

УДК 523.745+539.1633

## ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ ПО ЭФФЕКТАМ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

© 2013 г. **В. М. Дворников**, **М. В. Кравцова**, **В. Е. Сдобнов**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, г. Иркутск  
e-mail: rina@iszf.irk.ru; sdobnov@iszf.irk.ru*

Поступила в редакцию 15.08.2011 г.

После доработки 24.07.2012 г.

Предложена модель модуляции космических лучей (КЛ) за счет изменения их энергии в регулярных электромагнитных полях межпланетной среды различной природы. В рамках развиваемой концепции получено аналитическое выражение для жесткостного спектра КЛ, позволяющее описывать наблюдаемые вариации интенсивности протонов в интервале энергий от единиц МэВ до десятков ГэВ за каждый час наблюдений. Изложена методика определения параметров модельного спектра, отражающих электромагнитные характеристики межпланетной среды различной природы. По данным наземных и спутниковых измерений интенсивности КЛ исследованы вариации их жесткостного спектра, анизотропии и изменений планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания при различных проявлениях солнечной активности в гелиосфере. Дана интерпретация всему комплексу наблюдаемых явлений.

DOI: 10.7868/S001679401304007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для описания модуляционных эффектов космических лучей (КЛ) в гелиосфере принципиально возможны два подхода. Согласно первому из них модуляция КЛ обусловлена изменением плотности частиц за счет их “выноса” мелкомасштабными магнитными неоднородностями, “вмороженными” в плазму солнечного ветра (СВ), и диффузией вдоль спирального межпланетного магнитного поля (ММП) [Parker, 1963]. Амплитуда модуляции, в линейном приближении, пропорциональна скорости СВ, размеру области модуляции и обратно пропорциональна коэффициенту диффузии. Анизотропия в распределении частиц по направлениям прихода мала и, в основном, имеет токовую структуру [Крымский, 1969].

В соответствии со вторым подходом предполагается, что ММП в большей степени структурировано, чем турбулизовано. Определяющим фактором в модуляции КЛ является изменение их энергии при движении в регулярных электромагнитных полях гелиосферы. Изменение же энергии, в свою очередь, определяется величиной и природой электрических полей межпланетной среды и временем взаимодействия частиц с этими полями [Dvornikov and Sdobnov, 2002], которое, в значительной мере, определяется структурами ММП типа “магнитных ловушек”. Анизотропия КЛ может достигать значительной величины и, наряду с первой сферической гармоникой питч-углового распределения КЛ, может иметь и более

высокие гармоники [Dvornikov et al., 1983; Richardson et al., 2000].

Для решения вопроса об адекватности того или иного подхода в предлагаемой работе исследуются эффекты в КЛ при экстремальных событиях в гелиосфере (на примере события в октябре–ноябре 2003 г.), а также дается интерпретация особенности модуляции КЛ в период минимума 24-го солнечного цикла.

### 2. МОДУЛЯЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ РЕГУЛЯРНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Для описания модуляционных эффектов в рамках второго подхода использовалось кинетическое уравнение в дрейфовом приближении без учета эффектов “выноса” КЛ мелкомасштабными магнитными неоднородностями, “вмороженными” в плазму СВ, и диффузией частиц вдоль спирального ММП. Следует отметить, что данное приближение не исключает наличия рассеяния частиц на магнитных неоднородностях, но предполагает, что этот процесс не является марковским процессом. В этом случае возможна ситуация, когда при ненулевом среднеквадратичном отклонении частиц в угловых и пространственных координатах их средние отклонения будут близки к нулю. При таком характере рассеяния необходимо учитывать эффекты, накапливающиеся при многократном вращении частиц по ларморовской окружности, т.е. использовать дрей-

фовое приближение, пренебрегая эффектами конвекции и диффузии. В данном случае изменение интенсивности КЛ в гелиосфере происходит вследствие изменения энергии в регулярных электромагнитных полях межпланетной среды в соответствии с теоремой Лиувилля, которая в дрейфовом приближении имеет следующий вид [Сивухин, 1963]:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{r}} + \dot{p}_{\parallel} \frac{\partial F}{\partial p_{\parallel}} + \dot{p}_{\perp} \frac{\partial F}{\partial p_{\perp}} = 0, \quad (1)$$

где

$$\dot{\mathbf{r}} = v_{\parallel} \mathbf{h} + \frac{c}{B^2} \mathbf{E} \times \mathbf{B} + \frac{1}{2} \frac{cp_{\perp} v_{\perp}}{zeB} \left[ \mathbf{h}(\mathbf{h} \nabla \times \mathbf{h}) + \mathbf{h} \times \frac{\nabla B}{B} \right] + v_{\parallel} \frac{cp_{\parallel}}{zeB} \mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h}. \quad (2)$$

$$\dot{p}_{\parallel} = ze \mathbf{E} \mathbf{h} + \frac{1}{2} v_{\perp} p_{\perp} \nabla \mathbf{h} + \frac{cp_{\parallel}}{B} \mathbf{E} \mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h} - \frac{cp_{\parallel} p_{\perp} v_{\perp}}{2zeB} \left[ \frac{\nabla B}{B} \mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h} + \mathbf{h} \nabla \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h} \right]. \quad (3)$$

$$\dot{p}_{\perp} = -\frac{1}{2} v_{\perp} p_{\parallel} \nabla \mathbf{h} - \frac{cp_{\perp}}{2B} \left[ \mathbf{h} \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \mathbf{h} \times \frac{\nabla B}{B} - \mathbf{E} \mathbf{h} (\mathbf{h} \nabla \times \mathbf{h}) \right] + \frac{cp_{\parallel} p_{\perp} v_{\parallel}}{2zeB} \left[ \frac{\nabla B}{B} \mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h} + \mathbf{h} \nabla \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h} \right]. \quad (4)$$

$p_{\parallel}$ ,  $v_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$ ,  $v_{\perp}$  — составляющие импульса и скорости частиц, параллельные и перпендикулярные вектору магнитного поля;  $ze$  — их заряд;  $c$  — скорость света;  $\mathbf{h}$  — единичный вектор в направлении поля  $\mathbf{B}$ ;  $\mathbf{r}$  — пространственный вектор;  $t$  — время.

Отметим, что функция распределения  $F$  относится не к распределению самих частиц, а к распределению их ведущих центров.

При стационарном и пространственно-однородном СВ радиальная и азимутальная компоненты ММП имеют вид [Parker, 1963]:

$$B_r(r) = B_r(r_0) \left( \frac{r_0}{r} \right)^2; \quad B_{\varphi}(r, \lambda) = B_r(r) \frac{\Omega r}{u} \sin \lambda, \quad (5)$$

где  $B_r(r_0)$  — значение радиальной составляющей поля при  $r = r_0$ ;  $u$  — скорость СВ,  $\Omega$  — угловая скорость вращения Солнца, а индуцированное электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (6)$$

С учетом системы (2)–(4) и (5), (6) из выражения (1) получим уравнение (в переменных  $\mathbf{r}$ ,  $p$ ,  $\mu$ ), описывающее влияние регулярных полей СВ на

функцию распределения КЛ в межпланетном пространстве  $F(\mathbf{r}, p, \mu)$ ,

$$\left[ v_{\parallel} \mu \cos \Psi + u \sin^2 \Psi + \frac{\Omega v R}{u B} \cos \lambda \cos \Psi \sin^2 \Psi (\mu^2 - 1) \right] \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{2} \frac{v R}{B_0 r_0^2} \sin \Psi \cos \Psi (1 + \cos^2 \Psi) (1 + \mu^2) \frac{\partial F}{\partial \lambda} + \frac{1}{2} \frac{v}{r} \cos \Psi (1 + \cos^2 \Psi) (1 - \mu^2) \frac{\partial F}{\partial \mu} - \frac{1}{2} \frac{u}{r} (1 - \cos^4 \Psi) (1 + \mu^2) p \frac{\partial F}{\partial p} = 0, \quad (7)$$

где  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  — питч-угол частицы в ММП;  $\Psi = \arctg \left( \frac{\Omega r \sin \lambda}{u} \right)$  — угол между радиусом и силовой линией ММП.

