровне амплитуды потока протонов в этот момент времени. Сплошная кривая отвечает расчету на ударном фронте ($d = 0$), а штриховая — расстоянию $d = 0.01$ а. е. вдоль нормали \mathbf{n} от него

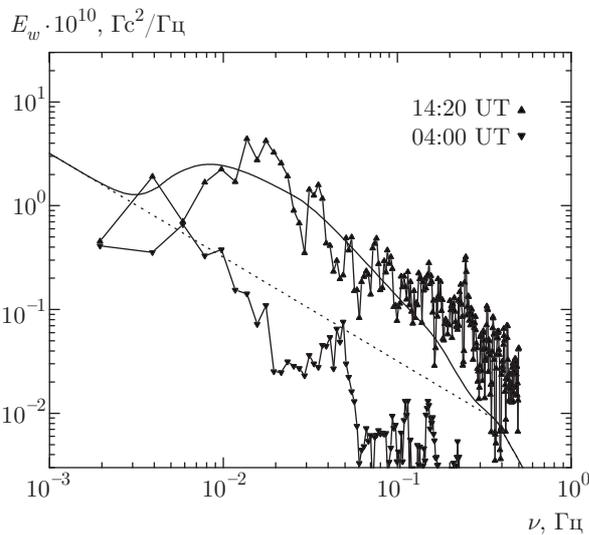


Рис. 4. Спектр альфвеновских волн E_w для двух моментов времени — 04:00 и 14:20 UT 4 апреля 2001 г. — до прихода межпланетной ударной волны. Сплошная кривая отвечает расчету на ударном фронте ($d = 0$). Штриховой линией отмечен выбранный авторами фоновый уровень волн

для двух моментов времени — 04:00 и 14:20 UT 4 апреля 2001 г. — до прихода межпланетной ударной волны. Сплошная кривая отвечает расчету на ударном фронте ($d = 0$). Линией из точек отмечен выбранный авторами фоновый уровень волн.

Для суммы волн $E_w = E_w^+ + E_w^-$, бегущих от Солнца, E_w^+ , и к Солнцу, E_w^- , частота, воспринимаемая неподвижным наблюдателем, имеет вид

$$\nu = k \cos \psi (w \cos \varphi + c_c \cos \psi) / 2\pi. \quad (28)$$

На орбите Земли протоны с энергией инжекции $\varepsilon_{inj} = 8.5$ кэВ резонансно взаимодействуют с альфвеновскими волнами, имеющими частоту $\nu_{inj} = 2.6 \cdot 10^{-2}$ Гц.

На рис. 4 видно, что вычисленный спектр волн хорошо воспроизводит измеренный для момента времени 14:20 UT непосредственно перед регистрацией прихода фронта ударной волны в 14:22 UT 4 апреля 2001 г.

Низкочастотная часть спектров волн ($\nu < \nu_{inj}$) отражает форму спектров ускоренных частиц, в то время как их высокочастотная часть, отвечающая частотам $\nu > \nu_{inj}$, — затухание волн на тепловых протонах. Отличительной особенностью динамики альфвеновских волн является монотонный рост их энергии при всех частотах, что кардинально отличает ее от динамики волн, рассчитанной с использованием инкремента раскачки волн, выведенного Ли в работах [11, 13]. В последнем случае нарастание амплитуды волн протекает существенно немонотонно, так что в промежуточные моменты времени амплитуда волн значительно превышает устанавливающиеся затем значения [3, 28, 29].

Учет источника L , описывающего затухание на тепловых ионах, приводит спектр возбужденных ускоренными частицами волн E_w при частотах $\nu \gtrsim 0.05$ Гц к отклонению в направлении к фоновому спектру.

Проведенный в работе [30] анализ показывает, что хотя учет затухания волн кардинально меняет их спектр в высокочастотной области $\nu \gtrsim 0.05$ Гц, снижение общего энергосодержания волн за счет этого составляет всего 6%. В этом отношении существенно более важным фактором является наличие в фоновом спектре волн, распространяющихся по направлению к ударному фронту, которые поглощаются ускоренными частицами [30].

Сумма давлений ускоренных частиц

$$P_s = \frac{4}{3} \pi \sum_s Am \int_{\nu_{inj}}^{\infty} dv v^4 f_s(R_S, v), \quad (29)$$

где «s» — сорт иона, на фронте ударной волны ($R_S = 0$) имеет максимум на орбите Земли:

$$\tilde{P} = P_s/P_m = 3.8 \cdot 10^{-2},$$

где P_m — динамическое давление среды (7). Малость величины P_s по сравнению с P_m оправдывает пренебрежение модификацией ударной волны давлением ускоренных частиц.

Плотность энергии самосогласованных с ускоренными частицами альфвеновских волн

$$E_s = \int_0^{\infty} [E_w(R_S, \nu) - E_{w0}(R_S, \nu)] d\nu \quad (30)$$

на фронте ударной волны ($R_S = 0$) также имеет максимум на орбите Земли:

$$\tilde{E} = E_s/E_B = 4.4 \cdot 10^{-2},$$

где $E_B = B^2/8\pi$ — плотность энергии регулярного магнитного поля.

