

УСКОРЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ СОЛНЦА 22 НОЯБРЯ 1977 г.

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

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

Поступила в редакцию 18 декабря 2018 г.,
после переработки 4 апреля 2019 г.
Принята к публикации 23 апреля 2019 г.

На основе теории регулярного (диффузионного) ускорения заряженных частиц проведены исследования спектров протонов, зарегистрированных в событии солнечных космических лучей вблизи орбиты Земли 22 ноября 1977 г. (ground level enhancement № 30, GLE30). Для анализа события использовались данные регистрации потока протонов прибором CPME, установленным на космическом аппарате IMP-8, и мировой сети нейтронных мониторов. На примере события GLE30 впервые показано, что солнечные космические лучи релятивистских энергий могут быть порождены ударной волной относительно небольшой скорости 560 км/с в нижней короне Солнца на расстоянии до $1.6R_{\odot}$ (R_{\odot} — радиус Солнца) в течение 615 с. Рассчитанные спектры протонов удовлетворительно воспроизводят измерения на орбите Земли.

DOI: 10.1134/S0044451019090074

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории регулярного (диффузионного) ускорения (см., например, пионерскую статью Крымского [1], монографию Бережко и др. [2], обзор Бережко и Крымского [3] и ссылки там) применительно к явлениям во внутренней гелиосфере (области ограниченной орбитой Земли) необходимо для детального понимания процессов формирования спектров ускоренных ионов, набравших энергию на фронтах ударных волн. Детальное обоснование предмета исследований приведено во Введении работы Бережко и Танеева [4]; см., также, обзор Мирошниченко [5], статью Петухова и др. [6], работу Ли [7] и ссылки там.

Настоящая работа является дополнением (продолжением) к ранее проведенному расширенному исследованию ускорения солнечных космических лучей (СКЛ) ударными волнами в солнечной короне [4]. В ней мы изучаем событие наземного возрастания СКЛ 22 ноября 1977 г. Такие события в англоязычной литературе принято называть ground level enhancement (GLE) с присвоением порядкового но-

мера. Этот термин является общепринятым и в отечественной литературе, поэтому дальше мы будем ссылаться на это событие как на GLE30.

Из приведенных далее расчетов следует, что в этом событии СКЛ релятивистских энергий произведены корональной ударной волной относительно небольшой скорости 560 км/с [8] на близком расстоянии от Солнца (до $1.6R_{\odot}$) за 615 с. Так как среднее значение максимума альфвеновской скорости ($c_A^{max} \approx 740$ км/с) в солнечной короне на расстоянии $3.8R_{\odot}$ [9] существенно больше скорости ударной волны (560 км/с) в событии GLE30, ускорение частиц до релятивистских энергий в нем ставит его в ряд уникальных событий. Обычно ударные волны, имеющие скорость более 1000 км/с (больше чем $c_A^{max} \approx 740$ км/с), производят СКЛ релятивистских энергий.

Выяснение условий применимости теории Бережко и Танеева [4] к событию GLE30 в нижней короне Солнца, которое характеризуется небольшой скоростью ударной волны, и является целью данной работы.

2. МОДЕЛЬ

В начале отметим, что разработанная Бережко и Танеевым [10] линейная теория ускорения СКЛ до релятивистских энергий в нижней короне Солнца

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

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

является первым примером применения теории регулярного (диффузионного) ускорения заряженных частиц с учетом конечности размеров ударной волны (в сферическом приближении), адиабатического замедления ускоренных частиц в расширяющемся потоке солнечного ветра, а также реальных параметров плазмы солнечной короны для понимания и детального объяснения явления генерации СКЛ ударными волнами, бегущими от нижней короны Солнца в межпланетное пространство. В дальнейшем учет самосогласованной генерации альфвеновских волн ускоряемыми частицами [4] привел к созданию квазилинейной теории регулярного ускорения СКЛ на фронте корональной ударной волны.

Так как постановка задачи подробно изложена в работе [4], здесь мы остановимся только на основных ее элементах. Также мы будем использовать обозначения всех физических величин и переменных из этой статьи.

Мы рассматриваем только квазипараллельные ударные волны, на которых наиболее эффективно процесс ускорения частиц протекает на лобовом участке сферического ударного фронта, имеющего наибольшую скорость V_S , а силовые линии магнитного поля \mathbf{B} составляют небольшой угол ψ с нормалью \mathbf{n} к ударному фронту ($\psi \lesssim 45^\circ$).

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 ($\kappa_\parallel \gg \kappa_\perp$ [11], здесь κ_\parallel (κ_\perp) — коэффициент продольной (поперечной) по отношению к магнитному полю \mathbf{B} 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 $f(r, p, t)$, впервые выведенное Крымским [12], в области $r > R_S$ имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_\parallel r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) - w' \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{p}{3r^2} \frac{\partial(w'r^2)}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{f}{\tau_\perp}, \quad (1)$$

где p — импульс частиц, t — время, $w' = w + c_c$ — скорость рассеивающих центров, w — скорость среды (плазмы), c_c — скорость рассеивающих центров относительно среды.

Предпоследний член в правой части уравнения (1) описывает адиабатическое замедление частиц в расширяющемся потоке, которое является од-

ним из факторов, ограничивающим спектр ускоренных частиц со стороны больших энергий.

Последний 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 κ_\perp таковы, что член f/τ_\perp мало сказывается в процессе ускорения частиц. Как и раньше [4, 10, 13–15], нами 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 СКЛ (которое прямо пропорционально Ω_S) и совершенно не влияет на их распределение внутри конуса с раствором Ω_S .

Мы не учитываем модификацию ударной волны обратным воздействием ускоренных частиц в силу того, что их давление значительно меньше динамического давления среды на ударный фронт, ρV_S^2 (ρ — плотность среды).

Ударный фронт трактуется нами как разрыв, на котором скорость среды относительно ударного фронта, $u = V_S - w$, испытывает скачок от значения u_1 в точке $r = R_S + 0$ до $u_2 = u_1/\sigma$ в точке $r = R_S - 0$, где $\sigma = 4/(1 + 3/M_1^2)$ — степень сжатия вещества на ударном фронте, $M = u/c_s$ — число Маха, $c_s = \sqrt{\gamma_g k_B T/m}$ — скорость звука, T — температура, k_B — постоянная Больцмана, m — масса протона; для показателя политропы плазмы принято значение $\gamma_g = 5/3$; индексом 1 (2) помечаются величины, соответствующие точке непосредственно перед (за) ударным фронтом.

Функция распределения на ударном фронте, расположенном в точке $r = R_S$, удовлетворяет условию

$$\frac{u'_1 - u'_2}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} = \left(\kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_1 - \left(\kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_2 + Q_0, \quad (2)$$

$u' = u - c_c$ — скорость рассеивающих центров относительно ударного фронта,

$$Q_0 = u_1 \frac{N_{inj}}{4\pi p_{inj}^2} \delta(p - p_{inj}) \quad (3)$$

— сосредоточенный на ударном фронте источник, обеспечивающий инжекцию в режим ускорения некоторой доли $\eta = N_{inj}/N_{g1}$ от концентрации частиц среды $N_{g1} = N_g(r = R_S + 0)$, натекающей на ударный фронт. Плотность среды ρ и концентрация протонов N_g связаны соотношением $\rho = mN_g$.