При изменении структуры поля соответственным образом изменятся и выражения перед частными производными в данном уравнении и, следовательно, изменится вид функции распределения частиц. Таким образом, в предлагаемом подходе к проблеме модуляции КЛ вариации функции распределения частиц отражают изменения в структуре электромагнитных полей межпланетной среды.

При движении в электромагнитном поле (5), (6) заряженные частицы космического излучения, наряду с движением вдоль поля и дрейфом под действием силы  $ze\mathbf{E}$ , будут дрейфовать в направлении, обратном направлению электрического поля, и, в результате этого, терять часть своей кинетической энергии. Дрейф в указанном направлении обусловлен двумя причинами: во-первых, кривизной силовых линий (центробежный дрейф) и, во-вторых, наличием нормальной, по отношению к силовой линии, компоненты градиента поля (магнитный или градиентный дрейф).

Изменение жесткости частицы  $R$  за счет данного процесса описывается уравнением [Дворников и Матюхин, 1976]

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{u}{r} R (1 - \cos^4 \Psi) (1 + \mu^2). \quad (8)$$

Для решения уравнения (7) произведем замену переменных в уравнении (8).

В связи с тем, что изменение энергии происходит вследствие центробежного и градиентного дрейфа по координате  $\lambda$  антипараллельно индуцированному электрическому полю, в уравнении (8) можно перейти от переменной  $t$  к переменной  $\lambda$ .

$$\frac{dR}{d\lambda} \dot{\lambda} = -\frac{1}{2} \frac{R u}{r} (1 - \cos^4 \Psi) (1 + \mu^2). \quad (9)$$

$$\dot{\lambda} = \frac{1}{2} \frac{v R}{B_0 r_0^2} \sin \Psi \cos \Psi (1 + \cos^2 \Psi) (1 + \mu^2). \quad (10)$$

С учетом (10) уравнение (9) примет вид

$$\frac{pdp}{\sqrt{c^2 p^2 + \varepsilon_0^2}} = -\frac{ze\Omega B_0 r_0^2}{c} \sin \lambda d\lambda, \quad (11)$$

Проинтегрировав (11) по  $\lambda$ , получим

$$\Delta\varepsilon = \frac{ze\Omega B_0 r_0^2}{c} (1 - \cos \lambda_E) = zeU, \quad (12)$$

где  $\frac{ze\Omega B_0 r_0^2}{c} (1 - \cos \lambda_E)$  – потенциал электрического поля (6) на гелиошироте  $\lambda_E$ .

Выражение (12) показывает, насколько изменится энергия частицы, если она продрейфует от полюса до плоскости гелиоэкватора (в том случае, если ММП положительно в северном полушарии гелиосферы).

Из уравнения (12) следует, что потери энергии частиц при потенциальном электрическом поле не зависят от жесткости частиц и при характерной напряженности ММП (~5 нТл) составляют ~200 МэВ.

В том случае, когда ММП имеет структуру, отличную от спиральной (например, при наличии петлеобразных структур или “магнитных облаков”, т.е. “магнитных ловушек”) значения  $\Delta\varepsilon$  будут зависеть от напряженности магнитных полей данных структур и скорости СВ и почти на порядок превосходить значение 200 МэВ [Dvornikov and Sdobnov, 2002].

Если жесткостной спектр КЛ в Галактике описывается степенной функцией от жесткости частиц  $R$ , то в соответствии с предлагаемой концепцией согласно теореме Лиувилля жесткостной спектр в гелиосфере будет иметь следующий вид:

$$J(R) = A \left[ \frac{(\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2)}{(\varepsilon + \Delta\varepsilon)^2 - \varepsilon_0^2} \right]^{3/2} \times \frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon}{\varepsilon} \left[ \frac{\sqrt{(\varepsilon + \Delta\varepsilon)^2 - \varepsilon_0^2}}{\sqrt{(T_0 + \varepsilon_0)^2 - \varepsilon_0^2}} \right]^{-\gamma+1}, \quad (13)$$

где  $\varepsilon$  – полная энергия частиц с жесткостью  $R$ ;  $\Delta\varepsilon$  – ее изменения в электромагнитных полях гелиосферы;  $\varepsilon_0$  – энергия покоя;  $T_0$  – кинетическая энергия, при которой интенсивность КЛ соответствующей жесткости равна  $A$ ;  $\gamma$  – спектральный индекс галактического спектра КЛ.

Легко проверить подстановкой выражения для жесткостного дифференциального спектра (13), с учетом полученного выражения  $\Delta\varepsilon$  (12), в уравнение (7), что полученное выражение удовлетворяет кинетическому уравнению в дрейфовом приближении, т.е. теореме Лиувилля. На рисунке 1 представлены расчетные спектры КЛ при различных значениях  $\Delta\varepsilon$ , соответствующих наблюдаемым

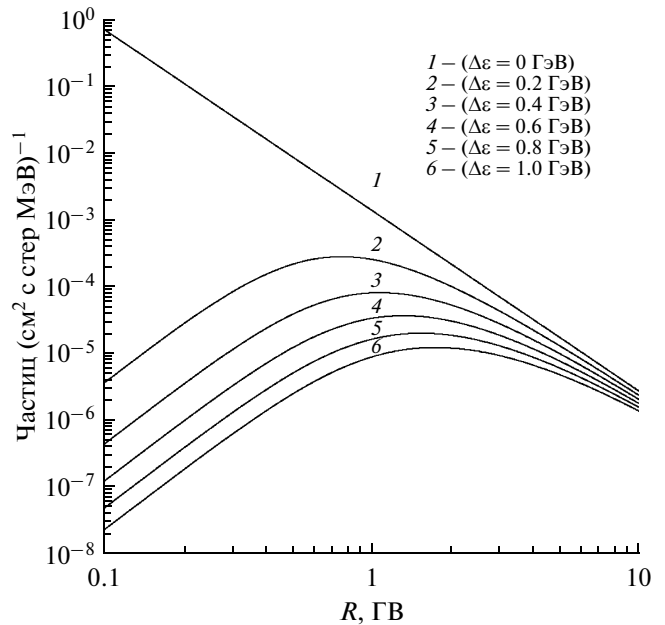


Рис. 1. Расчетные спектры КЛ при различных значениях  $\Delta\varepsilon$ , соответствующих наблюдаемым значениям модуля ММП и скорости СВ, с использованием выражения (13).

значениям модуля ММП и скорости СВ, с использованием выражения (13).

