

УДК 523.9-72

Ю. И. Федоров

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680, ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного 27

Кинетическое рассмотрение динамики энергетических спектров солнечных космических лучей

На основе кинетического уравнения рассмотрено распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве. Для протонных событий 15 июня 1991 г. и 29 сентября 1989 г. проведен расчет энергетических спектров космических лучей. Показано, что во время солнечного протонного события показатель спектра энергичных частиц увеличивается, приближаясь к постоянному для данной энергии значению.

КІНЕТИЧНИЙ РОЗГЛЯД ДИНАМІКИ ЕНЕРГЕТИЧНИХ СПЕКТРІВ СОНЯЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, Федоров Ю. І. — На основі кінетичного рівняння розглянуто поширення сонячних космічних променів у міжпланетному просторі. Для протонних подій 15 червня 1991 р. та 29 вересня 1989 р. проведено розрахунок енергетичних спектрів космічних променів. Показано, що протягом сонячної протонної події показник спектра енергійних частинок збільшується, наближаючись до постійного для даної енергії значення.

A KINETIC CONSIDERATION OF DYNAMICS OF SOLAR COSMIC RAY ENERGETIC SPECTRA, by Fedorov Yu. I. — Solar cosmic ray propagation in the interplanetary space is studied on the basis of the kinetic equation. A calculation of cosmic ray energetic spectra is performed for the proton events of 15 June 1991 and 29 September 1989. It is shown that during a solar proton event the spectral index of energetic particles increases approaching the value which is constant for a given energy magnitude.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование солнечных космических лучей (СКЛ) дает ценную информацию о процессе ускорения заряженных частиц во время солнечных вспышек и об условиях в короне Солнца и межпланетном пространстве, определяющих распространение частиц высокой энергии от места их ускорения до орбиты Земли. Данные, регистрируемые мировой сетью нейтронных мониторов, позволяют определять временную зависимость интенсивности СКЛ,

анизотропию и энергетический спектр частиц. Ниже будут использованы экспериментальные данные двух солнечных протонных событий: 15 июня 1991 г. и 29 сентября 1989 г., которые подробно описаны в литературе [2, 4, 8, 16, 19, 21, 22].

Увеличение интенсивности космических лучей (КЛ) 15 июня 1991 г. регистрировалось как на мировой сети нейтронных мониторов, так и на космических аппаратах [8, 21]. Причем данная вспышка достаточно длительное время сопровождалась радио, рентгеновским и гамма-излучением [8, 21]. Угловое распределение релятивистских солнечных протонов характеризовалось относительно высокой изотропией, что вероятно обусловлено значительным рассеянием КЛ в межпланетной среде [21]. Событие 29 сентября 1989 г. является самым крупным за четыре последние цикла солнечной активности. Данная протонная вспышка характеризовалась жестким энергетическим спектром и достаточно большим значением анизотропии в момент максимума интенсивности КЛ. Отметим, что высокоширотные нейтронные мониторы, имеющие низкие значения жесткости геомагнитного обрезания, в данном событии зарегистрировали сложные профили временной зависимости интенсивности КЛ с двумя максимумами и изрезанной формой [2, 16, 19, 22].

Последовательное описание распространения КЛ в межпланетной среде основывается на кинетическом уравнении, которое описывает рассеяние заряженных частиц высокой энергии на магнитных неоднородностях и их фокусировку регулярным межпланетным магнитным полем [5, 13, 14]. Целью данной работы является исследование эволюции энергетического спектра СКЛ на основе решения кинетического уравнения.

КОНЦЕНТРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Кинетическое описание позволяет последовательно рассчитывать пространственно-временное распределение интенсивности СКЛ в межпланетной среде и динамику их энергетического спектра [5, 13, 14]. Будем рассматривать распространение КЛ в межпланетном пространстве в приближении радиального регулярного магнитного поля. В этом случае кинетическое уравнение может быть представлено в следующем виде [5, 6, 14]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\mu \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{v(1-\mu^2)}{r} \frac{\partial f}{\partial \mu} = Stf + \frac{\delta(r-r_0)\delta(t)}{16\pi^2 r^2}, \quad (1)$$

где $f(r, t, \mu)$ — функция распределения КЛ, v — скорость частицы, μ — косинус питч-угла. В правой части уравнения (1) учтен мгновенный, изотропный источник частиц, расположенный в точке r_0 . Интеграл столкновений, описывающий рассеяние заряженных частиц на «магнитных облаках», представим в следующем виде [5, 14]:

$$Stf = \frac{\nu_s}{4\pi} \int d\Omega f - \nu_s f, \quad (2)$$

где ν_s — частота столкновений, а интегрирование в правой части уравнения (2) проводится по угловым переменным в импульсном пространстве.

Введем безразмерные переменные

$$\rho = \frac{r}{\Lambda}, \quad \tau = \frac{vt}{\Lambda}, \quad (3)$$

где $\Lambda = v/\nu_s$ — транспортный пробег частицы. Выбор переменных (3) соответствует измерению расстояния в единицах транспортного пробега, а времени — в единицах среднего интервала времени ν_s^{-1} между столкновениями.

ями. В новых переменных кинетическое уравнение (1), (2) принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial f}{\partial \rho} + \frac{1 - \mu^2}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \mu} + f - \frac{1}{4\pi} \int d\Omega f = \frac{\delta(\rho - \rho_0)\delta(\tau)}{16\pi^2\Lambda^3\rho^2}. \quad (4)$$

Аналитическое решение кинетического уравнения может быть получено при помощи интегральных преобразований [14]. В используемом приближении радиального регулярного магнитного поля удастся получить выражение для концентрации КЛ:

$$N(\rho, \tau) = \int d\Omega f(\rho, \tau, \mu) = 2\pi \int_{-1}^1 d\mu f(\rho, \tau, \mu), \quad (5)$$

которая представляется в виде суперпозиции нерассеянных и рассеянных частиц

$$N(\rho, \tau) = N_0(\rho, \tau) + N_s(\rho, \tau). \quad (6)$$

Концентрация нерассеянных частиц

$$N_0(\rho, \tau) = \frac{\exp(-\tau)}{8\pi\Lambda^3\rho\rho_0\tau} [\Theta(\tau - \rho_1) - \Theta(\tau - \rho_2)] \quad (7)$$

экспоненциально убывает со временем после мгновенного испускания частиц в рассеивающую среду и отлична от нуля для интервала времени $\rho_1 < \tau < \rho_2$, где

$$\begin{aligned} \rho_1 &= |\rho - \rho_0|, \\ \rho_2 &= \rho + \rho_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Величина $\Theta(x)$ в выражении (7) представляет собой единичную функцию Хевисайда.

Концентрация рассеянных частиц описывается следующим соотношением [6]:

$$N_s(\rho, \tau) = N_\alpha(\rho, \tau) + N_\beta(\rho, \tau), \quad (9)$$

$$N_\alpha(\rho, \tau) = \frac{1}{2\pi^2\Lambda^3\rho\rho_0} \int_0^{\pi/2} dk \frac{k^2 \sin k \rho \sin k \rho_0}{\sin^2 k} \exp[\tau(k \operatorname{ctg} k - 1)], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} N_\beta(\rho, \tau) &= \frac{\exp(-\tau)}{16\pi^2\Lambda^3\rho\rho_0} \left\{ \int_0^1 d\eta \Theta(\rho_1 - \tau\eta) \left[2\pi\sigma \cos \frac{\pi}{2} (\rho_1 - \tau\eta) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (\sigma^2 - \pi^2) \sin \frac{\pi}{2} (\rho_1 - \tau\eta) \right] \exp \frac{\sigma}{2} (\rho_1 - \tau\eta) - \right. \\ &\quad \left. - \int_0^1 d\eta \Theta(\rho_2 - \tau\eta) \left[2\pi\sigma \cos \frac{\pi}{2} (\rho_2 - \tau\eta) + (\sigma^2 - \pi^2) \sin \frac{\pi}{2} (\rho_2 - \tau\eta) \right] \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp \frac{\sigma}{2} (\rho_2 - \tau\eta) \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

где $\sigma = \ln[(1 - \eta)/(1 + \eta)]$.