Ввиду отсутствия разработанной теории механизма инжекции (или, более точно, теории ударного перехода в сильной ударной волне) безразмерный

параметр η , который принято именовать темпом инжекции, является свободным в используемой нами модели.

Результаты анализа экспериментальных данных [16] и численного моделирования квазипродольных бесстолкновительных ударных волн в солнечном ветре [17, 18] указывают на возможный диапазон значений темпа инжекции частиц: $\eta = 10^{-3}$ – 10^{-2} . А результаты численного моделирования эффективности ускорения в остатке сверхновой SN 1006 [19] дают величину этого параметра $\eta \sim 10^{-3}$.

Квазилинейный расчет под экспериментальные данные на околоземной ударной волне для события 29 сентября 1984 г. в период времени 06:42–07:22 UT (UT — мировое время по Гринвичу) [20] был выполнен при темпе инжекции частиц $\eta = 10^{-2}$. А квазилинейные расчеты под данные экспериментов на межпланетных ударных волнах для событий 5 апреля 1979 г. [14] и 4 апреля 2001 г. [15] были проведены при темпах инжекции частиц соответственно $\eta = 1.5 \cdot 10^{-3}$ и $\eta = 10^{-3}$.

Таким образом, темпы инжекции частиц в процесс ускорения, η , для разных астрофизических объектов по порядку величины согласуются между собой.

Отметим, что до орбиты Земли распространяются все ускоренные ударной волной СКЛ по мере ее продвижения по солнечной короне, а ускорение частиц в каждый момент времени по площади ударной волны является неоднородным: на ней могут присутствовать наряду с квазипараллельными квазиперпендикулярными участками. Величина η считается нами средней по площади ударной волны за все время ускорения СКЛ.

Выбор величины импульса p_{inj} инжектируемых частиц, 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 $p \geq p_{inj}$ диффузионного приближения, основанного на уравнении (1). Поэтому, мы принимаем, как обычно, $p_{inj} = \lambda mc_{s2}$, где $\lambda > 1$ [21], а $c_{s2} = u_1 \sqrt{\gamma_g(\sigma - 1) + \sigma/M_1^2}/\sigma$ — скорость звука за фронтом ударной волны. В расчетах использовано значение $\lambda = 4$.

В своих расчетах мы учитываем изменение импульса инжекции частиц, p_{inj} , в процесс ускорения с расстоянием r от Солнца вследствие изменения параметров солнечной короны и считаем, что темп инжекции η частиц при каждом новом значении p_{inj} не изменяется: $\eta(r, p_{inj}) = \text{const}$.

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

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

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

Как и в предшествующих исследованиях [4, 10], 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 обеспечивает соотношение $\kappa_2 \ll \kappa_1$. Это позволяет пренебречь вторым членом в левой части уравнения (2), в силу чего решение задачи перестает зависеть от каких-либо особенностей области $r < R_S$.

Коэффициент диффузии, входящий в уравнение (1), определяется соотношением [22, 23]

$$\kappa = \frac{v^2 B^2}{32\pi^2 \omega_B E (k = \rho_B^{-1})}, \quad (4)$$

в котором v — скорость частиц, $\rho_B = p/Am\omega_B$ — гирорадиус, $\omega_B = ZeB/Amc$ — гирочастота, e — элементарный заряд, Z — зарядовое число, A — массовое число, c — скорость света, $E(k) = d(\delta B^2/8\pi)/d \ln k$ — дифференциальная плотность магнитной энергии альфвеновских волн. Частицы рассеиваются за счет взаимодействия только с теми волнами, волновое число k которых равно обратному гирорадиусу ρ_B частиц.

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 в области перед ударным фронтом ($r > R_S$) имеет вид

$$\frac{\partial E_w^\pm}{\partial t} + u \frac{\partial E_w^\pm}{\partial x} = \mp \Gamma E_w^\pm - L, \quad (5)$$

где

$$\Gamma(k) = \frac{32\pi^3 c_A}{kc^2 v^2} \sum_s \frac{(Ze)^2}{Am} \kappa (\rho_B = k^{-1}) \times \int_{p_{min}}^\infty dp p^2 v \left(1 - \frac{m^2 \omega_B^2}{k^2 p^2} \right) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (6)$$

— инкремент раскачки (декремент затухания) волн ускоренными частицами [24], $x = R_S - r$, $p_{min} = \max(p_{inj}, m\omega_B/k)$, « s » — сорт иона (для упрощения записи индекс сорта иона у соответствующих величин опущен), L — декремент затухания

волн на тепловых ионах, который мы учитываем при сравнении результатов расчета с экспериментом, $c_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ — альфвеновская скорость, плотности энергии E_w^+ и E_w^- отвечают волнам, бегущим в среде в направлении от Солнца (+) и к Солнцу (—).

Высокочастотная часть спектра альфвеновских волн подвержена затуханию на тепловых протонах, для учета которого в уравнение переноса волн (5) добавлен член

$$L = \Gamma_p(E_w^\pm - E_{w0}^\pm). \quad (7)$$

В качестве декремента диссипации волн мы используем аппроксимацию численного решения уравнения Власова [25] для случая параллельного (антипараллельного) распространения волн относительно **B**:

$$\Gamma_p(k) = m_1\omega_B \left[\left(\frac{kc}{\omega_p} \right)^2 \right]^{m_2} \exp \left[-4m_3^2 \left(\frac{\omega_p}{kc} \right)^2 \right], \quad (8)$$

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

Фоновый спектр альфвеновских волн в солнечном ветре формируется в результате действия ряда сложных физических процессов. Адекватное описание динамики альфвеновских волн должно включать в уравнение переноса (5) члены, описывающие эти процессы. Детальное исследование всех процессов, формирующих спектры $E_{w0}^\pm(k)$, выходит далеко за рамки настоящей работы. Вместе с тем, чтобы выбранные из тех или иных соображений спектры $E_{w0}^\pm(k)$ были решением уравнения (5) 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 (5): $E_w^\pm = E_{w0}^\pm$. Раскачка волн ускоренными частицами осуществляется на относительно малом масштабе $l \ll R_S$, в пределах которого источник L действует только на волны, раскачиваемые ускоренными частицами, что и требуется.

Поскольку рассеяния СКЛ осуществляются посредством их взаимодействия с альфвеновскими волнами, распространяющимися в противоположных направлениях вдоль силовых линий регулярного магнитного поля, скорость рассеивающих центров в области перед ударным фронтом, $r > R_S$, определяется выражением

$$c_c = c_A(E_w^+ - E_w^-)/E_w. \quad (9)$$

В области за фронтом, $r < R_S$, распространение альфвеновских волн в значительной степени изотропизуется, поэтому $c_c = 0$. Важно отметить, что скорость рассеивателей, $c_c(k)$, является функцией волнового числа k , а следовательно, она является функцией импульса частиц с учетом того, что частицы взаимодействуют (рассеиваются) с волнами, волновое число которых $k = \rho_B^{-1} \propto p$.

Сформулированная задача (1)–(9) решается численно. Алгоритм численного решения и применяемые численные методы кратко изложены в работе [20].

3. ПАРАМЕТРЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Спектр фоновых альфвеновских волн, E_{w0} , может быть определен исходя из современного представления о том, что поток энергии альфвеновских волн в основании короны, $F_w = W(3w + 2c_c)$, является основным источником энергии солнечного ветра. Здесь $W = \int d\nu E_{w0}(\nu)$ — суммарная по спектру волн плотность магнитной энергии,

$$E_{w0}(\nu) = \nu^{-1} E_{w0}(k) \quad (10)$$

— спектральная плотность магнитной энергии альфвеновских волн, где частота и волновое число связаны соотношением $\nu = k(w \pm c_A)/2\pi$, знаки «±» в этом выражении отвечают волнам $E_w^\pm(\nu)$, распространяющимся от Солнца (+) и к Солнцу (—).

Следуя работе [26], мы предполагаем, что спектр волн в основании короны имеет вид

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-1} \text{ при } 10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}. \quad (11)$$

В области высоких частот, $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$ Гц, спектр ожидается более мягкий [27]. Мы предполагаем, что в этом инерционном частотном диапазоне он имеет вид такой же, как в солнечном ветре [28, 29]:

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-5/3}. \quad (12)$$

Принимая типичные значения потока энергии $F_w \approx 10^6$ эрг/см²·с [26], скорости плазмы $w = 0$ и скорости $c_c = 200$ км/с в основании короны, имеем $W = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эрг/см³ и

$$E_{w0}(r = r_0, \nu_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}) = 1.3 \cdot 10^9 \text{ Гс}^2/\text{Гц}. \quad (13)$$

Эта энергия делится между противоположно распространяющимися волнами в соответствии с соотношениями $E_{w0}^+ = 0.7E_{w0}$ и $E_{w0}^- = 0.3E_{w0}$.

Согласно спутниковым измерениям у орбиты Земли [28, 29],

$$E_{w0}(r = 1 \text{ а.е.}, \nu_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}) = 10^{-2} \text{ Гс}^2/\text{Гц}, \quad (14)$$

где а.е. — астрономическая единица. Принимая степенную зависимость плотности энергии волн от гелиоцентрического расстояния, $E_{w0}(\nu, r) \propto r^{-\delta}$, имеем $\delta = 5$. В итоге спектральное и пространственное распределения альфвеновских волн в области частот $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$ Гц может быть представлено в виде

$$E_{w0} = E_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^{-\beta} \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{-\delta}, \quad (15)$$

где $\beta = 2/3$, $E_0 = 6.5 \cdot 10^{-3}$ эрг/см³, $k_0 = 2.4 \cdot 10^5$ см⁻¹. Именно волны с частотами $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$ Гц выполняют роль рассеивателей для ускоряемых ударной волной ионов.

Для радиального распределения концентрации протонов в низкоширотной короне мы используем результаты полуэмпирической модели работы [30]:

$$N_g(r) = N_0 [a_1 \exp(a_2 z) z^2 (1 + a_3 z + a_4 z^2 + a_5 z^3)],$$

где $N_0 = 10^8$ см⁻³, $a_1 = 3.2565 \cdot 10^{-3}$, $a_2 = 3.6728$, $a_3 = 4.8947$, $a_4 = 7.6123$, $a_5 = 5.9868$, $z = R_\odot/r$. При этом для простоты всеми сортами ионов, кроме протонов, пренебрегаем. Поэтому плотность среды в нашем случае $\rho(r) = N_g(r)m$.

Скорость w вещества определяется из условия непрерывности потока вещества:

$$w(r) = w_0 \frac{N_g(r)}{N_{g0}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2, \quad (16)$$

где $N_g = \rho/m$ — концентрация протонов, $N_{g0} = N_g(r_0) = 10^8$ см⁻³, $w_0 = w(r_0) = 1$ км/с.

Напряженность магнитного поля принимается в виде

$$B = B_0(R_\odot/r)^2, \quad (17)$$

где $B_0 = 2.3$ Гс [31]. Температура солнечной короны принята равной $T = 2 \cdot 10^6$ К [32].

Помимо протонов мы принимаем во внимание также ускорение α -частиц, предполагая, что содержание ядер гелия в корональной плазме составляет 10% от содержания водорода.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

Эффективность ускорения ионов высоких энергий на фронте эволюционирующей ударной волны

испытывает закономерные изменения во времени. Качественно эти закономерности могут быть установлены на основе выражения для функции распределения ускоренных частиц на ударном фронте, которое в случае немодифицированной ударной волны в области импульсов $p_{inj} \leq p < p_{max}$ можно представить в виде (см., например, работу [2])

$$f(p, t) = \frac{q\eta N_g}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-q}, \quad (18)$$

где показатель спектра определяется выражением

$$q = \frac{3\sigma_{eff}}{\sigma_{eff} - 1}, \quad (19)$$

$\sigma_{eff} = u'_1/u_2 = \sigma(1 - c_{c1}/u_1)$ — эффективная степень сжатия. По достижении предельного (максимального) импульса p_{max} в области $p > p_{max}$ спектр становится гораздо круче и оканчивается квазиэкспоненциальным хвостом.

В случае, когда в области перед ударным фронтом преобладают волны, бегущие в направлении от Солнца, имеем $c_c = c_A$, что дает

$$\sigma_{eff} = \frac{u'_1}{u_2} = \sigma \left(1 - \frac{1}{M_A} \right),$$

где $M_A = u_1/c_{c1} = u_1/c_A$ — альфвеновское число Маха. Условие $E_w(\nu) \approx E_w^+(\nu)$ выполняется для большей части спектра альфвеновских волн, резонансно взаимодействующих с ускоренными частицами за счет преобладающего вклада волн, раскачиваемых ими. Чем меньше значение показателя q , тем большее количество ионов высоких энергий производит ударная волна на текущей стадии ее эволюции, т.е. тем выше эффективность ускорения. Поэтому безразмерный параметр q является одним из факторов, определяющих эффективность генерации частиц высоких энергий.

Вторым фактором, определяющим эффективность ускорения, является величина максимального импульса ускоренных частиц $p_{max}(t)$. В течение начального, относительно непродолжительного периода эволюции ударной волны, предельный импульс быстро нарастает и его величина $p_{max}(t)$ определяется временем t от начала эволюции ударной волны [13–15]. На более поздних стадиях, когда устанавливается квазистационарный спектр ускоренных частиц, величина $p_{max}(t)$ медленно меняется в соответствии с изменениями величины R_S , скорости ударной волны V_S и фонового спектра альфвеновских волн перед ударным фронтом, $E_{w0}(\nu, R_S)$ [13–15].