Данное выражение справедливо при сделанных предположениях о характере рассеяния частиц на магнитных неоднородностях и при отсутствии СКЛ в рассматриваемом диапазоне энергий, которые основывались на результатах работ [Дворников и др., 1988; Dvornikov and Sdobnov, 1997, 2002]. В этих работах обращалось внимание на аномальное поведение анизотропии КЛ при Форбуш-эффектах и солнечных протонных событиях (СПС), а также на одновременность прихода на Землю солнечных космических лучей (СКЛ) в широком диапазоне энергий (от единиц МэВ до десятков ГэВ), скорости которых разнятся почти на порядок. Кроме того, основываясь на данных результатах, было сделано предположение о том, что наряду с индуцированным электрическим полем, в гелиосфере могут генерироваться поляризационные и вихревые электрические поля. Генерация поляризационных электрических полей может происходить при распространении в неоднородных магнитных полях пучков ускоренных на Солнце частиц из-за того, что протоны и электроны дрейфуют в противоположные стороны. В результате этого происходит разделение зарядов и, при пространственной неоднородности плотности ускоренных частиц, возникает разность потенциалов между границами пучка вдоль траекторий магнитного дрейфа, что приводит к генерации возрастающего во времени поляризационного электрического поля и, как следствие

этого, поляризационного дрейфа фоновых частиц плазмы СВ, солнечной короны и ГКЛ вдоль данного поля, т.е. к ускорению частиц солнечной короны и межпланетной среды, ларморовский радиус которых меньше поперечного размера данного пучка. Из-за возникновения деполаризационных продольных токов формируется токовая система и генерируется магнитное поле, а, следовательно, и вихревое электрическое поле, ускоряющее частицы за счет бетатронного механизма и т.д. Указания на возникновение таких полей были получены в лабораторных экспериментах Л. Линдберга при изучении движения пучка ускоренной бесстолкновительной плазмы в искривленном магнитном поле [Alfvén, 1981 и ссылки там]. В частности, в данной работе показано, что в определенном диапазоне параметров пучка, когда плазма попадает в область искривленного поля, происходит разделение зарядов вследствие дрейфа электронов и протонов в противоположные стороны, и возникает поляризационное электрическое поле, ортогональное магнитному полю, деполаризующие продольные токи и продольные электрические поля. Под действием этих полей происходит аномальное отклонение пучка, пучок из цилиндрического превращается в плоский, а деполаризующие токи искажают первоначальное магнитное поле.

Таким образом, через данные поля происходит обмен энергией между ускоренными частицами и фоновыми частицами плазмы солнечной короны, СВ и ГКЛ, формированием, за счет этого, токовых структур гелиосферы и генерации структур ММП, т.е. процесс ускорения и распространения частиц в гелиосфере является самосогласованным с электромагнитными полями, что, в частности, обуславливает трансформацию жесткостного спектра ГКЛ.

Выражение, описывающее изменения энергии частиц с учетом рассмотренных механизмов, может быть получено в рамках дрейфового приближения интегрированием следующего уравнения [Морозов и Соловьев, 1963]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \mathbf{E} \left\{ \frac{mcv_{\perp}^2}{2B^3} \mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B} - \frac{mc}{B^2} \left[ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V}, \mathbf{B} \right] \right\} + \frac{mcv_{\perp}^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (14)$$

Здесь  $\varepsilon = \frac{m}{2}(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 + v_E^2)$ ;  $\mathbf{V} = v_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \mathbf{v}_E$ ;  $m$  – масса частицы;  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  – продольная и поперечная относительно вектора межпланетного магнитного поля (ММП)  $\mathbf{B}$  составляющие скорости;  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля,  $\mathbf{v}_E = \frac{c}{B^2} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ;  $c$  – скорость света.

Для наглядности уравнение (14) используется в упрощенном виде и описывает изменения энергии низкоэнергичных  $\left(\frac{v}{c} \ll 1\right)$  частиц с большими питч-углами ( $v_{\parallel}$  – малая величина). В отличие от обычной дрейфовой теории, область применения которой существенно ограничена требованием  $E \ll v/cB$ , в рассматриваемом случае ( $E \approx v/cB$ ), а скорость электрического дрейфа может быть сравнима со скоростью частиц.

Первый член в уравнении (14) описывает изменение энергии за счет магнитного дрейфа частиц вдоль или против (в зависимости от градиента модуля ММП) электрического поля. Второй член описывает ускорение частиц за счет дрейфа под действием силы инерции  $-m \left[ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} \right]$  вдоль электрического поля при его возрастании во времени, а третий – вследствие переменности во времени магнитных полей.

В том случае, когда электромагнитные поля гелиосферы не являются стационарными, следует учитывать изменения энергии частиц, описываемые вторым и четвертым членами уравнения (14). Соответствующие изменения энергии определяются выражениями:

$$\Delta \varepsilon_{p\ell} = \varepsilon \left( 1 - e^{-\alpha/2} \right), \quad (15)$$

где  $\alpha = \frac{E_{p\ell}^2}{B^2}$ ,  $E_{p\ell}$  – поляризационное электрическое поле, линейно зависимое от времени, и

$$\Delta \varepsilon_{rot} = \varepsilon - \sqrt{\beta(\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2) + \varepsilon_0^2}, \quad (16)$$

где  $\beta = \frac{\langle B \rangle}{B}$ ,  $\langle B \rangle$  – напряженность фонового, а  $B$  – переменного магнитного поля. Как следует из выражения (15), изменения энергии за счет поляризационных электрических полей пропорциональны полной энергии, что может объяснить преимущественное ускорение тяжелых ядер и ускорение низкоэнергичных частиц. Рассчитать значения  $\Delta \varepsilon(R)$ , с использованием уравнения (14), при различных параметрах пучков ускоренных на Солнце частиц в процессе их распространения до Земли не представляется возможным вследствие того, что при этом необходимо было бы решать нестационарную, самосогласованную, пятимерную задачу. В связи с этим в данной работе предпринята попытка определить зависимость  $\Delta \varepsilon(R)$  эмпирическим путем и аппроксимировать ее с использованием выражений (12), (15) и (16).

### 3. ДАННЫЕ И МЕТОД

Для анализа использовались данные наблюдений интенсивности протонов, полученные на спутнике GOES-11 в энергетических диапазонах 4–9; 9–15; 15–40; 40–80; 80–165 и 165–500 МэВ [http://spidr.ngdc.gov/spidr/index.html].

Данные о вариациях интенсивности КЛ более высоких энергий получены методом спектрографической глобальной съемки (СГС) [Dvornikov and Sdobnov, 1997, 2002] по наземным измерениям на мировой сети нейтронных мониторов. Амплитуды модуляции отсчитывались от спокойного уровня 12 октября 2003 г. для 2003 г. и апреля 2008 г. для октября 2009 г.

Метод СГС позволяет получать информацию о вариациях углового и энергетического распределения первичных КЛ за пределами магнитосферы Земли, а также об изменениях планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания (ЖГО) за каждый час наблюдений.

Для определения зависимости  $\Delta\varepsilon$  от  $R$  решалось уравнение (13) путем подстановки наблюдаемых значений интенсивности частиц в левую часть уравнения для каждого из используемых интервалов энергий с целью определения неизвестной величины  $\Delta\varepsilon$ , соответствующей данному энергетическому интервалу. В результате была определена зависимость  $\Delta\varepsilon$  от жесткости частиц, соответствующей среднему значению энергии в используемых интервалах энергии, т.е.  $\Delta\varepsilon(R)$ .

На рисунке 2 (треугольниками) представлены результаты решений уравнения (13) для различных моментов наблюдений при экстремальных событиях в гелиосфере в октябре–ноябре 2003 г.

Величина  $\Delta\varepsilon(R)$  показывает, насколько изменяется энергия частицы с жесткостью  $R$  на ее траектории при движении из Галактики до точки наблюдения в гелиосфере. Основной особенностью представленных результатов является то, что потери энергии частиц релятивистских энергий ( $R > 2$  ГВ) значительно больше, чем у частиц меньших энергий. В отдельные моменты максимальные потери энергии ( $\Delta\varepsilon(R) \sim 1.6$  ГэВ) наблюдаются у частиц с жесткостью в единицы ГВ. В области малых энергий эффекты ускорения ( $\Delta\varepsilon(R) < 0$ ) доминируют над эффектами потерь энергии частиц.