Если время, прошедшее после испускания частиц, значительно превышает обратную частоту столкновений, то слагаемым N_β в уравнении (11) можно пренебречь ввиду наличия экспоненциально малого множителя. В этом случае нерассеянных частиц при их мгновенной инжекции в данной точке уже нет, а выражение (10) для N_α существенно упрощается. Таким

образом, при условии $\tau \gg 1$, исходя из решения кинетического уравнения (6)—(11), приходим к соотношению

$$N(r, t) = \frac{1}{8\pi^{3/2}rr_0\sqrt{\kappa t}} \left\{ \exp\left[-\frac{(r-r_0)^2}{4\kappa t}\right] - \exp\left[-\frac{(r+r_0)^2}{4\kappa t}\right] \right\}, \quad (12)$$

где $\kappa = v\Lambda/3$ — коэффициент диффузии КЛ. Отметим, что формула (12) описывает решение диффузионного уравнения, соответствующее мгновенному испусканию частиц сферой радиуса r_0 [3]. В предельном случае $r_0 = 0$ из (12) получаем хорошо известное соотношение для концентрации частиц при их диффузионном распространении от мгновенного точечного источника

$$N(r, t) = \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{4\kappa t}\right)}{8(\pi\kappa t)^{3/2}}. \quad (13)$$

Полученные соотношения позволяют рассчитать зависимость интенсивности СКЛ от времени для конкретных протонных событий. Увеличение интенсивности КЛ 15 июня 1991 г. регистрировалось как на мировой сети нейтронных мониторов, так и на космических аппаратах [8, 21]. Эти экспериментальные данные позволили получить временные и энергетические зависимости потоков протонов высокой энергии для данной вспышки СКЛ [8—10].

На рис. 1 представлен временной профиль интенсивности протонов с кинетической энергией $E_k = 200$ МэВ, приведенный в работе [8]. Пунктирная кривая, отмеченная символом δ , соответствует расчету на основе решения кинетического уравнения (6)—(11). Предполагалось, что момент инжекции СКЛ в межпланетную среду совпадает с началом импульсной фазы вспышки, а источник ускоренных частиц находится в точке $r_0 = 0.02r$. Отметим сложный характер экспериментальной кривой на протяжении около часа, начиная примерно с 8 ч 50 мин UT. Именно в этот период согласие между рассчитанной и наблюдаемой временными зависимостями интенсивности КЛ наименее удовлетворительное. Предполагалось, что теоретическая и экспериментальная кривые совпадают в момент максимальной интенсивности СКЛ. Для $E_k = 200$ МэВ время от момента инжекции до максимума интенсивности составляет 102 мин. Этому времени соответствует величина $\lambda = \Lambda/r = 0.094$. Таким образом, данное протонное событие характеризуется интенсивным рассеянием КЛ в межпланетном пространстве (транспортный пробег частиц составляет величину порядка 0.1 а. е.).

Экспериментальные данные, полученные космическими аппаратами и мировой сетью нейтронных мониторов, свидетельствуют о продолжительной

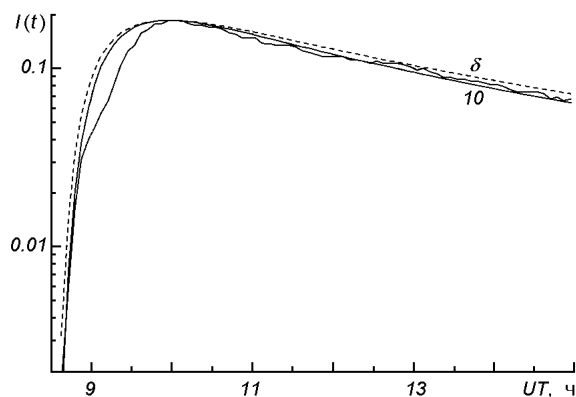


Рис. 1. Зависимость интенсивности СКЛ с энергией 200 МэВ от мирового времени для протонного события 15 июня 1991 г. Пунктирная кривая соответствует мгновенной инжекции частиц; сплошная кривая соответствует длительному испусканию КЛ с временным профилем инжекции (15) и характерной длительностью $t_{in} = 10$ мин

инжекции СКЛ в межпланетную среду [8, 9, 18]. Длительность инъекции в межпланетное магнитное поле частиц высокой энергии, ускоренных во время солнечных вспышек, обусловлена в основном распространением в короне Солнца и составляет от нескольких минут до нескольких десятков минут [8, 18, 19]. При продолжительном испускании частиц их концентрация описывается соотношением

$$N_{\varphi}(r, t) = \int_0^t dt_1 N(r, t_1) \varphi(t - t_1), \quad (14)$$

где $N(r, t)$ — концентрация КЛ, соответствующая мгновенному источнику, а $\varphi(t)$ — функция инъекции частиц. Используем для расчетов концентрации СКЛ (14) экспоненциальную функцию, зависящую от единственного параметра — характерной длительности инъекции t_{in} [4, 18]

$$\varphi(t) = \frac{1}{t_{in}} \exp\left(-\frac{t}{t_{in}}\right). \quad (15)$$

При характерной длительности инъекции $t_{in} = 10$ мин временной профиль интенсивности частиц с энергией 200 МэВ (сплошная кривая на рис. 1) достаточно хорошо согласуется с наблюдаемым в событии 15 июня 1991 г. [8]. Условие максимума интенсивности СКЛ через 102 мин после начала испускания частиц в данном случае ($t_{in} = 10$ мин) приводит к несколько большему, чем при мгновенной инъекции, значению транспортного пробега ($\lambda = 0.108$). Отметим, что при длительной инъекции частиц теоретическая кривая лучше согласуется с экспериментальной как в начале протонного события, так и на фазе спада после достижения максимума интенсивности СКЛ (рис. 1).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ 15 ИЮНЯ 1991 Г.

Наблюдательные данные показывают, что энергетический спектр СКЛ испытывает существенную эволюцию на протяжении протонной вспышки [8—10, 19, 21]. Причем обычно спектр становится со временем менее жестким, что обусловлено относительно более быстрым переносом высокоэнергичных частиц в межпланетной среде. Полученные соотношения позволяют рассчитать дифференциальный спектр интенсивности СКЛ в событии 15 июня 1991 г. Концентрация КЛ, описываемая приведенными формулами, соответствует вероятности появления частицы в данной точке r в момент времени t . Если было испущено N_0 частиц с кинетической энергией E_k , то их концентрация дается соотношением

$$N_1(r, t, E_k) = N_0(E_k)N(r, t, E_k). \quad (16)$$

Переходя к интенсивности КЛ

$$I(r, t, E_k) = \frac{vN(r, t, E_k)}{4\pi}, \quad (17)$$

получим выражение

$$I(r, t, E_k) = I_0(E_k)N(r, t, E_k), \quad (18)$$

описывающее интенсивность КЛ в точке r в момент времени t при заданном энергетическом спектре испущенных частиц $I_0(E_k)$.

Пусть частицы энергии E_{k0} имеют максимум интенсивности в момент времени t_{max} , тогда

$$I(r, t_{\max}, E_{k0}) = I_0(E_k)N(r, t_{\max}, E_{k0}). \quad (19)$$

Согласно (18), (19) получим

$$I(r, t, E_k) = I(r, t_{\max}, E_{k0}) \frac{I_0(E_k)}{I_0(E_{k0})} \frac{N(r, t, E_k)}{N(r, t_{\max}, E_{k0})}. \quad (20)$$

Первый множитель в (20) характеризует максимальную интенсивность частиц данной энергии E_{k0} ; эта величина может быть взята из наблюдений. Второй множитель описывает форму энергетического спектра ускоренных частиц в источнике, а третий множитель может быть вычислен из решения кинетического уравнения.

В диффузионном приближении, в случае мгновенного точечного источника частиц, концентрация КЛ описывается соотношением (13), а максимум интенсивности имеет место в момент времени

$$t_{\max} = \frac{r^2}{6\kappa}. \quad (21)$$

Из соотношений (13), (21) следует, что в момент максимума концентрация КЛ зависит только от расстояния до источника и не зависит от коэффициента диффузии, который является функцией энергии КЛ [3]. Так как в момент максимальной интенсивности КЛ последний множитель в (20) равен единице, то форма спектра СКЛ, измеренного в момент максимума интенсивности частиц данной энергии (так называемый «пиковый спектр»), совпадает с формой энергетического спектра испускаемых частиц.