Как было показано в работе [4], зависимость предельного импульса от параметров рассматриваемой задачи в квазистационарном режиме имеет вид

$$p_{max} \propto \left(E_0 u_1' / R_S^{\delta-2\beta-3} \right)^{1/(2-\beta)}. \quad (20)$$

Отсюда, в частности, видно, что предельный импульс уменьшается с ростом R_S , что приводит к так называемому эффекту убегания [3, 21]. Суть его состоит в том, что в каждый момент эволюции ударной волны $t > 0$ в области перед ударным фронтом во все более значительной мере накапливаются частицы с импульсами $p > p_{max}(t)$, которые возникли на предшествующих стадиях, когда величина p_{max} была больше текущего значения $p_{max}(t)$. Распространение этих частиц слабо подвержено влиянию ударной волны, скорость роста занимаемого ими объема за счет их диффузии превышает скорость ударной волны, благодаря чему они называются убегаящими. Поскольку ускоренные частицы могут существенно повысить уровень альфвеновской турбулентности вблизи ударного фронта, величина предельного импульса может значительно превышать значение, полученное в рамках линейного приближения [33]. Однако влияние альфвеновских волн, возбуждаемых ускоренными частицами с импульсами $p \sim p_{max}$, в рассматриваемом случае не очень велико, и значение $p_{max}(t)$ определяется в основном фоновой турбулентностью за исключением экстремально больших значений скорости ударной волны $V_S > 1500$ км/с [4].

Третьим фактором, определяющим эффективность ускорения, является количество вовлекаемых в ускорение частиц на данной стадии эволюции ударной волны $R_S(t)$. Этот фактор непосредственно определяет величину (амплитуду) суммарного спектра ускоренных частиц:

$$N(\varepsilon, t) = \frac{4\pi p^2}{v} \int f(r, p, t) dV, \quad (21)$$

где $\varepsilon = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2$. Здесь интегрирование ведется по всему объему, занятому частицами. Нетрудно видеть, что вклад фазы эволюции $R_S(t)$ в суммарный спектр описывается параметром

$$A = (V_S - w)^{q-3} R_S^3 N_g(R_S). \quad (22)$$

Наличие множителя $(V_S - w)^{q-3}$ в этом выражении проистекает от зависимостей $p_{inj} \propto u_1$ и $f \propto p_{inj}^{q-3}$. Множитель $R_S^3 N_g(R_S)$ отражает количество частиц среды, «заметенных» ударной волной на стадии ее эволюции $R_S(t)$.

Как показано в работах [4, 34], поведение трех существенных параметров, $q(R_S)$, $p_{max}(R_S)$ и $A(R_S)$, таково, что наиболее эффективное ускорение частиц высоких энергий происходит в пределах солнечной короны, $r < 4R_\odot$. При этом на больших расстояниях $r \gg 4R_\odot$ временной профиль интенсивности СКЛ содержит два пика. Первый пик соответствует приходу основной части частиц, ускоренных в короне. Второй пик совпадает по времени с приходом ударного фронта и содержит частицы, ускоренные ударной волной вблизи точки наблюдения. Максимальная энергия частиц во второй популяции значительно ниже, чем в первой. Поэтому самосогласованный расчет выполняется в пределах области $R_S < 4R_\odot$. По достижении ударной волной размера $R_S = 4R_\odot$ произведенные ею частицы с энергией $\varepsilon_{max} > 10$ МэВ интенсивно покидают область ускорения. Дальнейшее распространение этих частиц почти не зависит от влияния ударной волны.

5. АНАЛИЗ ИЗМЕРЕНИЙ НА IMP-8

Применим теорию Бережко и Танеева [4] генерации СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца к исследованию события GLE30.

Вспышка в линии H_α на Солнце балла X1/2N произошла 22 ноября 1977 г. в активной области AR939 с координатами N24W38 [35]. Ее начало сопровождалось радиоизлучением IV типа в 10:01 UT. Максимум вспышки наблюдался в 10.06 UT. Данные по II типу излучения отсутствуют, так как они были перекрыты излучением IV типа. От места вспышки до IMP-8 вдоль силовой линии межпланетного магнитного поля расстояние оценивается в 1.3 а.е. Примерно через 20 мин после вспышки потоки частиц были зарегистрированы прибором CPME на космическом аппарате IMP-8 (см. работу [8] и ссылки в ней).

Мы решаем задачу в два этапа. На первом этапе рассчитываем суммарный спектр СКЛ $N(\varepsilon, t_f)$ в короне Солнца. Момент времени, когда процесс ускорения стал неэффективным, обозначен как t_f . На втором этапе распространяем его на орбиту Земли, где сравниваем с данными измерений.

Вначале для расчета спектра $N(\varepsilon, t_f)$ принимали типичные параметры солнечной короны и ударной волны из работы [4]. Однако поскольку скорость ударной волны в этом событии небольшая — всего 560 км/с [8], расчеты при темпах инжекции частиц в процесс ускорения $\eta = 10^{-3}$ – 10^{-2} давали максимальные энергии в получаемых спектрах СКЛ в

пределах десятков мегаэлектронвольт на расстояниях $(1.2-1.3)R_{\odot}$ от Солнца.

При исследовании события GLE65 в работе [36] мы считали, что все параметры короны имеют некоторый диапазон изменения, что дает нам возможность подобрать их так, чтобы получить наиболее подходящий для нас спектр СКЛ $N(\varepsilon, t_f)$. Поэтому мы уменьшили напряженность магнитного поля \mathbf{B} в основании короны Солнца с типичной для спокойных областей вблизи экватора Солнца величины 2.3 Гс [31] до значения 1.175 Гс. В этом случае альфвеновская скорость c_A уменьшилась почти в два раза. Ее уменьшение ведет к увеличению альфвеновского числа Маха M_A и, следовательно, эффективной степени сжатия вещества σ_{eff} на ударном фронте ($r = R_S$). Увеличение σ_{eff} уменьшает $q(R_S)$, что, как сказано выше, ведет к росту темпа ускорения частиц.

Наилучшее согласие между расчетом и экспериментом на космическом аппарате IMP-8 с прибором СРМЕ мы получили при темпе инжекции частиц в процесс ускорения, равном $\eta = 8 \cdot 10^{-3}$.

Принятые нами значения \mathbf{B} (1.175 Гс) и η ($8 \cdot 10^{-3}$) позволили ударной волне при скорости 560 км/с эффективно ускорять СКЛ до $1.6R_{\odot}$, затратив на это 615 с времени. Этого оказалось вполне достаточно, чтобы сгенерировать СКЛ вплоть до релятивистских энергий. Таким образом, для получения приемлемого совпадения расчетов с измерениями мы меняли только два параметра (уменьшали напряженность \mathbf{B} в основании короны Солнца и подбирали темп инжекции частиц η в процесс ускорения) из всех параметров модели работы [4].

Так как среднее значение максимума альфвеновской скорости в солнечной короне на расстоянии $3.8R_{\odot}$ составляет $c_A^{max} \approx 740$ км/с [9], что существенно больше скорости ударной волны 560 км/с в событии GLE30 [8], ускорение частиц в нем до релятивистских энергий ставит его в ряд уникальных событий. Обычно ударные волны, имеющие скорость более 1000 км/с (больше чем $c_A^{max} \approx 740$ км/с), создают СКЛ релятивистских энергий.

Поскольку измерения потоков СКЛ чаще всего осуществляются вблизи орбиты Земли, т. е. на расстояниях, много больших $R_f = R_S(t_f)$, необходимо установить связь между спектром СКЛ, сформированным в процессе ускорения, и ожидаемым потоком СКЛ в последующие моменты времени на больших расстояниях $r \gg R_{\odot}$.