Для аппроксимации полученной зависимости  $\Delta\varepsilon(R)$  использовалось выражение

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon(R) = & \Delta\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon_1 [1 - f(R, b + R_0)] + \\ & + \Delta\varepsilon_2 z [1 - f(R, b + R_0)] f(R, R_0) + \\ & + \left[ \varepsilon (1 - e^{-\alpha/2}) + \varepsilon - \sqrt{\beta(\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2) + \varepsilon_0^2} \right] f(R, R_0), \end{aligned} \quad (17)$$

где константа  $\Delta\varepsilon_0$  характеризует остаточную модуляцию низкоэнергичных частиц; параметр  $R_0$  – жесткость частиц, ларморовский радиус которых меньше поперечных размеров структурных обра-

зований в гелиосфере с нестационарными электромагнитными полями;  $z$  – нормировочный множитель, введенный для того, чтобы следующее за ним произведение двух функций изменялось в интервале от 0 до 1. Квазиступенчатая

функция  $f(R, R_0) = \left[ \exp\left(\frac{R - R_0}{aR_0}\right) + 1 \right]^{-1}$ , стремящаяся к 1 при  $R < R_0$  и к 0 при  $R > R_0$ , и аналогичная функция  $f(R, b + R_0)$ , стремящаяся к 1 при  $R < b + R_0$  и к 0 при  $R > b + R_0$ , были введены для “сшивания” участков спектра, обусловленных указанными механизмами;  $\Delta\varepsilon_1$  – параметр, характеризующий изменения энергии высокоэнергичных частиц ( $R > b + R_0$ );  $\Delta\varepsilon_2$  – параметр, характеризующий изменения энергии частиц при  $R < b + R_0$  в моменты попадания Земли в “магнитное облако” или в петлеобразную структуру ММП. Константы  $\Delta\varepsilon_0 = 0.1$  ГэВ,  $a = 0.3$ ,  $b = 5$  ГВ были подобраны эмпирически при анализе вариаций интенсивности КЛ на длительных временных интервалах.

Таким образом, определение параметров модельного дифференциального жесткостного спектра КЛ  $R_0$ ,  $\Delta\varepsilon_1$ ,  $\Delta\varepsilon_2$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  по данным его измерений в широком диапазоне энергий за каждый час наблюдений, позволяет осуществить мониторинг электромагнитных характеристик межпланетной среды и их динамики. Наряду с этой информацией при обработке данных наземных наблюдений на мировой сети станций методом СГС, возможно получение информации об анизотропии КЛ и об изменениях планетарной системы ЖГО.

С использованием изложенной методики были исследованы вариации интенсивности КЛ и изменений планетарной системы ЖГО с 2003 по 2005 гг., для иллюстрации возможностей которой приведены результаты анализа экстремального события в октябре–ноябре 2003 г.

### 4. АНАЛИЗ СОБЫТИЙ В ОКТЯБРЕ–НОЯБРЕ 2003 г.

События в октябре–ноябре 2003 г. характеризуются серией солнечных протонных событий, Форбуш-эффектов и интенсивными геомагнитными бурями. На рисунке 3 представлены результаты анализа событий в октябре–ноябре 2003 г. На двух верхних панелях сплошными кривыми представлены временные профили интенсивности частиц с  $R = 0.108$  и 5 ГВ, рассчитанные с использованием найденных параметров спектра по формуле (1), а треугольниками – данные наблюдений. На следующих двух панелях представлены амплитуды первой  $A_1$  и второй  $A_2$  гармоник углового распределения КЛ с жесткостью  $R = 4$  ГВ. Следует отметить, что возрастание амплитуды второй гармоники свидетельствует о том, что

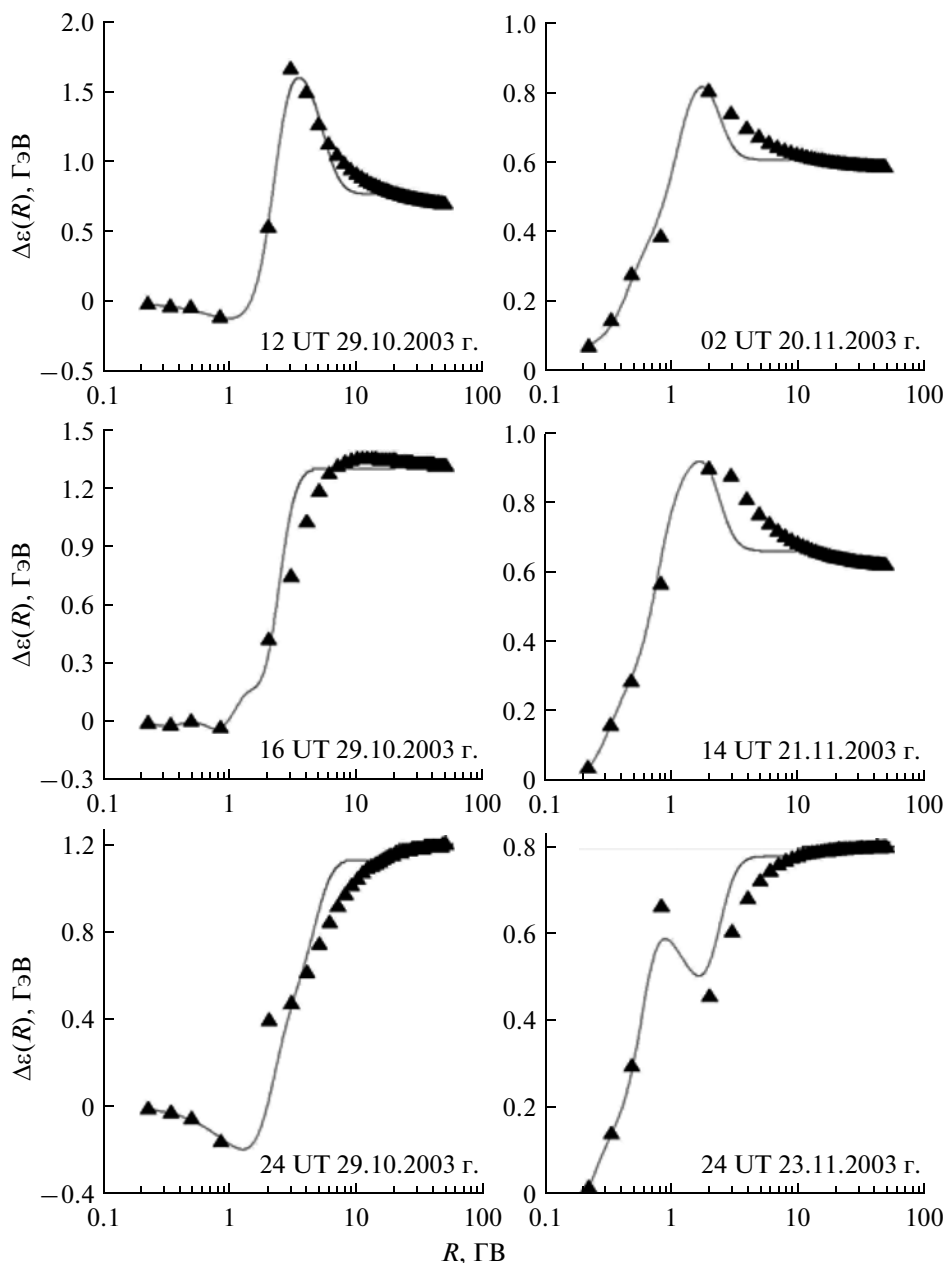


Рис. 2. Результаты решений уравнения (13) (треугольники) для различных моментов наблюдений при экстремальных событиях в гелиосфере в октябре–ноябре 2003 г.