Согласно работам [12, 20], можно оценить плотность энергии \tilde{E} генерированных ускоренными частицами альфвеновских волн на фронте ударной волны ($R_S = 0$):

$$\tilde{E}' = (u_1' \cos \psi / c_a)(P_s / \rho_1 u_1'^2), \quad (31)$$

которая при условии $E_w^+ \gg E_{w0}^-$, отвечает квазистационарному состоянию и, как следует из уравнения (16), определяется давлением ускоренных частиц P_s [20]. С ростом расстояния r разница между приближением \tilde{E}' и расчетом \tilde{E} сокращается и на орбите Земли оценка $\tilde{E}' = 0.19$ превышает расчет \tilde{E} примерно в 4 раза. Фактор, объясняющий это обстоятельство — ввод коэффициента $\xi_0 = 0.24$ в уравнение (16).

С приближением к орбите Земли давление частиц \tilde{P} и плотность энергии альфвеновских волн \tilde{E} начинают стремиться к постоянным значениям, что подтверждает вывод о том, что процесс ускорения частиц межпланетными ударными волнами на 1 а. е. близок к квазистационарному состоянию [31].

Для примера, на рис. 5 пунктиром показаны измерения протонов для пяти различных каналов энергий. Сплошные линии соответствуют им из расчета по формуле

$$I = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} J(d, \varepsilon) d\varepsilon / (\varepsilon_2 - \varepsilon_1), \quad (32)$$

где ε_1 и ε_2 — соответственно нижняя и верхняя энергии границ каналов, d — расстояние от ударного фронта вдоль нормали \mathbf{n} до момента измерения потоков частиц. Вертикальной штриховой линией отмечен момент регистрации ударной волны. Здесь

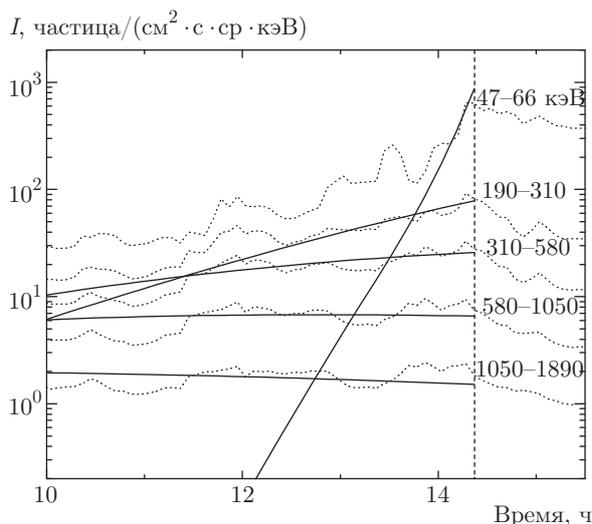


Рис. 5. Сравнение градиентов потоков частиц до прихода ударной волны, измеренных на аппарате ACE вблизи орбиты Земли 4 апреля 2001 г., с рассчитанными авторами. Пунктиром приведены измерения протонов для пяти дифференциальных каналов. Сплошные линии соответствуют расчету. Вертикальной штриховой линией отмечен момент регистрации ударной волны

можно видеть удовлетворительное согласие между измерениями и расчетом. Из сравнения результатов расчетов и теории, представленных на этом рисунке, следует, что процесс эффективного ускорения частиц на фронте межпланетной ударной волны в рассматриваемом событии происходил до энергии порядка 1 МэВ.

Заметим также, что в низкоэнергичных каналах регистрации низкой энергии, например, 47–66 кэВ (см. рис. 5), наблюдаемое длительное (около четырех часов) повышение потока протонов к фронту ударной волны может представлять собой поток не ускоренных, а нагребенных ударной волной частиц.

Нужно отметить, что мы рассмотрели 16 событий регистрации квазипараллельных межпланетных ударных волн, зарегистрированных космическим аппаратом ACE в 1998–2010 гг. В результате пришли к выводу, что эффективное ускорение частиц на них происходит только при наличии «затраченной» альфвеновской турбулентности, которую в процессе распространения в солнечном ветре могут произвести СКЛ, генерированные тем же источником на Солнце, что и межпланетная ударная волна. Подробно вопрос о генерации альфвеновских волн в межпланетной среде потоками СКЛ был рассмотрен в ряде теоретических работ (см., например, [32–34]).

6. ВЫВОДЫ

На основе проведенного нами анализа можно сделать следующие выводы.

1. Сравнение рассчитанных спектров ускоренных протонов и спектров генерированных ионами альфвеновских волн с измерениями, выполненными вблизи фронта межпланетной ударной волны, зарегистрированной космическим аппаратом ACE 4 апреля 2001 г. в 14:22 UT, показывает, что развиваемая нами теория регулярного ускорения заряженных частиц способна удовлетворительно воспроизводить результаты эксперимента.

2. Полученные здесь результаты полностью подтверждают выводы, сделанные ранее в работе [5] при применении данной теории к событию, зарегистрированному космическим аппаратом ISEE-3 5 апреля 1979 г. в 01:21 UT, подробные экспериментальные результаты исследований которого представлены в работах разных авторов [31, 35, 36].