Упрощенная постановка задачи о распространении ускоренных ударной волной СКЛ и ее решение для дифференциальной концентрации час-

тиц $n(r, p, t) = 4\pi p^2 f(r, p, t)$, приводящее к формуле Кримигиса [37], получено и детально рассмотрено для условий межпланетной среды в работе [10].

Учитывая, что при $r < 1$ а.е. магнитное поле не сильно отличается от радиального, можно положить $\kappa \simeq \kappa_{\parallel}$. Как и в области ускорения, диффузия СКЛ определяется их взаимодействием с альфвеновскими волнами. Поэтому коэффициент диффузии определяется выражением (4), в котором спектр альфвеновских волн $E_w(k, r)$ соответствует измерениям вблизи $r = 1$ а.е. Как следует из анализа [28] экспериментальных данных, представленных в работе [22], типичный для спокойных условий спектр вблизи орбиты Земли может быть представлен в форме (15) с $\beta_e \approx 0.5$ и $\delta_e \approx 4$. Если в качестве R_{\odot} в этом выражении взять $r_{0e} = 1$ а.е., а также $k_{0e} = 1.1 \cdot 10^{-9}$ см $^{-1}$, что соответствует энергии частиц 0.1 МэВ, то амплитуда спектра будет иметь значение $E_{0e} \sim 10^{-13}$ эрг/см 3 (параметры, помеченные индексом «e», определяют спектр альфвеновских волн в межпланетном пространстве $10R_{\odot} < r \leq 1$ а.е.).

Каждая точка по кинетической энергии ε суммарного спектра СКЛ $N(\varepsilon, t_f)$, после применения формулы Кримигиса [37], воспроизводит в межпланетном пространстве $10R_{\odot} < r \leq 1$ а.е. временные профили дифференциальной интенсивности J частиц:

$$J(r, p, t) = p^2 f(r, p, t). \quad (23)$$

Поскольку на космическом аппарате IMP-8, который в течение события считаем неподвижным в межпланетном пространстве, прибор СРМЕ измерял потоки частиц в десяти дифференциальных энергетических каналах от 0.29 до 440 МэВ [38], мы можем вычислить их по формуле

$$I(r_e, \Delta\varepsilon_i, t) = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \frac{J(r_e, \varepsilon, t) d\varepsilon}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}, \quad (24)$$

где ε_1 и ε_2 — соответственно нижняя и верхняя энергии приема частиц каналом прибора, r_e — радиус Земной орбиты, $\Delta\varepsilon_i = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$, где i — номер канала.

На рис. 1 для события GLE30, произошедшего 22 ноября 1977 г., приведены дифференциальные по кинетической энергии ε интенсивности $I(r_e, \varepsilon, t)$ протонов, измеренные прибором СРМЕ в десяти энергетических каналах на космическом аппарате IMP-8, находившемся вблизи орбиты Земли в течение 22–24 ноября 1977 г.

Линии на рис. 1 с крупными значками представляют измерения прибором СРМЕ на IMP-8, а линии

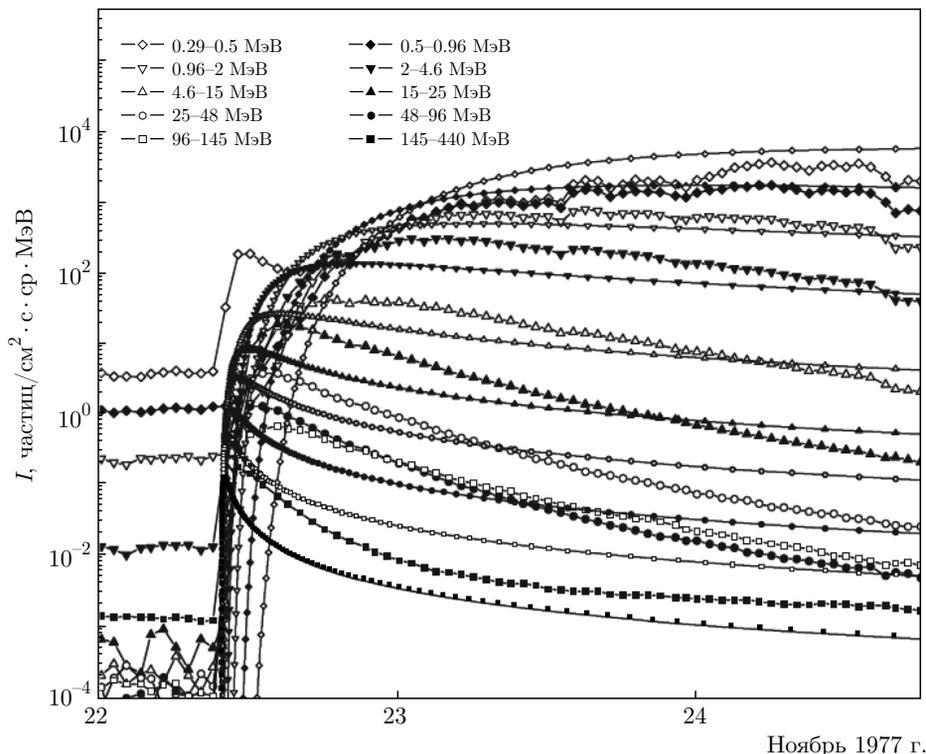


Рис. 1. Зависимости от времени дифференциальных потоков протонов I , измеренных прибором СРМЕ на борту космического аппарата IMP-8 22–24 ноября 1977 г. Детали см. в тексте

с такими же, но мелкими значками, — расчет интенсивности $I(\varepsilon, t)$ для того же канала энергий частиц. Для каждого из десяти каналов измерений протонов диапазоны энергий и значки их обозначающие приведены на рис. 1.

Чтобы достичь согласия с экспериментом, рассчитанные значения потоков СКЛ уменьшены в $f_{re} \approx 10^{-3}$ раз.

При изучении линейной теории ускорения СКЛ ударной волной в работе [10] представлены постановка задачи по распространению ускоренных СКЛ до орбиты Земли и ее решение, приводящее к формуле Кримигиса [37]. Как видно, в исходном уравнении учтена только диффузия частиц и не учтены конвекция и, что особенно важно, адиабатическое расширение солнечного ветра. Адиабатическое расширение солнечного ветра от Солнца и до 1 а.е. должно значительно понижать амплитуду вычисленного в короне спектра СКЛ на околоземной орбите. Следовательно, ввод редуцирующего фактора $f_{re} \approx 10^{-3}$ компенсирует неучтенные в исходном уравнении члены.

Дополнительным важным фактором при распространении СКЛ до орбиты Земли, ведущим к значительному понижению потоков СКЛ по сравнению с упрощенным расчетом, является раскачка ими

в межпланетной среде альфвеновских волн подобно тому, как это происходит в области их ускорения [39].

Все указанные факторы вносят свой вклад в величину f_{re} , хотя оценить вклад каждого в отдельности на данный момент представляется затруднительным.

Распространение на орбиту Земли спектра СКЛ $N(\varepsilon, t_f)$, полученного в результате квазилинейного расчета ускорения частиц в короне Солнца для события 29 сентября 1989 г. со скоростью ударной волны 2500 км/с и с темпом инжекции частиц $\eta = 10^{-3}$ в процесс ускорения, до совмещения его с данными экспериментов дало величину для фактора редукции $f_{re} \approx 10^{-3}$ [4]. В своих расчетах при подборе параметров мы ориентируемся на величину фактора редукции $f_{re} \approx 10^{-3}$.