Земля, в этот момент, находится внутри петлеобразной структуры ММП [Richardson et al., 2000].

На следующих четырех панелях представлены значения параметров жесткостного спектра  $\Delta\varepsilon_1$  (тонкая линия),  $\Delta\varepsilon_2$  (толстая линия),  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $R_0$ , определенные за исследуемый период.

Далее на пяти панелях представлены значения модуля ММП, углов, характеризующих ориентацию вектора ММП в геоцентрической эклиптической системе координат, скорость и температуру плазмы СВ соответственно. На нижней панели представлены значения  $Dst$ -индекса (тонкая ли-

ния) и значения вариаций жесткостей геомагнитного обреза при  $R_c = 4$  ГВ (толстая линия), полученные при анализе методом СГС.

На рисунке 4 представлены жесткостные спектры относительных изменений интенсивности КЛ в отдельные моменты времени исследуемого периода. Сплошными кривыми приведены результаты расчетов модельного спектра с использованием найденных значений его параметров за каждый час наблюдений, а точками – данные наблюдений.

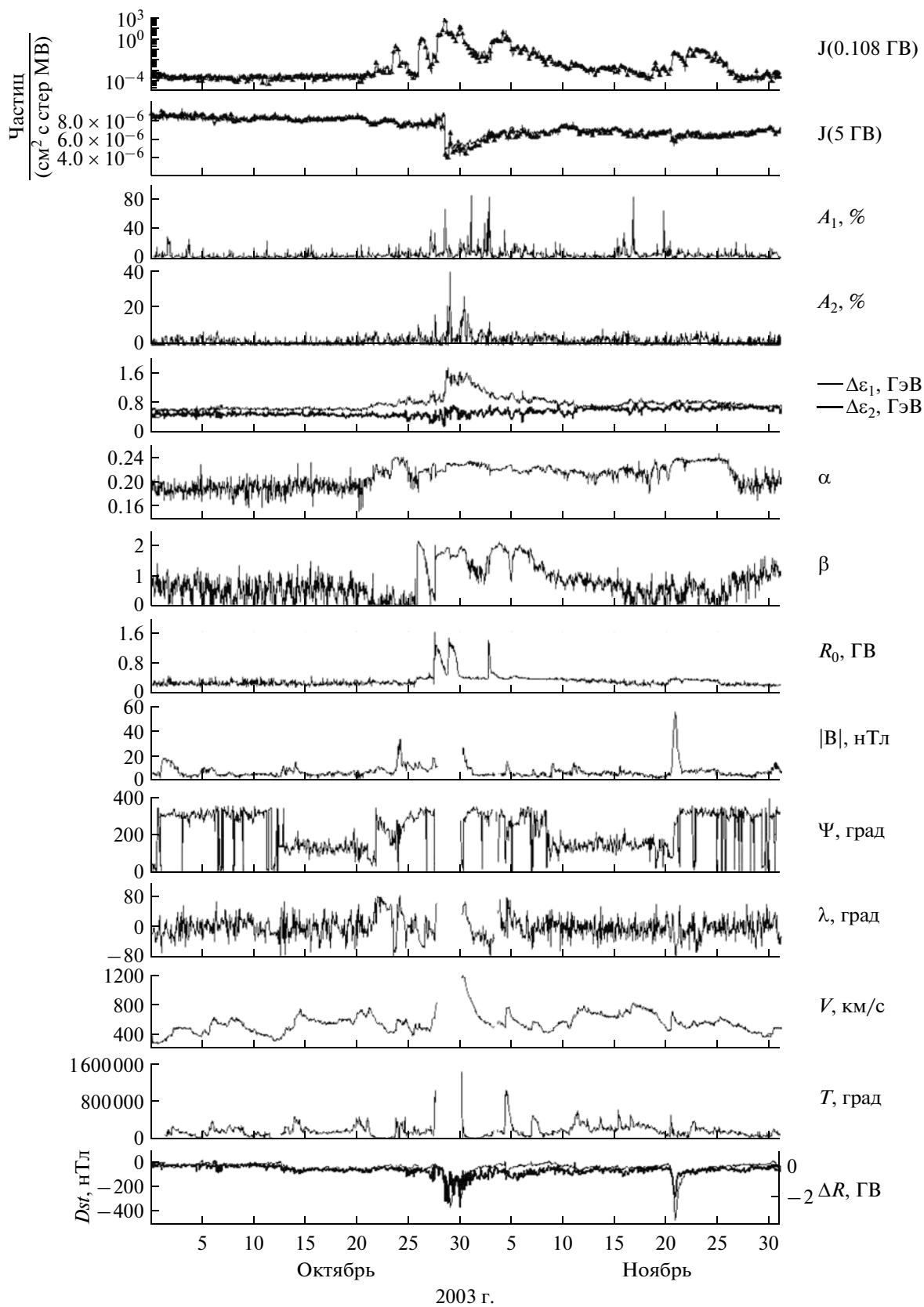
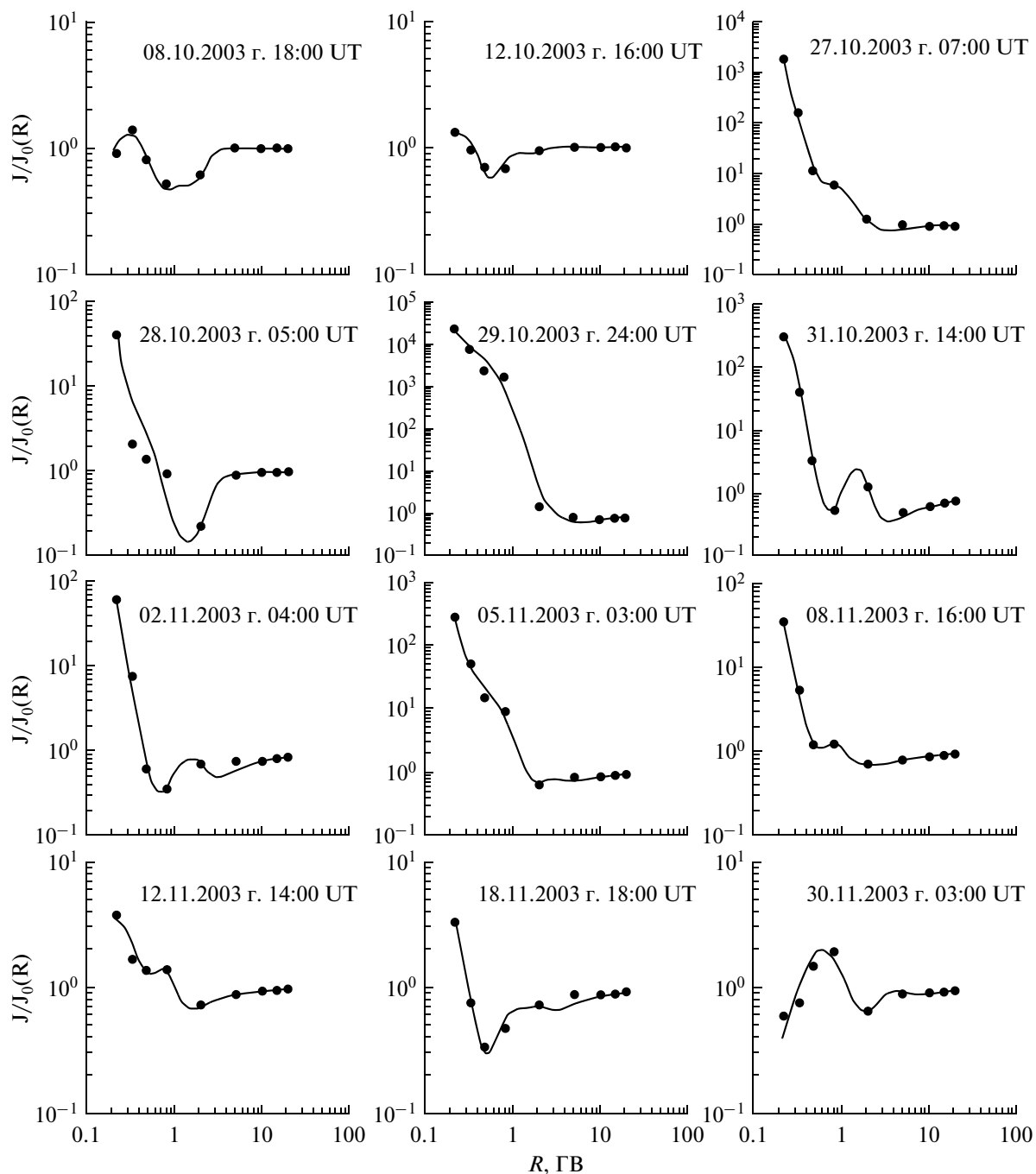