При мгновенном испускании частиц сферой радиуса r_0 концентрация КЛ удовлетворяет соотношению (12), а момент максимума определяется уравнением

$$2rr_0 \operatorname{cth} \frac{rr_0}{2\kappa t} = r^2 + r_0^2 - 2\kappa t. \quad (22)$$

Из выражения (22) следует, что момент максимума концентрации частиц можно найти из соотношения

$$t_{\max} = \frac{r^2}{6\kappa} \eta, \quad (23)$$

где безразмерная величина η удовлетворяет уравнению

$$\eta + 6 \frac{r_0}{r} \operatorname{cth} \frac{3r_0}{r\eta} - 3 - 3 \frac{r_0^2}{r^2} = 0. \quad (24)$$

Согласно (24) параметр η зависит только от отношения r/r_0 . Из выражений (22), (23) следует, что в момент максимума концентрация КЛ не зависит от коэффициента диффузии, а значит и от энергии частиц. Таким образом, в диффузионном приближении форма энергетического спектра частиц, измеренного в момент максимума интенсивности КЛ данной энергии («пиковый спектр»), совпадает с формой спектра в источнике конечного радиуса.

Расчеты на основе решения кинетического уравнения (6)—(11) показывают, что величина максимума концентрации частиц зависит от их энергии. Причем, если инжекция частиц мгновенная, а транспортный пробег увеличивается с увеличением кинетической энергии, то максимальное значение концентрации высокоэнергичных частиц оказывается большим (при том же числе испущенных частиц).

Таким образом, в момент максимума интенсивности КЛ данной энергии последнее слагаемое в соотношении (20) отлично от единицы и увеличива-

ется при увеличении кинетической энергии частиц. «Пиковый спектр» СКЛ, регистрируемый на орбите Земли, оказывается обогащенным частицами высоких энергий, т. е. более жестким по сравнению со спектром источника. При рассмотрении продолжительной инжекции СКЛ в межпланетную среду предположим, что длительность испускания частиц не зависит от их энергии. В этом случае спектр СКЛ в источнике не изменяется со временем и эволюция энергетического распределения частиц определяется исключительно их распространением в межпланетном пространстве. При продолжительной инжекции СКЛ, когда их концентрация определяется соотношением (14), величина максимума концентрации частиц уменьшается при увеличении их кинетической энергии. Следовательно, регистрируемый «пиковый спектр» обогащен низкоэнергичными частицами и является менее жестким относительно энергетического спектра испускаемых КЛ.

Регистрируемый на орбите Земли «пиковый спектр» СКЛ тем существенно отличается от энергетического спектра ускоренных частиц у Солнца, чем продолжительнее инжекция и чем слабее рассеяние КЛ в межпланетном магнитном поле. 15 июня 1991 г. межпланетное магнитное поле было довольно возмущенным, так что транспортный пробег КЛ имел небольшую величину ($\Lambda = 0.1$ а. е.). Длительность испускания ускоренных частиц в межпланетную среду для данного протонного события относительно невелика ($t_{in} = 10$ мин). Расчеты показывают, что в данном случае отличие формы спектра испускаемых частиц от формы энергетического распределения на орбите Земли, наблюдаемого в момент максимума интенсивности частиц данной энергии, незначительны, и мы не будем принимать этот эффект во внимание.

Таким образом, предположим, что для вспышки 15 июня 1991 г. форма спектра СКЛ в источнике совпадает с формой «пикового спектра», которая известна из наблюдений [9, 10]. Для данного протонного события спектр, регистрируемый в момент максимума увеличения КЛ, имеет характерный излом, причем в области энергий от 10 до 200 МэВ показатель спектра изменяется мало, а при больших энергиях спектр становится более крутым при увеличении E_k [9, 10]. В соответствии с результатами работ [9, 10] предположим, что при жесткости $R < 600$ МВ испускаемый спектр имеет степенную форму:

$$I_0(R) = I_0(R_0) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma_0}, \quad (25)$$

причем $\gamma_0 = 3.25$.

Анализ экспериментальных данных показывает, что для многих протонных событий «пиковый спектр» КЛ можно аппроксимировать степенной функцией жесткости с показателем спектра, который увеличивается пропорционально логарифму жесткости [9, 10]. Указанному свойству удовлетворяет следующая функция

$$I_0(R) = I_0(R_0) \exp \left[-\gamma_0 \ln \frac{R}{R_0} - \frac{\alpha}{2} \ln^2 \frac{R}{R_0} \right], \quad (26)$$

где α и γ_0 (показатель спектра при $R = R_0$) — постоянные для данного события СКЛ величины.

Используя экспериментальные данные для «пикового спектра» СКЛ 15 июня 1991 г. [9, 10], получим следующие значения параметров, характеризующих спектр испускаемых частиц (26) при $R > 600$ МВ: $\gamma_0 = 5.614$; $R_0 = 1.86$ ГВ; $\alpha = 1.537$. На рис. 2 и 3 приведены рассчитанные в различные моменты времени после испускания частиц энергетические распределения КЛ для вспышки 15 июня 1991 г. Верхние кривые на этих

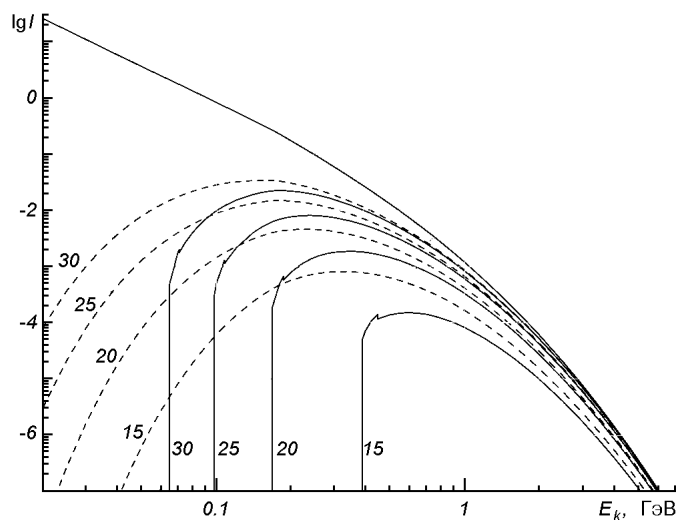


Рис. 2. Энергетические спектры СКЛ для события 15 июня 1991 г. Верхняя кривая соответствует «пиковому спектру» СКЛ, наблюдавшемуся на орбите Земли [9, 10]. Пунктирные кривые описывают диффузионное приближение, сплошные кривые получены на основе кинетического уравнения. Числа у кривых равны времени в минутах после мгновенной инъекции частиц

рисунках соответствуют спектрам в момент максимума, наблюдавшихся на орбите Земли [9, 10]. Отметим, что приведенные «пиковые» энергетические спектры СКЛ соответствуют зависимости интенсивности КЛ от жесткости, удовлетворяющей соотношению (26).

Для расчета динамики энергетического спектра СКЛ (20), при заданной форме спектра испускаемых частиц (26), необходимо предположение о характере энергетической зависимости транспортного пробега КЛ. Анализ многочисленных протонных событий показывает, что в рассматриваемом диапазоне энергий транспортный пробег является возрастающей функцией жесткости частицы, причем зависимость $\Lambda(R)$ может быть аппроксимирована степенной функцией [5, 12, 17, 19, 23, 24]. Наиболее часто показатель степенной зависимости ($\Lambda \propto R^\nu$) принимает значения от 0.2 до 0.4 [12, 23, 24]. В протонном событии 15 июня 1991 г. транспортный пробег слабо зависит от энергии частиц [8–10]. В дальнейшем мы предположим, что $\nu = 0.2$.

На рис. 2 пунктирными кривыми изображены энергетические зависимости интенсивности СКЛ в различные моменты времени после мгновенной инъекции частиц, энергетический спектр которых описывается соотношениями (25), (26). Расчет проведен в диффузионном приближении, согласно соотношению (12), $\lambda = 0.094$ при $E_k = 200$ МэВ и транспортный пробег степенным образом зависит от жесткости частицы ($\nu = 0.2$). Числа у кривых равны времени после испускания частиц в минутах. Видно, что в начальной фазе протонного события энергетическое распределение частиц характеризуется наличием максимума, который смещается со временем в область малых энергий. Интересно отметить, что форма энергетического спектра СКЛ с выраженным максимумом действительно наблюдалась на начальной фазе вспышки 15 июня 1991 г. [8].