Как видно, на рис. 1 наблюдается удовлетворительное согласие между расчетом (мелкие значки) и экспериментом (крупные значки).

6. ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫМИ МОНИТОРАМИ

На рис. 2 приведены измерения десяти нейтронных мониторов мировой сети станций космических лучей с различными порогами геомагнитного обре-

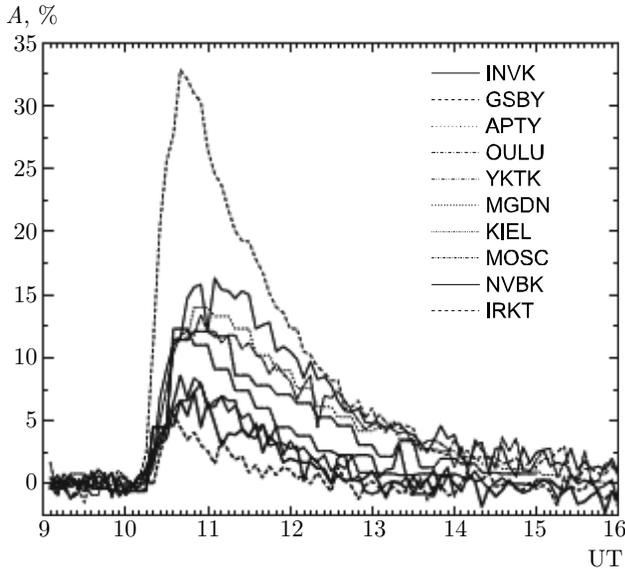


Рис. 2. Амплитуда вспышки СКЛ 22 ноября 1977 г. как функция времени по измерениям десяти станций нейтронных мониторов. Приведены общепринятые аббревиатуры названий станций космических лучей с различными вертикальными порогами геомагнитного обрезания R_C для эпохи 1975 г. [43]: Inuvik, $R_C = 0.13$ ГВ; Goose Bay, 0.60 ГВ; Apatity, 0.63 ГВ; Oulu, 0.81 ГВ; Yakutsk, 1.65 ГВ; Magadan, 2.04 ГВ; Kiel, 2.34 ГВ; Moscow, 2.44 ГВ; Novosibirsk, 2.89 ГВ; Irkutsk, 3.65 ГВ

зания R_C [40], которые зарегистрировали наземное возрастание СКЛ 22 ноября 1977 г.

Событие GLE30 можно отнести к тем редким событиям наземных возрастных солнечных космических лучей, которые происходят в наиболее благоприятных для наблюдателя физических условиях на Солнце, на фоне длительного времени наблюдавшихся спокойных условий в межпланетной среде и в магнитосфере Земли. Поэтому именно в этом событии проявились все основные характерные свойства релятивистских СКЛ: резкоанизотропное возрастание интенсивности, большие свободные пробеги частиц [41] и пр. На основе измерений десяти станций космических лучей мы по методике, детально описанной в работе [42], установили энергетические спектры релятивистских СКЛ для различных моментов времени.

7. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

После применения формулы Кримигиса [37] к суммарному спектру СКЛ $N(\varepsilon, t_f)$, вычисленному к моменту времени t_f , получаем интенсивность $J'(r, \varepsilon, t)$ в межпланетном пространстве ($10R_\odot < r \leq 1$ a.e.).

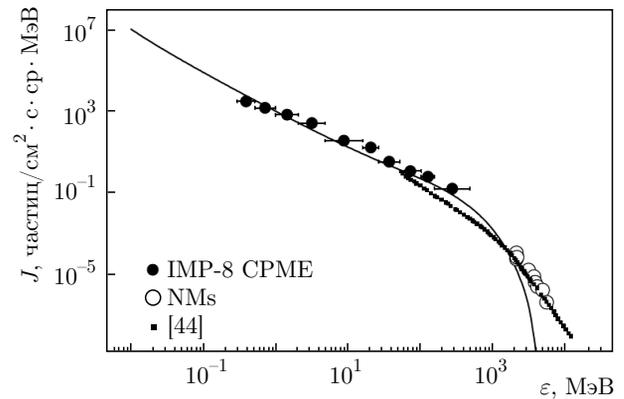


Рис. 3. Сопоставление наблюдаемых и рассчитанных спектров СКЛ на орбите Земли в событии 22 ноября 1977 г. Детали см. в тексте

Для построения спектра СКЛ $J(\varepsilon)$ на околоземной орбите берем пиковые значения интенсивности $J'_{max}(\varepsilon, t) = J'(r_e, \varepsilon, t_{max})$ с энергией ε в точке наблюдения r_e , где $t_{max}(r_e, \varepsilon)$ — момент достижения пикового значения $J'(r_e, \varepsilon, t_{max})$:

$$J(\varepsilon) = J'_{max}(\varepsilon, t) \tag{25}$$

(подробнее см. работу [10]).

На рис. 3 сплошной линией приведен дифференциальный по кинетической энергии ε рассчитанный спектр интенсивности $J(\varepsilon)$ протонов на орбите Земли для события GLE30, произошедшего 22 ноября 1977 г. До энергий примерно 500 МэВ спектр $J(\varepsilon)$ имеет сложную форму. В области энергий 10–500 МэВ мы видим плавный бамп, переходящий в квазиэкспоненциальный хвост спектра СКЛ. Ему соответствуют частицы, которые были произведены на более ранних стадиях эволюции ударной волны [4].

Десятью черными кружками на рис. 3 выделены данные измерений частиц прибором CPME в десяти энергетических каналах на космическом аппарате IMP-8, восстановленные, как описано чуть выше, для $J(\varepsilon)$ по десяти максимумам потоков частиц $I(r_e, \Delta\varepsilon_i, t_{max})$ в этих каналах (см. рис. 1).

Черными мелкими квадратами на рис. 3 приведены измерения тридцатью наземными нейтронными мониторами (NMs) для момента времени 12:00–12:15 UT 22 ноября 1977 г. с пиковыми потоками протонов, взятые из работы [44].

Светлыми кружками в правом нижнем углу на рис. 3 приведены результаты обработки измерений частиц на десяти нейтронных мониторах (NMs) по методике из работы [42]. Это еще раз подтверждает правильность подхода к решению сложной задачи

определения энергетических спектров релятивистских СКЛ по данным наземных измерений, развитого в работе [42].

На рис. 3 наблюдается удовлетворительное согласие между квазилинейной теорией Бережко и Танеева [4] (сплошная линия) и измерениями во всем наблюдаемом широком диапазоне энергий.

Что касается более высоких энергий $\varepsilon > 3$ ГэВ, то здесь можно говорить только о качественном согласии расчетов с результатами наземных измерений: в расчете, как и в эксперименте, наблюдается укрупнение спектра при $\varepsilon > 3$ ГэВ, в то время как формы хвоста спектров протонов в области высоких энергий в расчете и в эксперименте несколько различаются.