Рис. 3. Временные профили интенсивности частиц с  $R = 0.108$  и 5 ГВ, рассчитанные с использованием найденных по формуле (1) параметров спектра (сплошные кривые на двух верхних панелях); треугольники – данные наблюдений.



**Рис. 4.** Жесткостные спектры относительных изменений интенсивности КЛ в отдельные моменты времени исследуемого периода. Сплошными линиями приведены результаты расчетов модельного спектра с использованием найденных значений его параметров за каждый час наблюдений, а точками — данные наблюдений.

Как следует из рис. 3 (верхняя панель), исследуемый вид спектра удовлетворительно описывает временные профили интенсивности КЛ и их жесткостные спектры (см. рис. 4) в энергетическом диапазоне от единиц МэВ до десятков ГэВ.

Судя по поведению параметра  $R_0$ , который изменяется в пределах от  $\sim 0.2$  до  $\sim 1.6$  ГВ, размер областей с нестационарными электромагнитными по-

лями на орбите Земли составляет  $\sim 10^{10} \sim 10^{11}$  см. Данный размер на один–два порядка меньше размеров областей, в которых происходит модуляция КЛ при спорадических явлениях. В связи с этим можно предположить, что нестационарные процессы происходят в волокнистых структурах ММП [Bartley et al., 1966]. Напряженность магнитного поля в этих структурах (см. поведение



параметра  $\beta$ ) за счет временных вариаций может уменьшаться более чем на порядок, а увеличиваться примерно в 2 раза. Значения параметра  $\alpha$  варьируют в пределах от  $\sim 0.15$  до  $\sim 0.25$ . На основе полученных результатов предложен следующий сценарий ускорения КЛ в солнечной короне и гелиосфере. Предполагается, что магнитные поля над активными областями на Солнце имеют волокнистую структуру. Если магнитные поля волокнистых структур возрастают во времени, то возникает дрейф частиц (с ларморовским радиусом, меньшим поперечных размеров этих структур) внутрь волокон и их ускорение за счет бетатронного механизма. Вследствие возрастания токов, формирующих данные структуры, возрастает электродинамическая сила со стороны собственного магнитного поля данных токов, стремящаяся растянуть токовый контур. Эта сила обычно уравнивается электродинамическими силами соседних токовых контуров, газовым давлением и гравитационными силами. Однако если ток превосходит определенное критическое значение, баланс сил может нарушиться, и произойдет слияние двух соседних токовых контуров или разрыв токовой цепи, сопровождающийся взрывным процессом с высыпанием ускоренных частиц. В результате этого произойдет укрупнение поперечных размеров волокнистых структур (возрастание параметра  $R_0$  жесткостного спектра КЛ) за счет исчезновения мелкомасштабных волокон (уменьшение параметра  $\beta$ ). Распространяясь в неоднородных полях солнечной короны и гелиосферы, высыпаящиеся пучки ускоренных частиц поляризуются, что приводит к ускорению частиц солнечной короны и межпланетной среды, ларморовский радиус которых меньше поперечного размера данного пучка (возрастание параметра  $\alpha$ ). Из-за возникновения деполаризационных продольных токов формируется токовая система и генерируется магнитное поле, а следовательно, и вихревое электрическое поле, ускоряющее частицы за счет бетатронного механизма (возрастание параметра  $\beta$ ), а также возрастание напряженности поля крупномасштабных структур, мелкомасштабными элементами которого являются волокна, (возрастание параметров  $\Delta\varepsilon_1$  и  $\Delta\varepsilon_2$ ).

Информация о процессах слияния волокон отражается в вариациях параметров жесткостного спектра КЛ  $R_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  и в возрастании параметра  $\Delta\varepsilon_1$  значительно раньше, чем сформируются и достигнут Земли крупномасштабные структуры ММП. Поэтому данный факт может быть использован для диагностики и прогноза формирования подобных структур в ММП.

Как следует из сопоставления графиков  $\Delta\varepsilon_1$ ,  $\Delta\varepsilon_2$  с графиком модуля ММП  $|B|$  (см. рис. 3) в период экстремальных событий в октябре–ноябре

2003 г. следует заключить, что 29 октября Земля попала в область с усиленной напряженностью ММП, что послужило причиной гигантского Форбуш-эффекта. Об этом свидетельствуют и повышенные значения амплитуд двунаправленной анизотропии  $A_2$ , являющиеся признаком прохождения КВМ с соответствующей петлеобразной структурой ММП [Richardson et al., 2000].

В событии же 20 ноября, при котором в межпланетном пространстве наблюдалось возрастание модуля ММП почти до 60 нТл, эти параметры практически не отреагировали на такое повышение. В рамках используемой концепции данное явление может иметь место по двум причинам. Во-первых, эффекты потери энергии высокоэнергичных частиц, а следовательно, и понижение их интенсивности будут наблюдаться только в том случае, когда частицы, перед тем как они попадут на Землю, пересекут (за счет магнитного дрейфа) область с повышенной напряженностью магнитного поля. Таким образом, если, например, Земля попадет в область южной границы магнитной структуры с повышенной напряженностью поля, а скорость дрейфа направлена с юга на север, то эффект в КЛ высоких энергий наблюдаться не будет. Во-вторых, не будет наблюдаться эффект понижения и в том случае, если не сформируется петлеобразная структура ММП, являющаяся магнитной ловушкой. В этом случае эффект повышения амплитуды второй гармоники будет отсутствовать [Cane et al., 2001], что и наблюдается в данном событии.