Сплошные кривые на рис. 2 соответствуют энергетическим спектрам СКЛ после их импульсной инъекции в межпланетную среду, рассчитанным согласно соотношениям для концентрации КЛ (6)–(11), полученным исхо-

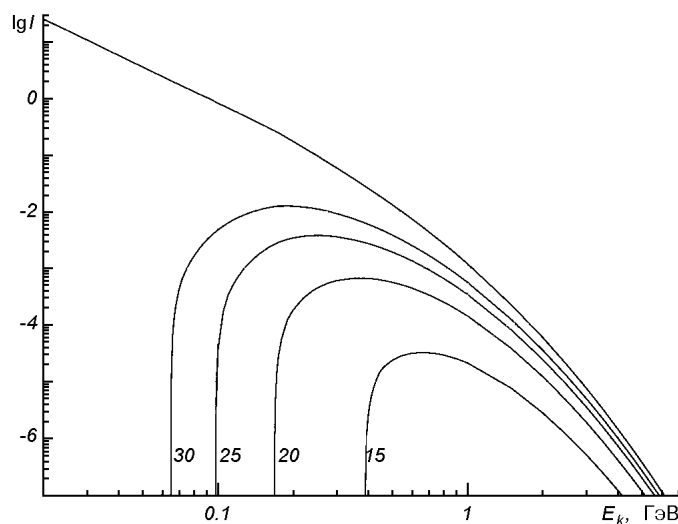


Рис. 3. Энергетические спектры СКЛ для события 15 июня 1991 г., полученные при длительной инъекции частиц с характерным временем $t_{in} = 10$ мин. Верхняя кривая соответствует «пиковому спектру»; числа у кривых равны времени в минутах после начала испускания энергичных частиц в межпланетную среду

для из кинетического уравнения. Видно, что спектры, полученные на основе решения кинетического уравнения, резко обрываются в области малых энергий. Причем этот обрыв, как и максимум энергетического распределения частиц, сдвигается со временем в направлении низких энергий. Такая форма энергетических спектров обусловлена более поздним приходом частиц малых энергий при одновременном, импульсном испускании частиц всего энергетического диапазона. Отметим наличие характерного скачка в энергетическом распределении частиц в низкоэнергичной области, который особенно заметен при небольших временах после инъекции (например, кривая, соответствующая $t = 15$ мин). Такая форма спектра обусловлена тем обстоятельством, что в данный момент времени в данной точке пространства есть нерассеянные частицы ограниченного энергетического интервала, который определяется расположением источника частиц (т. е. величиной r_0).

На рис. 3 приведены энергетические спектры СКЛ в различные моменты времени после начала длительного испускания частиц (числа у кривых), когда концентрация КЛ описывается соотношениями (14), (15). Предполагалось, что характерное время инъекции t_{in} не зависит от энергии частиц и равно 10 мин. Относительная величина транспортного пробега λ для частиц с $E_k = 200$ МэВ равна 0.108, что соответствует максимуму интенсивности КЛ этой энергии в момент времени $t_{max} = 102$ мин. Отметим, что при продолжительном испускании частиц (рис. 3) интенсивность СКЛ на начальной фазе события принимает значения меньшие, чем при импульсной инъекции СКЛ (рис. 2). Сравнение с экспериментальными данными [8] показывает, что на начальной фазе события рассчитанные значения интенсивности СКЛ в области высоких энергий оказываются существенно ниже регистрируемых величин. Максимумы энергетических спектров СКЛ, наблюдавшихся в различные моменты времени 15 июня 1991 г. [8], соответствуют меньшим, по сравнению с рассчитанными, значениям кинетической энергии частиц. Кроме того, не наблюдается резкого обрыва спектра в области низких энергий. По-видимому, такие отличия рассчитан-

ных и наблюдаемых энергетических спектров СКЛ для протонного события 15 июня 1991 г. обусловлены более поздним ускорением высокоэнергичных частиц [8].

Как видно из рис. 2 и 3, средняя энергия КЛ в данной точке пространства со временем уменьшается, а энергетический спектр становится менее жестким. Этот эффект обусловлен тем обстоятельством, что высокоэнергичные частицы быстрее покидают данную область пространства. Рассмотрим как изменяется со временем показатель энергетического спектра КЛ

$$\gamma_{E_k} = -\frac{E_k}{I} \frac{\partial I}{\partial E_k}. \quad (27)$$

В случае, когда источник частиц мгновенный и применимо диффузионное приближение, концентрация КЛ описывается соотношением (13), а показатель спектра имеет следующий вид [1]

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{t_{\max}}{t}\right) \frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k}, \quad (28)$$

где $\gamma_{E_k}^0$ — показатель энергетического спектра испускаемых частиц, а величина t_{\max} — время максимума интенсивности частиц данной энергии, определяемое соотношением (21). Из (28) следует известный результат: в момент времени $t = t_{\max}$ показатель наблюдаемого спектра КЛ данной энергии равен показателю спектра испускаемых частиц. Следовательно, форма «пикового спектра», регистрируемая в данной точке пространства, совпадает с формой спектра частиц в источнике.

При больших временах после испускания КЛ ($t \gg t_{\max}$) показатель спектра (28) стремится к постоянному для данной энергии значению

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 + \frac{3}{2} \frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k}, \quad (29)$$

которое превышает величину $\gamma_{E_k}^0$, характеризующую спектр источника. Энергетическая зависимость коэффициента диффузии КЛ определяется зависимостью транспортного пробега и скорости от кинетической энергии частицы

$$\frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k} = \frac{E_k}{v} \frac{\partial v}{\partial E_k} + \frac{E_k}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial E_k}. \quad (30)$$

При степенной зависимости транспортного пробега от жесткости частицы (с показателем степени ν), из (30) следует соотношение

$$\frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k} = \frac{m^2 c^4}{(E_k + mc^2)(E_k + 2mc^2)} + \nu \frac{E_k + mc^2}{E_k + 2mc^2}. \quad (31)$$

Для ультрарелятивистских частиц ($E_k \gg mc^2$), скорость которых слабо зависит от кинетической энергии, получаем следующее выражение для показателя энергетического спектра

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 + \frac{3}{2} \nu \left(1 - \frac{t_{\max}}{t}\right). \quad (32)$$

Если мгновенный источник частиц находится в точке r_0 , концентрация КЛ удовлетворяет соотношению (12), а показатель энергетического спектра имеет вид

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 + \frac{2\kappa t - r^2 - r_0^2 + 2rr_0 \operatorname{cth} \frac{rr_0}{2\kappa t}}{4\kappa t} \frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k}. \quad (33)$$

В момент максимальной интенсивности частиц данной энергии, который определяется соотношением (22), второе слагаемое в (33) обращается в нуль и показатель энергетического спектра совпадает с показателем спектра испущенных частиц. Таким образом, в случае инжекции частиц из точки r_0 форма «пикового спектра» СКЛ совпадает с формой энергетического спектра испускаемых частиц.

При малых временах после инжекции частиц в рассеивающую среду (когда выполнено условие $t \ll rr_0/2\kappa$) из (33) следует приближенное соотношение

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 + \left[\frac{1}{2} - \frac{(r - r_0)^2}{4\kappa t} \right] \frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k}. \quad (34)$$

Так как коэффициент диффузии КЛ увеличивается с увеличением кинетической энергии, из (34) видно, что при малых временах показатель спектра отрицателен. Такой наклон спектра соответствует энергетической зависимости интенсивности при малых энергиях (рис. 2). При больших временах после испускания частиц из (33) получим соотношение

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 + \left[\frac{3}{2} - \frac{r^2 + r_0^2}{4\kappa t} + \frac{r^2 r_0^2}{12\kappa^2 t^2} \right] \frac{E_k}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial E_k}, \quad (35)$$

из которого видно, что при увеличении t показатель спектра СКЛ стремится к постоянному пределу (29).

На рис. 4 приведены зависимости от времени показателей энергетического спектра для кинетических энергий КЛ 100 МэВ и 1 ГэВ. Горизонтальные пунктирные прямые соответствуют показателям спектра для мгновенного источника ($\gamma_{E_k}^0 = 2.135$ и $\gamma_{E_k}^0 = 3.845$ для энергий частиц 100 МэВ и 1 ГэВ соответственно). Пунктирные кривые на рис. 4 соответствуют диффузионному приближению (33). Видно, что при диффузионном описании распространения КЛ показатель спектра монотонно увеличивается с увеличением времени после инжекции частиц, причем $\gamma_{E_k} < 0$ при малых временах, в соответствии с рис. 2. Отметим, что диффузионное приближение неприменимо на начальной фазе протонного события, когда не выполняется условие $t > r/v$.