Таким образом, основываясь на полученных здесь и ранее в работах [4, 10] результатах, можно заключить, что квазилинейная теория [4] ускорения заряженных частиц в нижней короне Солнца предлагает метод и сценарий для понимания и количественного описания событий генерации СКЛ во всем наблюдаемом диапазоне энергий от начала процесса ускорения частиц до орбиты Земли.

8. СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Стоит отметить недавно опубликованную работу [6], в которой решается линейный вариант задачи Бережко и Танеева [10] (не учитывается генерация альфвеновских волн ускоренными частицами). Однако авторы работы [6] ввели учет влияния на процесс ускорения СКЛ коронального выброса массы (coronal mass ejection, CME) — поршня. Для этого они учли второй член в правой части уравнения (2), которым мы, как написано выше, пренебрегаем.

В работе [6] альфвеновская турбулентность используется только как фоновая $E_{w0}(\nu)$. Отметим, что поскольку темп инжекции у них задается в отсутствие учета генерации альфвеновских волн частицами, он влияет только на амплитуду спектров СКЛ, но никак не на форму и максимальные энергии, т. е. теория [6] ведет себя подобно линейной [10].

Форма спектра фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(\nu)$ в короне Солнца задается из экспериментальных данных, как описано выше. У нас, в работах [4, 10, 36], и в работе [6] она одинакова. Только в настоящей статье и в работах [4, 36] поток энергии альфвеновских волн в основании короны F_w принят в два раза большим, чем в работах [10] и [6].

Авторы работы [6] при описании фоновой турбулентности (см. уравнение (5) в этой работе) полагают, что при частотах $\nu \geq 5 \cdot 10^{-2}$ Гц плотность энергии волн составляет $4.35 \cdot 10^{-3}$ эрг/см³. А в подпункте к рис. 12 [6] приводят, что для своих расчетов 2 и 3 они брали величины $\beta = 2.2$, $E_w(\nu \geq \nu_0) = 3.05 \cdot 10^{-2}$ эрг/см³ и $\beta = 2.4$, $E_w(\nu \geq \nu_0) = 1.1 \cdot 10^{-1}$ эрг/см³, что уже значительно больше, чем $4.35 \cdot 10^{-3}$ эрг/см³. Если спектр фоновой турбулентности в инерционном диапазоне частот ($\nu \geq \nu_0$) привязан по амплитуде к частоте $\nu_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ Гц, а $\beta > 2$, то энергии $E_w(\nu \geq \nu_0)$ должны быть меньше, чем $4.35 \cdot 10^{-3}$ эрг/см³, так как спектр волн получается круче при частотах $\nu \geq \nu_0$.

Напрашивается вывод, что в работе [6] сделано примерно то же самое, что и в работе [10], в которой амплитуда фонового спектра волн в начальный момент времени привязывалась не к частоте $\nu_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ Гц, от которой начинается инерционный диапазон фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(\nu \geq \nu_0) \propto \nu^{-5/3}$, а к частоте $\nu_{inj} (\gg \nu_0)$, связанной с энергией инжекции ε_{inj} частиц в процессе ускорения.

Таким образом, если вычислить разность $\Delta E_{w0}(\nu) = E'_{w0}(\nu) - E_{w0}(\nu)$ в точке r_0 между фоновыми спектрами волн $E'_{w0}(\nu \geq \nu_0) \propto \nu^{-2}$ и $E_{w0}(\nu \geq \nu_0) \propto \nu^{-5/3}$, то получится, что $\Delta E_{w0}(\nu_{inj}) = 0$, а $\Delta E_{w0}(\nu_0) \gg 0$.

Для события GLE30 с нашими параметрами $\varepsilon_{inj}(r_0) = 10$ кэВ, $\nu_{inj}(r_0) = 184$ Гц получаем $E_{w0}(r_0, \nu_{inj}) = E'_{w0}(r_0, \nu_{inj}) = 1.1 \cdot 10^3$ Гс²/Гц, $E_{w0}(r_0, \nu_0) = 1.3 \cdot 10^9$ Гс²/Гц и $E'_{w0}(r_0, \nu_0) = 1.6 \cdot 10^{10}$ Гс²/Гц. Величина $E'_{w0}(r_0, \nu_0)$ более чем на порядок больше величины $E_{w0}(r_0, \nu_0)$, полученной из экспериментов. Следовательно, в работе [6] поток энергии альфвеновских волн в основании короны Солнца, F_w , — величина переменная и сильно зависящая от β ; при $\beta > 5/3$ она существенно превышает заявленную в работе [6] величину $F_{\odot} \simeq 5 \cdot 10^5$ эрг/см²·с.

Только так можно объяснить, почему в работе [6] в расчетах, представленных на рис. 12 [6], при увеличении β значительно увеличиваются как плотность энергии альфвеновских волн $E_w(\nu \geq \nu_0)$, так и предельные (максимальные) энергии в спектрах ускоренных СКЛ.

В работе [36] делалось два расчета для события 28 октября 2003 г. согласно квазилинейной теории. Они различались тем, что в первом варианте инерционный частотный диапазон фонового спектра волн был $E_{w0}(\nu \geq \nu_0) \propto \nu^{-5/3}$, а во втором — $E_{w0}(\nu \geq \nu_0) \propto \nu^{-3/2}$. Таким образом во втором ва-

рианте расчета увеличивался фоновый спектр волн при частотах $\nu \geq 5 \cdot 10^{-2}$ Гц и максимальная энергия в спектре СКЛ (см. рис. 3 в работе [36], на котором эти расчеты обозначены соответственно цифрами 2 и 4).

Следовательно, для того чтобы увеличивать максимальные энергии в спектрах частиц посредством изменения наклона в инерционном диапазоне фонового спектра волн $E_{w0}(\nu)$, надо уменьшать показатель зависимости от частоты β . Изменение показателя β от $5/3$ (1.67) до $3/2$ (1.5) увеличило максимальную энергию (энергию экспоненциального обрезания) в расчетах в три раза: от 0.6 ГэВ до 1.8 ГэВ [36].

В связи с одинаковостью в интерпретации и использовании фонового спектра волн $E_{w0}(\nu)$ в области частот $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$ Гц для получения частиц релятивистских энергий в работах [10] и [6] возникает вопрос, а так ли важен учет поршня за фронтом ударной волны в процессе ускорения СКЛ без учета генерации альфвеновских волн частицами. Возможно, влияние СМЕ на процесс ускорения частиц в солнечной короне проявится в случае его учета в квазилинейной теории Бережко и Танеева [4].

На основании сравнительного анализа работ [4] и [6], авторы данной статьи считают, что учет самосогласованного коэффициента диффузии СКЛ (учет генерации ими альфвеновской турбулентности) на данный момент более важен в процессе их ускорения ударной волной в нижней короне Солнца, чем учет влияния СМЕ за фронтом ударной волны.

9. ВЫВОДЫ

На основе проведенного нами анализа события GLE30 можно сделать следующие выводы.

1. Квазилинейная теория ускорения СКЛ в нижней короне Солнца, развитая Бережко и Танеевым [4], удовлетворительно описывает поведение протонов от начала их ускорения и до орбиты Земли в событии GLE30.

2. В этом событии (GLE30) СКЛ релятивистских энергий созданы корональной ударной волной относительно небольшой скорости (около 560 км/с) на близком расстоянии от Солнца (до $1.6R_{\odot}$) примерно за 615 с.