## 5. МОДУЛЯЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОД МИНИМУМА 24-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Минимум между циклами солнечной активности 23 и 24 был необычно продолжительным и глубоким [[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/SUNSPOT\\_NUMBERS/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/)]. Этот период, названный в работе [Базилевская и др., 2011] минимумом цикла 24, характеризуется минимальным за последние несколько солнечных циклов сглаженным числом солнечных пятен  $R_z$ . В работе [Базилевская и др., 2011] отмечается, что магнитное поле солнечных пятен систематически уменьшается с 1992 г. независимо от фазы цикла [Livingston, 2009]. Магнитное поле Солнца как звезды тоже уменьшилось. В мае 2009 г. оно составляло 3.6 мкТл, тогда как в предшествующие минимумы активности было  $\sim 6-7$  мкТл [[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/SUN\\_AS\\_A\\_STAR/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUN_AS_A_STAR/)]. Так как магнитные поля на Солнце являются источником гелиосферного магнитного поля, то оно тоже ослабло и на орбите Земли в 2009 г. неоднократно опускалась ниже 4 нТл. Это на  $\sim 1$  нТл ниже, чем в предшествовавшие минимумы активности [<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>]. В соответствии с этим, наблюдаемые потоки ГКЛ

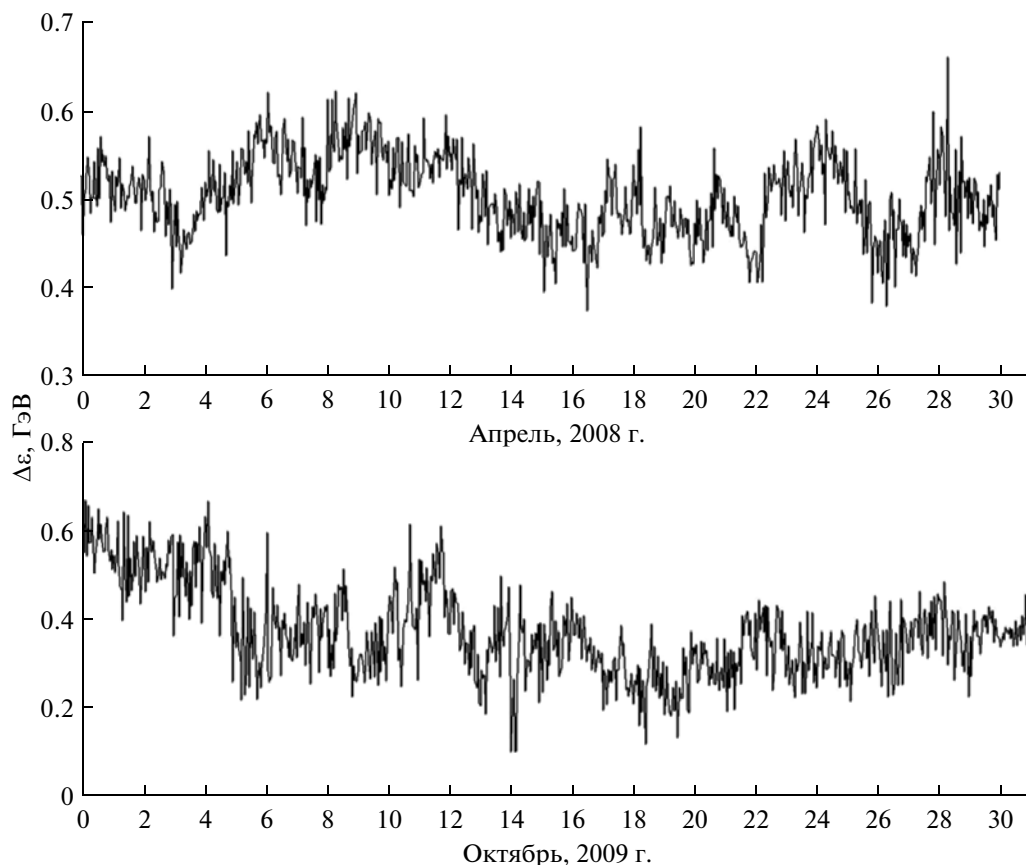


Рис. 5. Изменения энергии КЛ в электромагнитных полях гелиосферы в апреле 2008 г. и в октябре 2009 г.

достигли самого высокого уровня за весь период, в течение которого проводились регулярные измерения космического излучения [Свиржевская и др., 2010]. Так например, по данным наблюдений на ст. Иркутск (435 м над уровнем моря) интенсивность нейтронной компоненты КЛ в октябре 2009 г. повысилась на  $> \sim 2\%$  по сравнению с апрелем 2008 г. По-видимому, природа данного явления аналогична природе эффекта, описанного в работе [Базилевская и др., 2011].

Для определения зависимости  $\Delta\varepsilon$  от  $R$  методом минимизации функционала

$$S = \sum_k \left\{ J(R_k) - A \left[ \frac{(\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2)}{(\varepsilon + \Delta\varepsilon)^2 - \varepsilon_0^2} \right]^{3/2} \times \frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon}{\varepsilon} \left[ \frac{\sqrt{(\varepsilon + \Delta\varepsilon)^2 - \varepsilon_0^2}}{\sqrt{(T_0 + \varepsilon_0)^2 - \varepsilon_0^2}} \right]^{-\gamma+1} \right\}^2$$

решалось уравнение (13) путем подстановки наблюдаемых значений интенсивности частиц в левую часть уравнения для каждого из используемых интервалов энергий с целью определения неизвестной величины  $\Delta\varepsilon$ , соответствующей данному энер-

гетическому интервалу. В результате была определена зависимость  $\Delta\varepsilon$  от жесткости частиц, соответствующей среднему значению энергии в используемых интервалах энергии, т.е.  $\Delta\varepsilon(R)$ , и жесткостной спектр протонов на орбите Земли в апреле 2008 г. и октябре 2009 г. На рисунке 5 представлены часовые значения изменения энергии КЛ в электромагнитных полях гелиосферы в апреле 2008 г. и в октябре 2009 г.

Изменения энергии КЛ в электромагнитных полях гелиосферы в апреле 2008 г. в среднем составили  $\sim 0.50$  ГВ, а в октябре 2009 г. —  $\sim 0.37$  ГВ. Эти величины близки значениям “модуляционного параметра” для периодов минимума солнечной активности, полученным в работе [Usoskin et al., 2005] на основе модели “силового поля” (force field model) [Glesson and Axford, 1968]. Результаты расчетов жесткостного спектра протонов показаны на рис. 6, где штриховая кривая — жесткостной спектр протонов в апреле 2008 г., сплошная — в октябре 2009 г., треугольники и кружки — данные наблюдений для октября 2009 г. и апреля 2008 г. соответственно.

Видно, что результаты расчетов хорошо соответствуют данным наблюдений, полученным по мировой сети станций КЛ, а изменения энергии

КЛ в электромагнитных полях гелиосферы в апреле 2008 г. и октябре 2009 г. не противоречат значениям “модуляционного параметра” для периодов минимума солнечной активности, полученным в работе на основе модели “силового поля”.

Из вышеизложенного можно сделать вывод о том, что определяющим фактором увеличения потоков ГКЛ на орбите Земли в октябре 2009 г. по сравнению с апрелем 2008 г. является уменьшение потерь энергии при движении частиц в регулярных электромагнитных полях гелиосферы.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена модель модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями СВ. В отличие от общепринятой конвективно-диффузионной модели, согласно которой модуляция КЛ происходит из-за изменения плотности частиц вследствие их выметания мелкомасштабными магнитными неоднородностями СВ, а возрастания интенсивности при солнечных вспышках – за счет солнечного источника, в предлагаемой модели модуляция обусловлена изменением энергии частиц в электромагнитных полях гелиосферы различной природы.

Теоретическое рассмотрение процессов изменения энергии КЛ в электромагнитных полях солнечной короны и гелиосферы проведено на основе решения уравнения движения частиц в дрейфовом приближении, а вывод выражения для описания жесткостного дифференциального спектра КЛ – на основе решения кинетического уравнения в дрейфовом приближении без учета конвекции, диффузии и солнечных источников. Задача решалась в предположении постоянства плотности частиц вдоль траекторий их движения в фазовом пространстве, т.е. при выполнении теоремы Лиувилля.

Получено универсальное аналитическое выражение для описания жесткостного спектра КЛ в широком диапазоне энергий, которое содержит 5 параметров, характеризующих изменения энергии частиц за счет потенциальной, вихревой и поляризационной составляющих электрического поля гелиосферы, а также размер областей с нестационарными электромагнитными полями.