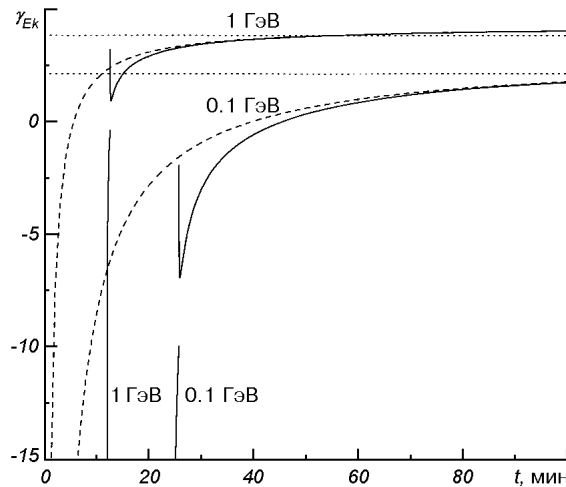


Рис. 4. Зависимость показателя энергетического спектра СКЛ от времени после импульсной инжекции частиц для энергий КЛ 0.1 и 1 ГэВ. Точечные горизонтальные прямые соответствуют показателям спектра испускаемых частиц, пунктирные кривые рассчитаны в диффузионном приближении, сплошные кривые получены на основе кинетического уравнения

Показатель энергетического спектра (27) согласно (20) может быть представлен в виде

$$\gamma_{E_k} = \gamma_{E_k}^0 - \frac{E_k}{N(r, t, E_k)} \frac{\partial N(r, t, E_k)}{\partial E_k}, \quad (36)$$

где концентрация частиц, испущенных мгновенным источником, при кинетическом описании распространения КЛ дается соотношениями (6)—(11). Сплошные кривые на рис. 4 соответствуют показателю спектра (36), рассчитанному на основе кинетического уравнения. Видно, что временная зависимость показателя спектра не монотонна, а терпит разрыв в момент времени $t = (r + r_0)/v$.

Такой характер зависимости обусловлен тем, что нерассеянные частицы, заключенные в сферическом слое $vt - r_0 < r < vt + r_0$, будут наблюдаться в данной точке r только в период времени $(r - r_0)/v < t < (r + r_0)/v$. Следовательно, в этот интервал времени энергетический спектр КЛ будет определяться как рассеянными, так и нерассеянными частицами, а при $t > (r + r_0)/v$ только рассеянные частицы будут давать вклад в интенсивность КЛ. Интервал времени, когда на орбите Земли есть нерассеянные частицы, составляет (при выбранном значении радиуса источника $r_0 = 0.02r$) 1 мин и 0.5 мин для частиц с кинетической энергией 100 МэВ и 1 ГэВ соответственно. За это время показатель спектра резко увеличивается, так что при выбранном на рис. 4 масштабе получаем почти вертикальные отрезки. Показатель спектра рассеянных частиц ($t > (r + r_0)/v$) короткое время уменьшается, а затем монотонно увеличивается, стремясь к предельному для данной энергии значению (29).

Расчеты показывают, что при кинетическом рассмотрении распространения КЛ показатель спектра в момент максимума интенсивности частиц данной энергии не совпадает с показателем спектра испускаемых частиц. Отличие тем значительнее, чем слабее рассеяние, т. е. чем больше транспортный пробег частицы. Отметим, что диффузионное приближение лучше аппроксимирует временную зависимость показателя энергетического спектра СКЛ для частиц высоких энергий. Так, для выбранных значений параметров при $E_k = 1$ ГэВ диффузионное приближение корректно описывает энергетический спектр СКЛ уже примерно через 10 мин после прихода первых частиц (рис. 4).

Зависимости показателя энергетического спектра от времени в случае продолжительной инжекции частиц приведены на рис. 5. Значения кинетической энергии частиц равны 100 МэВ, 1 ГэВ и 10 ГэВ, пунктирные кривые соответствуют диффузионному приближению, сплошные кривые — кинетическому описанию, а горизонтальные точечные прямые соответствуют показателям спектра испускаемых частиц для выбранных значений энергии КЛ. Функция инжекции предполагалась экспоненциально затухающей со временем (15), причем характерное время инжекции $t_{in} = 10$ мин, независимо от энергии частиц. Показатель спектра КЛ высокой энергии (например, $E_k = 10$ ГэВ) стремительно изменяется на протяжении первых минут, в то время как изменение формы спектра низкоэнергичных частиц происходит гораздо медленнее, так показатель дифференциального спектра КЛ с энергией 100 МэВ остается отрицательным на протяжении примерно 20 мин. Интересно отметить, что при длительном испускании частиц показатель спектра КЛ стремится, при увеличении времени с момента начала инжекции, к тому же постоянному для данной энергии значению (29), что и в случае мгновенного источника СКЛ.

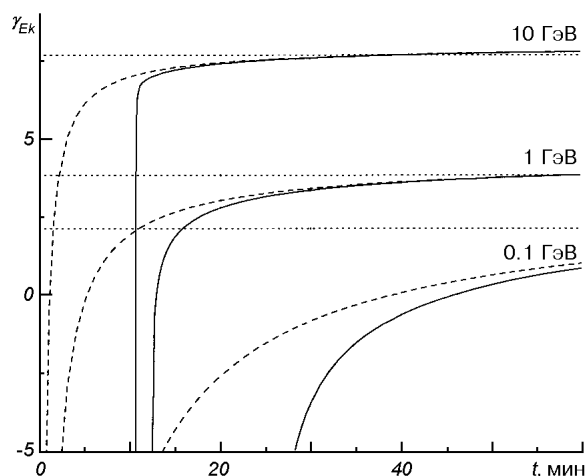


Рис. 5. Зависимость от времени показателя спектра СКЛ при длительной инжекции частиц для энергий КЛ 0.1, 1 и 10 ГэВ. Точечные горизонтальные прямые соответствуют показателям спектра испущенных частиц, пунктирные кривые рассчитаны в диффузионном приближении, сплошные кривые получены на основе кинетического уравнения

ПРОТОННОЕ СОБЫТИЕ 29 СЕНТЯБРЯ 1989 Г.

Начало увеличения интенсивности КЛ 29 сентября 1989 г. было зафиксировано на мировой сети нейтронных мониторов в 11 ч 45 мин мирового времени [1, 2, 4, 16, 19, 22], а на станции КЛ Калгари даже несколько ранее [11]. Таким образом, с учетом времени распространения от Солнца релятивистских протонов, момент начала инжекции частиц высоких энергий в межпланетную среду примерно совпадает со временем максимума интенсивности рентгеновского излучения [4, 19].

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности КЛ от мирового времени, зарегистрированная на нейтронном мониторе «Киев» (жесткость геомагнитного обрезания 3.5 ГВ) 29 сентября 1989 г. Интенсивность СКЛ приведена в процентах относительно фона галактических КЛ. На рисунке также представлены зависимости интенсивности СКЛ от времени, рассчитанные на основе решения кинетического уравнения (6)—(11). Транспортный пробег частиц выбирался из условия совпадения максимумов экспериментальной и теоретической кривых (73 мин после начала инжекции). Кривая с индексом δ соответствует импульсному испусканию частиц, в этом случае $\lambda = \Lambda/r = 0.076$. Видно, что при мгновенной инжекции КЛ рассчитанный временной профиль интенсивности хорошо описывает начальную фазу события, однако после максимума наблюдаемая интенсивность КЛ уменьшается быстрее.

Расчеты показывают, что при продолжительном испускании частиц с экспоненциально затухающим профилем инжекции (15) при произвольных значениях параметра t_{in} концентрация КЛ (14) при $t > t_{max}$ убывает медленнее, чем наблюдаемая на нейтронных мониторах в событии 29 сентября 1989 г. Для вычисления интенсивности СКЛ выберем функцию инжекции

$$\varphi(t) = \frac{t}{t_{in}^2} \exp\left(-\frac{t}{t_{in}}\right), \quad (37)$$

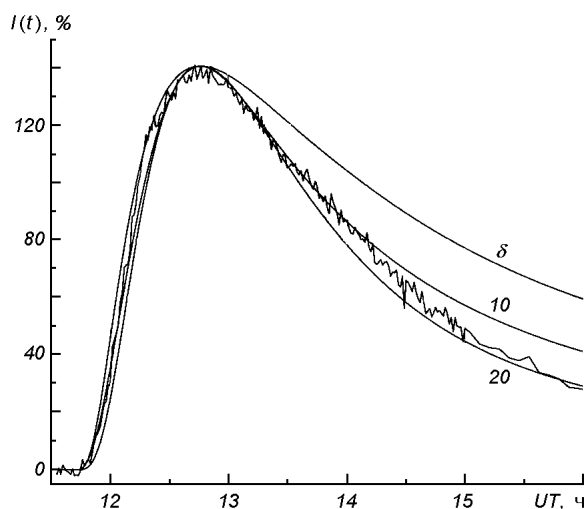


Рис. 6. Интенсивность КЛ, зарегистрированная 29 сентября 1989 г. на нейтронном мониторе «Киев», и рассчитанные на основе кинетического уравнения временные профили интенсивности. Кривая с индексом δ соответствует импульсному испусканию частиц; числа у кривых обозначают характерную длительность инжекции в минутах