3. На примере события GLE30 впервые показано, что СКЛ релятивистских энергий могут быть созданы в нижней короне Солнца ударной волной, имеющей скорость 560 км/с [8], что существенно меньше среднего значения максимума альфвеновской скоро-

сти (около 740 км/с) в солнечной короне на расстоянии $3.8R_{\odot}$ [9].

4. В исследуемом событии (GLE30) для получения удовлетворительного согласия между расчетом и экспериментами при сохранении всех типичных параметров короны Солнца и солнечного ветра на орбите Земли, а также известной скорости ударной волны (или СМЕ), в теории Бережко и Танеева [4] вполне достаточно варьировать только два параметра — напряженность магнитного поля \mathbf{B} в основании короны Солнца и темп инжекции частиц η в процесс ускорения.

5. Таким образом, основываясь на полученных здесь и ранее в работах [4, 10] результатах, можно заключить, что квазилинейная теория [4] ускорения заряженных частиц в нижней короне Солнца предлагает метод и сценарий для понимания и количественного описания событий генерации СКЛ во всем наблюдаемом диапазоне энергий от начала процесса ускорения частиц до орбиты Земли для любых скоростей V_S ударных волн из всего наблюдаемого в таких событиях диапазона (от менее 600 км/с до более 3000 км/с).

Используемая в данной работе модель Бережко и Танеева [4] была успешно применена нами при изучении ускорения СКЛ в событии 29 сентября 1989 г. (GLE42) [4] и 28 октября 2003 г. (GLE65) [36], а также с незначительными модификациями к исследованию ускорения частиц межпланетными ударными волнами [14, 15] и околоземной ударной волной [20]. Событие 22 ноября 1977 г. (GLE30) впервые рассматривалось авторами в докладе [34].

Полученные результаты позволяют нам утверждать о важности развиваемой квазилинейной теории ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено теоретическое исследование процесса ускорения солнечных космических лучей ударной волной в нижней короне Солнца 22 ноября 1977 г. (GLE30) и проведено соответствующее сопоставление с результатами экспериментов по их измерению на Земле и в космическом пространстве на ее орбите.

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

Финансирование. Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Сибирского отделения Российской академии наук на 2017–2020 гг.: Программа П.16.2. «Физика космических лучей и солнечно-земных связей», Проект П.16.2.2. «Происхождение космических лучей в различных астрофизических объектах и динамика их распределения в межпланетном пространстве», регистрационный номер НИОКТР АААА-А17-117021450058-6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Крымский, ДАН СССР **234**, 1306 (1977).
2. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Г. Ф. Крымский, С. И. Петухов, *Генерация космических лучей ударными волнами*, Наука, Новосибирск (1988).
3. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988).
4. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. ж. **39**, 443 (2013).
5. Л. И. Мирошниченко, УФН **188**, 345 (2018).
6. A. S. Petukhova, I. S. Petukhov, S. I. Petukhov, and L. T. Ksenofontov, *Astrophys. J.* **836**, 36 (2017).
7. M. A. Lee, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **158**, 38 (2005).
8. D. V. Reames and N. Lal, *Astrophys. J.* **723**, 750 (2010).
9. G. Mann, A. Klassen, H. Aurass, and H.-T. Classen, *Astron. Astrophys.* **400**, 329 (2003).
10. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. ж. **29**, 601 (2003).
11. G. P. Zank, Gang Li, and V. Florinski, *J. Geophys. Res.* **109**, A04107 (2004).
12. Г. Ф. Крымский, *Геомангн. и аэроном.* **4**, 977 (1964).
13. Е. Г. Бережко, С. И. Петухов, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. ж. **24**, 151 (1998).
14. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. ж. **42**, 148 (2016).
15. С. Н. Танеев, С. А. Стародубцев, Е. Г. Бережко, ЖЭТФ **153**, 765 (2018).
16. K. J. Trattner, E. Möbius, M. Scholer et al., *J. Geophys. Res.* **99**, 13389 (1994).
17. M. Scholer, K. J. Trattner, and H. Kucharek, *Astrophys. J.* **395**, 675 (1992).
18. K. J. Trattner and M. Scholer, *Ann. Geophysicae* **11**, 774 (1993).
19. D. Caprioli and A. Spitkovsky, *Astrophys. J.* **783**, 91 (2014).
20. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, and K. J. Trattner, *J. Geophys. Res.* **116**, A07102 (2011).
21. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Л. Т. Ксенофонов, ЖЭТФ **109**, 3 (1996).
22. M. A. Lee, *J. Geophys. Res.* **87**, 5063 (1982).
23. M. A. Lee, *J. Geophys. Res.* **88**, 6109 (1983).
24. B. E. Gordon, M. A. Lee, E. Möbius, and K. J. Trattner, *J. Geophys. Res.* **104**, 28263 (1999).
25. S. P. Gary and J. E. Borovsky, *J. Geophys. Res.* **109**, A06105 (2004).
26. T. K. Suzuki and S. Inutsuka, *J. Geophys. Res.* **111**, A06101 (2006).
27. W. H. Matthaeus, D. J. Mullan, P. Dmitruk et al., *Nonlin. Proc. Geophys.* **10**, 93 (2003).
28. C. T. Russell, *Solar Wind*, ed. by C. P. Sonett et al., NASA SP-308, Washington (1972), p. 365.
29. C.-Y. Tu and E. Marsh, *Space Sci. Rev.* **73**, 1 (1995).
30. E. C. Sittler, Jr. and M. Guhathakurta, *Astrophys. J.* **523**, 812 (1999).
31. A. J. Hundhausen, *Coronal Expansion and Solar Wind*, Vol. 5, Springer, New York (1972).
32. D. V. Reames, *Space Sci. Rev.* **90**, 413 (1999).
33. Е. Г. Бережко, С. И. Петухов, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. ж. **28**, 701 (2002).
34. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, and T. Yu. Grigor'ev, in *Proc. 33-rd ICRC*, 2–9 July, 2013, Rio de Janeiro, Brazil. icrc2013-0078 (2013) (<https://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2013/papers/icrc2013-0078.pdf>).
35. <https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP>.
36. Г. Ф. Крымский, В. Г. Григорьев, С. А. Стародубцев, С. Н. Танеев, Письма в ЖЭТФ **102**, 372 (2015).
37. S. M. Krimigis, *J. Geophys. Res.* **70**, 2943 (1965).
38. http://sd-www.jhuapl.edu/IMP/imp_index.html.
39. C. K. Ng, D. V. Reames, and A. J. Tylka, *Astrophys. J.* **591**, 461 (2003); doi:10.1086/375293.
40. <https://gle.oulu.fi>.
41. P. H. Stoker, *Space Sci. Rev.* **73**, 327 (1994).
42. Г. Ф. Крымский, В. Г. Григорьев, С. А. Стародубцев, Письма в ЖЭТФ **88**, 483 (2008).
43. M. A. Shea and D. V. Smart, in *Proc. 27-th ICRC*, 7–15 August, 2001. Hamburg, Germany (2001), p. 4063.
44. H. Debrunner, E. Flückiger, J. A. Lockwood, and R. E. McGuire, *J. Geophys. Res.* **89**, 769 (1984).