Параметры спектра  $\Delta\epsilon_1$ ,  $\Delta\epsilon_2$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $R_0$  отражают следующие характеристики гелиосферы:

- параметр  $\Delta\epsilon_1$  характеризует изменения энергии КЛ за счет градиентного и центробежного дрейфов частиц в спиралевидном ММП против индуцированного электрического поля и пропорционален напряженности ММП;

- параметр  $\Delta\epsilon_2$  характеризует изменения энергии КЛ внутри магнитных ловушек;

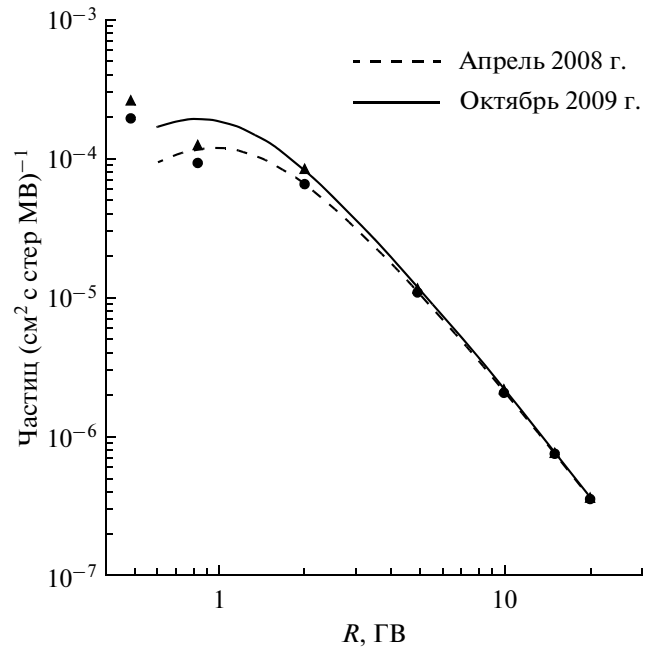


Рис. 6. Дифференциальные спектры протонов на орбите Земли в апреле 2008 г. и октябре 2009 г.

- параметр  $\beta = \frac{\langle B \rangle}{B}$  отражает влияние на спектр

КЛ (при магнитной жесткости частиц  $R \leq R_0$ ) нестационарных во времени мелкомасштабных магнитных полей,  $\langle B \rangle$  – напряженность фонового, а  $B$  – напряженность переменного во времени ММП);

- параметр  $\alpha = \frac{E_{p\ell}^2}{B^2}$  отражает влияние на

спектр КЛ поляризационных электрических полей  $E_{p\ell}$ , возникающих при распространении ускоренных на Солнце частиц в неоднородных полях гелиосферы.

Разработан метод определения параметров жесткостного спектра протонов на основе комплексного анализа данных наземных и спутниковых наблюдений интенсивности КЛ. По временным вариациям параметров жесткостного спектра КЛ, полученных данным методом, исследованы динамические процессы в межпланетном пространстве и установлено, что изменение электромагнитных характеристик гелиосферы начинается до спорадических явлений на Солнце. В частности показано, что перед СПС происходит генерация локальных поляризационных электрических полей (возрастание параметра  $\alpha$ ), понижение напряженности магнитных полей в мелкомасштабных структурах гелиосферы (уменьшение параметра  $\beta$ ), а также незначительное возрастание напряженности крупномасштабных электромагнитных полей гелиосферы (возрастание параметра  $\Delta\epsilon_1$ ).

Данная работа поддержана программой Президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика” в рамках проекта “Космические лучи в гелиосферных процессах по наземным и стратосферным наблюдениям”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Базилевская Г.А., Крайнев М.Б., Махмутов В.С., Свиржевская А.К., Свиржевский Н.С., Стожков Ю.И.* Особенности вариаций космических лучей в фазе минимума 24-го солнечного цикла // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 75. № 6. С. 831–834. 2011.
- *Дворников В.М., Матюхин Ю.Г.* Энергетические потери космических лучей при движении в регулярном магнитном поле солнечного ветра // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 39. № 3. С. 624–626. 1976.
- *Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Сергеев А.В.* Рекуррентные двойные всплески питч-угловой анизотропии космических лучей и их связь с солнечными протонными событиями // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 48. № 11. С. 2140–2142. 1984.
- *Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Сергеев А.В.* Аномальные вариации космических лучей в жестком диапазоне 2–5 ГВ и их связь с гелиосферными возмущениями // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 52. № 12. С. 2435–2437. 1988.
- *Крымский Г.Ф.* Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве. М: Наука, 152 с. 1969.
- *Морозов А.И., Соловьев Л.С.* Движение заряженных частиц в электромагнитных полях / Вопросы теории плазмы. Ред. М. А. Леонтович. Т. 2. М.: Госатомиздат, 177 с. 1963.
- *Свиржевская А.К., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б., Махмутов В.С., Свиржевский Н.С., Стожков Ю.И.* Особенности минимума 24-го солнечного цикла в солнечных и гелиосферных характеристиках и в интенсивности галактических космических лучей // Сб. науч. тр. Т. 4. М.: НИЯУ МИФИ. С. 95–98. 2010.
- *Сивухин Д.В.* Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях / Вопросы теории плазмы. Ред. М. А. Леонтович. Т. 1. М.: Госатомиздат, 287 с. 1963.
- *Alfvén H.* Cosmic plasma. Dordrecht, Holland: Reidel Publishing Company, 213 p. 1981.
- *Bartley W.C., Bukata R.P., McCracken K.G., Rao U.R.* Anisotropic cosmic radiation fluxes of solar origin // J. Geophys. Res. V. 71. № 13. P. 3297–3304. 1966.
- *Cane H.V., Richardson I.G., Wibberenz G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E.* Cosmic ray evidence for magnetic field line disconnection inside interplanetary coronal mass ejections // Proc. 27-th ICRC, Hamburg, Germany, August 2001. V. 9. P. 3531–3534. 2001.
- *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V.* Analysis of cosmic ray pitch-angle anisotropy during the Forbush-effect in June 1972 by the method of spectrographic global survey // Proc. 18 ICRC. Bangalor. V. 3. P. 249–252. 1983.
- *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E.* Time variations of the cosmic ray distribution function during a solar event of September 29, 1989 // J. Geophys. Res. V. 102. № A11. P. 24209–24219. 1997.
- *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E.* Variations in the rigidity spectrum and anisotropy of cosmic rays at the period of Forbush effect on 12–15 July 1982 // Intern. J. Geomag. Aeron. V. 3. № 3. P. 217–226. 2002.
- *Glesson L.J., Axford W.I.* Solar modulation of galactic cosmic rays // Astrophys. J. V. 154. P. 111–1026. 1968.
- *Livingston W., Penn M.* Are sunspots different during this solar minimum? // Eos. Trans. Amer. Geophys. Union. V. 90. P. 257–264. 2009.
- *Parker E.N.* Interplanetary dynamical processes. New York-London: Interscience Publishers a Division of John Wiley and Sons, 272 p. 1963.
- *Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Cane H.V.* Bidirectional particle flows at cosmic ray and lower (~1 MeV) energies and their association with interplanetary coronal mass ejections/ejecta // J. Geophys. Res. V. 105. № A6. P. 12579–12591. 2000.
- *Usoskin I.G., Alanko-Yuotari K., Kovaltsov G.A., Mursala K.* Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951–2004 // J. Geophys. Res. V. 110. № A12108; doi:10.1029/2005JA011250. 2005.