которая (при том же значении t_{in}) соответствует более плавному нарастанию и более длительному испусканию частиц, чем функция (15). Функция $\varphi(t)$ (37) линейно увеличивается при малых временах, а при $t \gg t_{in}$ уменьшается вследствие наличия экспоненциального множителя. Характерному времени инжекции t_{in} соответствует полуширина временного профиля испускания частиц (37)

$$\Delta t = 2.45t_{in}. \quad (38)$$

На рис. 6 приведены кривые, соответствующие длительному испусканию частиц ($t_{in} = 10$ и 20 мин), рассчитанные согласно формулам (6)–(11), (14), (37). Числа у кривых на рис. 6 равны значениям параметра t_{in} , а транспортный пробег выбирался так, чтобы временной профиль интенсивности имел максимум через 73 мин после начала инжекции частиц. Видно, что кривая с характерным временем инжекции, равным 20 мин ($\lambda = 0.235$), достаточно хорошо описывает возрастание интенсивности КЛ, зарегистрированное на нейтронном мониторе «Киев» 29 сентября 1989 г. Заметим, что значению параметра $t_{in} = 20$ мин соответствует полуширина временного профиля испускания частиц $\Delta t = 49$ мин. Таким образом, для протонного события 29 сентября 1989 г. характерна продолжительная инжекция СКЛ в межпланетное пространство [4, 7, 19].

АНИЗОТРОПИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

При определении параметров, характеризующих длительность инжекции частиц высокой энергии в межпланетную среду и их рассеяние в межпланетных магнитных полях, наряду с интенсивностью СКЛ важное значение имеет и анизотропия углового распределения частиц [17, 20, 24]. Анизотропия КЛ может быть вычислена из кинетического уравнения (4). Плотность потока частиц с заданным значением импульса определяется соотношением [5]

$$J = 2\pi v \int_{-1}^1 \mu f d\mu \quad (39)$$

и может быть представлена как сумма потоков нерассеянных и рассеянных частиц

$$J(\rho, \tau) = J_0(\rho, \tau) + J_s(\rho, \tau). \quad (40)$$

Плотность потока нерассеянных частиц имеет вид [6]

$$J_0(\rho, \tau) = \frac{v(\tau^2 + \rho^2 - \rho_0^2)}{16\pi\Lambda^3\rho^2\rho_0\tau^2} [\Theta(\tau - \rho_1) - \Theta(\tau - \rho_2)], \quad (41)$$

где величины ρ_1, ρ_2 определены согласно (8).

Плотность потока рассеянных частиц описывается соотношениями [6]

$$J_s(\rho, \tau) = J_\alpha(\rho, \tau) + J_\beta(\rho, \tau), \quad (42)$$

$$J_\alpha(\rho, \tau) = \frac{v \exp(-\tau)}{2\pi^2\Lambda^3\rho^2\rho_0} \times \\ \times \int_0^{\pi/2} dk \frac{\sin k \rho_0}{\sin^3 k} (\sin k - k \cos k)(\sin k \rho - k \rho \cos k \rho) \exp(\tau k c t g k), \quad (43)$$

$$J_\beta(\rho, \tau) = \frac{v \exp(-\tau)}{16\pi^2\Lambda^3\rho^2\rho_0} \times \\ \times \left\{ \int_0^1 d\eta \Theta(\rho_1 - \tau\eta) \left[\xi_1 \cos \frac{\pi}{2} (\rho_1 - \tau\eta) + \xi_2 \sin \frac{\pi}{2} (\rho_1 - \tau\eta) \right] \times \right. \\ \times \exp \left[\frac{\sigma}{2} (\rho_1 - \tau\eta) \right] - \\ \left. - \int_0^1 d\eta \Theta(\rho_2 - \tau\eta) \left[\xi_1 \cos \frac{\pi}{2} (\rho_2 - \tau\eta) + \xi_2 \sin \frac{\pi}{2} (\rho_2 - \tau\eta) \right] \exp \left[\frac{\sigma}{2} (\rho_2 - \tau\eta) \right] \right\} - \\ - \frac{v \exp(-\tau)}{4\pi\Lambda^3\rho\tau^2} \left\{ \Theta(\tau - \rho_2) + \frac{\tau^2 - \rho_1^2}{4\rho\rho_0} [\Theta(\tau - \rho_1) - \Theta(\tau - \rho_2)] \right\}, \quad (44)$$

где

$$\xi_1 = 2\pi [\eta(\sigma\rho - 1) + \rho], \\ \xi_2 = \rho\eta(\sigma^2 - \pi^2) + 2\sigma(\rho - \eta) - 4.$$

Анизотропия углового распределения частиц

$$\xi = 3 \frac{J}{vN} = 3 \frac{\int_{-1}^1 \mu f d\mu}{\int_{-1}^1 f d\mu} \quad (45)$$

может быть вычислена на основе соотношений для концентрации КЛ (6)–(11) и плотности потока частиц (40)–(44). На рис. 7 приведены зависимости анизотропии (45) от времени после инжекции частиц, причем нижняя кривая с индексом δ соответствует мгновенному испусканию КЛ. Значения анизотропии при мгновенной инжекции рассчитаны при той же величине относительного пробега $\lambda = 0.076$, что и временной профиль интенсивности КЛ, приведенный на рис. 6. Отметим, что анизотропия первых проходящих частиц максимальна и равна 3.

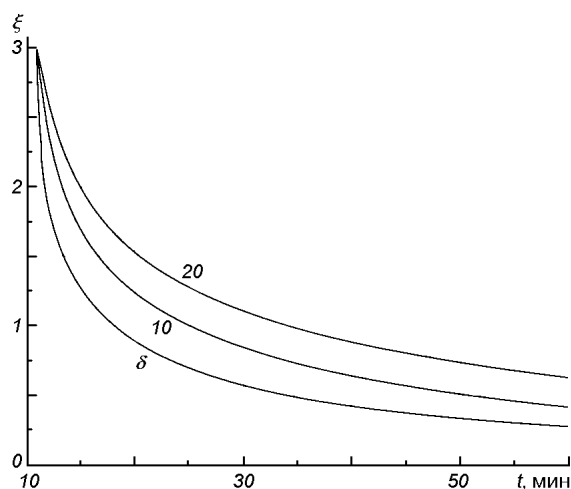


Рис. 7. Зависимость анизотропии КЛ от времени. Кривая с индексом δ соответствует импульсному испусканию частиц; числа у кривых равны характерной длительности инъекции в минутах

При продолжительном испускании концентрация КЛ описывается выражением (14), а плотность потока частиц удовлетворяет аналогичному соотношению:

$$J_{\varphi}(r, t) = \int_0^t dt_1 J(r, t_1) \varphi(t - t_1). \quad (46)$$

На рис. 7 длительному испусканию частиц соответствуют кривые с цифрами, обозначающими характерное время инъекции в минутах, причем временной профиль испускания КЛ выбран согласно (37). Из рис. 7 видно, что величина анизотропии углового распределения КЛ (45) существенным образом зависит от длительности инъекции частиц [7, 17, 20, 24]. Таким образом, наряду с временными профилями интенсивности, значения анизотропии СКЛ в различные периоды протонного события несут важную информацию об ускорении и распространении в межпланетной среде частиц высокой энергии [20, 24].

В работе [4] на основе анализа данных нейтронных мониторов сделан вывод о том, что угловое распределение КЛ во время события 29 сентября 1989 г. достаточно хорошо описывается гауссовой функцией питч-угла частицы θ

$$f(\theta) = A \exp\left(-\frac{\theta^2}{C}\right). \quad (47)$$

Для интервала времени 12—13 ч УТ 29 сентября 1989 г. параметр C имеет значение 5.4 [4]. Если рассчитать значение анизотропии КЛ (45) с функцией распределения гауссового вида (47) и значением $C = 5.4$, получим $\xi = 0.6$. Из рис. 7 видно, что через час после инъекции частиц значение анизотропии при мгновенном испускании КЛ, а также при их длительной инъекции с характерным временем $t_{in} = 10$ мин, существенно меньше, чем 0.6. Если $t_{in} = 20$ мин, то через час после начала испускания СКЛ рассчитанная величина анизотропии близка к значению 0.6 (рис. 7).