3. Анализ результатов исследований событий ускорения заряженных (штормовых) частиц на фронтах квазипараллельных ударных волн показывает, что они протекают по следующему сценарию: прохождение СКЛ в межпланетном пространстве до прихода ударной волны на орбиту Земли возмущает ММП, создавая повышенный («затравочный») уровень альфвеновской турбулентности. Это приводит к уменьшению коэффициента диффузии частиц и, в свою очередь, согласно теории регулярного ускорения, повышает эффективность ускорения частиц на фронтах межпланетных ударных волн. Удовлетворительно описать с помощью теории установленные в различных экспериментах спектры протонов и альфвеновской турбулентности можно только исходя из этого предположения.

Таким образом, сопоставление теории регулярного ускорения с экспериментально установленными нами в рассматриваемом событии спектрами ускоренных частиц и порождаемых ими альфвеновских волн показывает, что развиваемая нами теория удовлетворительно воспроизводит эксперимент.

Результаты настоящей работы могут быть полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике плазмы и астрофизике.

Авторы благодарят команды разработчиков приборов EPAM, MAG и SWEPAM, установленных на космическом аппарате ACE, и the ACE Science Center за обеспечение данными, а также the Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics за предо-

ставление открытого доступа к каталогу межпланетных ударных волн.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках Программы Президиума РАН № 23.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Г. Ф. Крымский, С. И. Петухов, *Генерация космических лучей ударными волнами*, Наука, Новосибирск (1988).
2. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988).
3. Е. Г. Бережко, С. И. Петухов, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. журн. **24**, 151 (1998).
4. E. G. Berezhko and S. N. Taneev, Proc. 31-th Int. Conf. on Cosmic Rays, Łódź, icrc0201 (2009).
5. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. журн. **42**, 148 (2016).
6. <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/index.html>.
7. И. Н. Топтыгин, *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*, Наука, Москва (1983).
8. R. B. Blackman and J. W. Tukey, *The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communications Engineering*, Dover, New York (1958).
9. <https://www.cfa.harvard.edu/shocks>.
10. <https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/seps.html>.
11. M. A. Lee, J. Geophys. Res. **88**, 6109 (1983).
12. B. E. Gordon, M. A. Lee, E. Möbius et al., J. Geophys. Res. **104**, 28263 (1999).
13. M. A. Lee, J. Geophys. Res. **87**, 5063 (1982).
14. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, and K. J. Trattner, J. Geophys. Res. **116**, A07102 (2011).
15. K. J. Trattner, E. Möbius, M. Scholer et al., J. Geophys. Res. **99**, 13389 (1994).
16. M. Scholer, K. J. Trattner, and H. Kucharek, Astrophys. J. **395**, 675 (1992).
17. K. J. Trattner and M. Scholer, Ann. Geophysicae **11**, 774 (1993).
18. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Л. Т. Ксенофонтов, ЖЭТФ **109**, 3 (1996).
19. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. журн. **29**, 601 (2003).

20. J. F. McKenzie and H. J. Völk, *Astron. Astrophys.* **116**, 191 (1982).
21. R. J. Leamon, C. W. Smith, N. F. Ness et al., *J. Geophys. Res.* **103**, 4775 (1998).
22. S. P. Gary and J. E. Borovsky, *J. Geophys. Res.* **109**, A06105 (2004).
23. M. Eyni and R. Steinitz, *J. Geophys. Res.* **83**, 4387 (1978).
24. C.-Y. Tu and E. Marsh, *Space Sci. Rev.* **73**, 1 (1995).
25. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Письма в Астрон. журн.* **39**, 443 (2013).
26. T. S. Horbury, *Plasma Turbulence and Energetic Particles in Astrophysics*, ed. by M. Ostrowski and R. Schlickeiser, *Observ. Astron., Krakow, Univ. Jagiellonski* (1999).
27. S. Watari and T. Detman, *Ann. Geophysicae* **16**, 370 (1998).
28. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Космич. исследования* **29**, 582 (1991).
29. Е. Г. Бережко, С. И. Петухов, С. Н. Танеев, *Письма в Астрон. журн.* **28**, 701 (2002).
30. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Письма в Астрон. журн.* **33**, 392 (2007).
31. L. C. Tan, G. M. Mason, G. Gloeckler, and F. M. Ipavich, *J. Geophys. Res.* **93**, 7225 (1988).
32. D. V. Reames, *Astrophys. J. Lett.* **342**, L51 (1989).
33. Е. Г. Бережко, *Письма в Астрон. журн.* **16**, 1123 (1990).
34. R. Vainio, *Astron. Astrophys.* **406**, 735 (2003).
35. K.-P. Wenzel, R. Reinhard, T. R. Sanderson, and E. T. Sarris, *J. Geophys. Res.* **90**, 12 (1985).
36. T. R. Sanderson, R. Reinhard, P. van Nes et al., *J. Geophys. Res.* **90**, 3973 (1985).