Угловое распределение СКЛ, полученное исходя из данных сети станций КЛ для интервала времени 12:15—12:20 УТ 29 сентября 1989 г., приведено в работе [11]. На основе зависимости функции распределения

КЛ от питч-угла можно вычислить значение анизотропии (45), которое для данного интервала времени оказывается равным 0.86 [11]. Таким образом, согласно экспериментальным данным [11] примерно через 45 мин после начала инъекции СКЛ в межпланетную среду величина анизотропии $\xi = 0.86$, что неплохо согласуется со значением, соответствующим характерному времени испускания $t_{in} = 20$ мин (рис. 7). Рассчитанное значение анизотропии оказывается несколько меньше наблюдаемого, однако отличие составляет всего около 7 %. Отметим, что как при мгновенной инъекции частиц, так и при длительной с $t_{in} = 10$ мин, величина анизотропии КЛ оказывается существенно меньше наблюдаемого значения.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР СКЛ ВО ВСПЫШКЕ 29 СЕНТЯБРЯ 1989 г.

Вспышка СКЛ 29 сентября 1989 г. характеризуется относительно жестким энергетическим спектром. Анализ данных мировой сети нейтронных мониторов, а также спутниковых данных показывает, что жесткий энергетический спектр КЛ на начальной фазе события смягчается с течением времени на протяжении вспышки СКЛ [1, 2, 4, 11, 16, 19]. Соотношения, полученные на основе решения кинетического уравнения, позволяют рассчитать эволюцию энергетического спектра СКЛ при заданной форме спектра источника частиц. В качестве нулевого приближения предположим, что форма спектра испускаемых частиц совпадает с формой спектра СКЛ, регистрируемого на орбите Земли в момент максимальной интенсивности частиц данной энергии («пиковый спектр»). Для события 29 сентября 1989 г. имеются данные о спектре СКЛ в момент максимума, полученные на мировой сети нейтронных мониторов и на космических аппаратах [9, 10]. Отметим, что для данного протонного события «пиковый спектр» оказывается существенно более жестким по сравнению с другими вспышками КЛ [9, 10].

Представим «пиковый спектр» СКЛ для события 29 сентября 1989 г. в том же виде (26), что и для вспышки 15 июня 1991 г. Воспользовавшись спектром СКЛ, наблюдаемым на орбите Земли в момент максимальной интенсивности [9, 10], получим следующие значения параметров, характеризующих спектр КЛ (26): $R_0 = 1.138$ ГВ, $\gamma_0 = 3.753$, $\alpha = 0.61$. Верхняя кривая на рис. 8 соответствует «пиковому спектру» СКЛ 29 сентября 1989 г. Для расчета эволюции энергетического спектра СКЛ необходима также информация о транспортном пробеге Λ , как функции энергии частицы. Зависимость транспортного пробега от жесткости частицы можно считать степенной, причем показатель степени ν обычно принимает значения в интервале 0.2—0.4 [12, 23, 24]. Для события 29 сентября 1989 г. характерна достаточно сильная энергетическая зависимость величины Λ [4, 19], так что в дальнейших расчетах предположим, что $\nu = 0.4$.

Расчеты показывают, что при заданной функции инъекции частиц (37) и при значениях параметров $\lambda = 0.235$; $t_{in} = 20$ мин временной профиль интенсивности СКЛ достаточно хорошо согласуется с данными нейтронного монитора «Киев» (рис. 6), а вычисленная величина анизотропии СКЛ (рис. 7) близка к наблюдаемым значениям [4, 11]. Жесткость геомагнитного обреза R_c станции КЛ «Киев» составляет 3.5 ГВ. Средняя жесткость частиц, регистрируемая данным монитором, при относительно мягком спектре СКЛ отличается от R_c на величину порядка ГВ [15]. Предположим, что средняя энергия солнечных протонов, регистрируемая станцией КЛ «Киев», равна 4 ГэВ. Конечно, величина средней регистрируемой энергии

изменяется на протяжении протонного события вследствие изменения формы энергетического спектра СКЛ. Однако точное значение средней энергии для расчетов не имеет большого значения, так как для частиц этих энергий скорость близка к скорости света и слабо зависит от E_k , а энергетическая зависимость транспортного пробега достаточно плавная.

Таким образом, используя решение кинетического уравнения (6)—(11), (14), соответствующее длительной инжекции частиц, форму спектра генерации, совпадающую с формой «пикового спектра» СКЛ на орбите Земли [9, 10], значение максимальной интенсивности СКЛ с энергией $E_{k0} = 4$ ГэВ [9, 10], согласно (20) можно вычислить энергетический спектр СКЛ в заданный момент времени. Расчеты показывают, что при выбранной форме спектра испускания КЛ полученный «пиковый спектр» СКЛ не согласуется со спектром, наблюдаемым на орбите Земли [9, 10]. Так, в низкоэнергичной области ($E_k < E_{k0}$) вычисленные максимальные значения интенсивности КЛ оказываются больше наблюдаемых, в то время как для высоких энергий ($E_k > E_{k0}$) рассчитанные значения интенсивности меньше наблюдаемых. Следовательно, спектр испускаемых частиц должен быть более жестким относительно «пикового спектра» СКЛ, наблюдаемого на орбите Земли.

Для того чтобы улучшить согласие рассчитанных значений интенсивности СКЛ с наблюдаемыми величинами предположим, что спектр генерации описывается тем же соотношением (26), но с другими значениями параметров α , γ_0 . Если потребовать совпадения рассчитанных и наблюдаемых значений максимальной интенсивности СКЛ для кинетических энергий 20 МэВ, 1 ГэВ и 10 ГэВ, то получим $\gamma_0 = 4.444$ (этот показатель спектра соответствует энергии $E_{k0} = 4$ ГэВ), $\alpha = 0.575$. При таком выборе формы спектра испускаемых частиц вычисленные максимальные значения интенсивности протонов широкого энергетического диапазона достаточно хорошо согласуются с «пиковым спектром» СКЛ, наблюдавшимся 29 сентября 1989 г.

На рис. 8 приведены рассчитанные на основе решения кинетического уравнения энергетические зависимости интенсивности СКЛ в различные моменты времени после начала инжекции частиц (числа у кривых в минутах). Испускание частиц предполагалось длительным ($t_{in} = 20$ мин), величина безразмерного транспортного пробега для частиц с $E_k = 4$ ГэВ равна 0.235, а показатель степенной зависимости транспортного пробега от

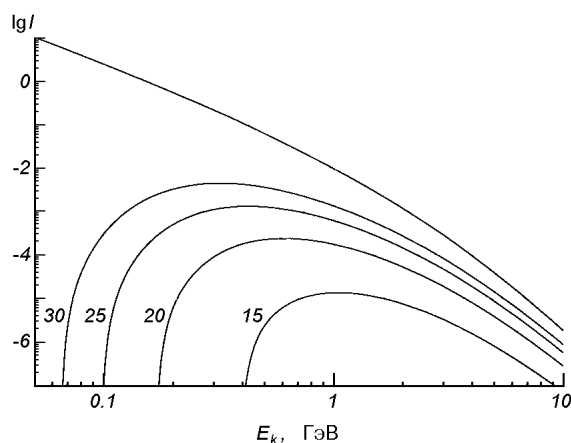


Рис. 8. Энергетические спектры СКЛ для события 29 сентября 1989 г. Верхняя кривая соответствует «пиковому спектру» СКЛ [9, 10]. Числа у кривых равны времени в минутах после начала инжекции КЛ; характерная длительность испускания частиц $t_{in} = 20$ мин

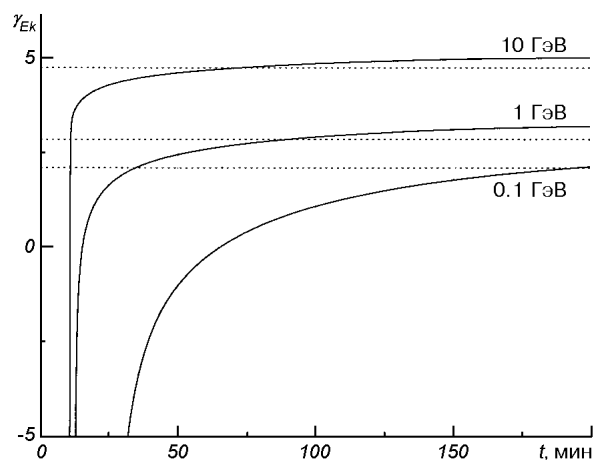


Рис. 9. Зависимость от времени показателя энергетического спектра СКЛ для события 29 сентября 1989 г. Характерное время инъекции $t_{in} = 20$ мин; точечные горизонтальные прямые соответствуют показателям спектра испущенных частиц

жесткости частицы $\nu = 0.4$. Видно, что максимум энергетического распределения частиц сдвигается со временем в область низких энергий. Низкоэнергичная граница спектра СКЛ, наличие которой характерно для начальной фазы солнечного протонного события, также движется со временем в направлении меньших значений E_k (рис. 8). Отметим, что наклон спектра частиц высокой энергии увеличивается в течение вспышки, следовательно, спектр СКЛ становится менее жестким.

Такой же характер эволюции энергетического распределения СКЛ следует из временной зависимости показателя спектра (27). Величина γ_{E_k} может быть вычислена согласно (36), если известен показатель спектра испускаемых частиц $\gamma_{E_k}^0$, причем концентрация КЛ может быть рассчитана на основе соотношений (6)–(11), (14).

На рис. 9 приведены зависимости от времени показателей энергетического спектра при различных значениях кинетической энергии частиц (числа у кривых). При расчетах использованы те же значения параметров, характеризующих спектр испускаемых частиц и интенсивность рассеяния КЛ в межпланетной среде, что и на рис. 8. Горизонтальные точечные прямые соответствуют значениям показателя спектра испускаемых частиц для кинетических энергий 0.1, 1 и 10 ГэВ соответственно. Видно, что показатель спектра монотонно увеличивается, что свидетельствует о смягчении со временем энергетического спектра СКЛ. Отметим, что величина γ_{E_k} в случае высокоэнергичных КЛ изменяется значительно за несколько минут после прихода первых частиц (кривая $E_k = 10$ ГэВ на рис. 9). Показатель спектра КЛ низких энергий изменяется существенно медленнее, так что при $E_k = 100$ МэВ величина γ_{E_k} остается отрицательной на протяжении получаса (рис. 9). При больших временах после начала инъекции СКЛ в межпланетную среду показатель спектра стремится к постоянному для данной энергии значению (29), которое определяется показателем спектра испускаемых частиц и зависимостью коэффициента диффузии КЛ от энергии частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение рассчитанных на основе кинетического уравнения временных профилей интенсивности и анизотропии СКЛ и наблюдаемых на нейтронных мониторах и космических аппаратах позволяет оценить характерную длительность инжекции КЛ в межпланетную среду и транспортный пробег частиц. Оказывается, что если для события 15 июня 1991 г. имеет место относительно кратковременное испускание энергичных частиц в межпланетное пространство, то вспышка 29 сентября 1989 г. характеризуется длительной инжекцией КЛ. Расчет на основе кинетического уравнения показывает, что форма «пикового спектра» СКЛ, регистрируемого на орбите Земли, отличается от формы спектра испускаемых частиц. Так, энергетический спектр СКЛ, ускоренных во время солнечной вспышки 29 сентября 1989 г., оказывается более жестким по сравнению со спектром, регистрируемым в момент максимума частиц данной энергии. Показатель спектра КЛ монотонно увеличивается во время солнечного протонного события, асимптотически приближаясь к постоянному для данной энергии значению.

Автор выражает глубокую благодарность А. В. Белову и Е. А. Ерошенко за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке гранта ИНТАС 0810.

1. Байсултанова Л. М., Белов А. В., Гущина Р. Т. и др. Предварительный анализ возрастания солнечных космических лучей 29 сентября 1989 г. по данным нейтронных мониторов. — М., 1990.—24 с.—(Препринт / ИЗМИРАН; № 24 (909)).
2. Байсултанова Л. М., Белов А. В., Гущина Р. Т. и др. Особенности наземного возрастания солнечных космических лучей 29 сентября 1989 г. по данным нейтронных мониторов // Изв. АН СССР. Сер. физическая.—1991.—55, № 10.—С. 1877—1880.
3. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи. — М.: Наука, 1968.—468 с.
4. Коломеец Е. В., Севостьянов В. Н., Чебакова Е. А., Селезнев К. Б. Исследование генерации и распространения высокоэнергичных солнечных космических лучей в событии 29.09.1989 г. по данным мировой сети нейтронных мониторов // Изв. АН СССР. Сер. физическая.—1991.—55, № 10.— С. 1897—1900.
5. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—302 с.
6. Федоров Ю. И. Распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве в приближении радиального регулярного магнитного поля. 1. Мгновенная инжекция частиц // Геомагнетизм и аэронавигация.—1999.—39, № 3.—С. 16—23.
7. Федоров Ю. И. Распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве в приближении радиального регулярного магнитного поля. 2. Длительная инжекция частиц // Геомагнетизм и аэронавигация.—1999.—39, № 4.—С. 11—17.
8. Akimov V. V., Ambroz P., Belov A. V., et al. Evidence for prolonged acceleration based on a detailed analysis of the long-duration solar gamma-ray flare of June 15, 1991 // Solar Phys.—1996.—166, N 1.—P. 107—134.
9. Belov A. V., Eroshenko E. A. Proton spectra of the four remarkable GLE in the 22-nd solar cycle // Radiation Measurements.—1996.—26, N 3.—P. 461—466.
10. Belov A. V., Eroshenko E. A. The energy spectra and other properties of the great proton events during 22-nd solar cycle // Adv. Space Res.—1996.—17, N 4/5.—P. 167—170.
11. Cramp J. L., Duldig M. L., Humble J. E. The GLE of 29 September 1989 // Proc. 23-rd Intern. Cosmic Ray Conf. — Calgary, 1993.—Vol. 3.—P. 47—50.
12. Droge W. The rigidity dependence of solar particle scattering mean free path // Astrophys. J.—2000.—537, N 2.—P. 1073—1079.
13. Earl J. A. The effect of adiabatic focussing upon charged-particle propagation in random magnetic fields // Astrophys. J.—1976.—205, N 3.—P. 900—919.
14. Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Stehlik M. Non-diffusive transport of cosmic rays in homogeneous regular magnetic fields // Astron. and Astrophys.—1995.—302, N 2.—P. 623—634.
15. Fedorov Yu. I., Stehlik M., Kudela K., Kassovicova J. Non-diffusive particle pulse transport. Application to an anisotropic solar GLE // Solar Phys.—2002.—208, N 2.—P. 325—334.

16. *Humble J. E., Duldig M. L., Smart D. F., Shea M. A.* The 29 September 1989 solar cosmic ray event as observed by Australian stations // Proc. 22-nd Intern. Cosmic Ray Conf. — Dublin, 1991.—Vol. 3.—P. 109—112.
17. *Kallenrode M.-B.* Particle propagation in the inner heliosphere // J. Geophys. Res.—1993.—98, N A11.—P. 19037—19047.
18. *Lumme M., Nieminen M., Torsti J. J., et al.* Interplanetary propagation of relativistic solar protons // Solar Phys.—1986.—107, N 1.—P. 183—194.
19. *Miroshnichenko L. I., De Koning C. A., Perez-Enriquez R.* Large solar event of September 29, 1989: ten years after // Space Sci. Rev.—2000.—91, N 3/4.—P. 615—715.
20. *Schulze B. M., Richter A. K., Wibberenz G.* Influence of finite injections and of interplanetary propagation on time-intensity and time-anisotropy profiles of solar cosmic rays // Solar Phys.—1977.—54, N 2.—P. 207—228.
21. *Smart D. F., Shea M. A., Gentile L. C.* The relativistic solar proton event of 15 June 1991 // Proc. 23-rd Intern. Cosmic Ray Conf. — Calgary, 1993.—Vol. 3.—P. 59—62.
22. *Smart D. F., Shea M. A., Wilson M. D., Gentile L. C.* Solar cosmic rays on 29 September 1989: an analysis using the world-wide network of cosmic ray stations // Proc. 22-nd Intern. Cosmic Ray Conf. — Dublin, 1991.—Vol. 3.—P. 97—100.
23. *Valdes-Galicia J. F., Wanner W., Kallenrode M.-B., Wibberenz G.* The propagation of solar energetic protons: comparative studies in two cases with markedly different scattering conditions // Astrophys. J.—1995.—439, N 1.—P. 482—493.
24. *Wanner W., Wibberenz G.* A study of the propagation of solar energetic protons in the inner heliosphere // J. Geophys. Res.—1993.—98, N A3.—P. 3513—3528.

Поступила в редакцию 13.03.03