

Описание метода вычисления спектров GLE

Математическая модель отклика нейтронного монитора.

Используемую для получения спектров релятивистских солнечных протонов методику можно разделить на три этапа.

Первый этап ее состоит в сведении данных мониторинга различных станций космических лучей в единый массив однородной информации. Это включает: **1)** приведение данных к одному временному масштабу (одноминутному или пятиминутному временному интервалу усреднения); **2)** определение среднего предшествующего вспышке уровня счета, так называемого, базового уровня; **3)** несколько архаичный, но все еще применяемый некоторыми авторами, пересчет профилей возрастных к единому барометрическому уровню наблюдения, а именно, к уровню моря. Результатом является приведение массива данных к единому стандарту, при котором возможно адекватное сравнение профилей возрастных станций между собой.

Второй этап — расчет траекторий протонов в магнитосфере Земли с целью построения точных асимптотических конусов приема станций. Разумеется, эти расчеты не нужно проводить, если задача решается в изотропном приближении.

Третий этап — получение параметров спектров релятивистских солнечных протонов методом решения обратной задачи. В расчетах используются доступные данные всех действующих станций нейтронных мониторов Мировой сети станций.

Методика восстановления спектра солнечных протонов различных авторов различается в деталях, но эти детали часто очень важны. Начнем с этапа подготовки данных.

На начальном этапе наблюдений сбор данных практически на всех станциях проводился с пятиминутным интервалом усреднения, исключение несколько станций. В последнее десятилетие сбор данных на всех станциях проводится с минутным интервалом усреднения. И только в переходный период при анализе событий приходится решать задачу приведения данных к единому интервалу усреднения: или переходя к наибольшему интервалу усреднению, или выбирая наиболее представительный ряд, или, в крайнем случае, проводя интерполяцию и переходя к наименьшему интервалу усреднению.

Что касается определения среднего предшествующего вспышке базового уровня скорости счета, то здесь меньше субъективизма и правило выбора уровня гласит: ближайший целый час до начала наземного возрастания. Имея данные о начале радиовсплеске II типа, эта задача легко решается. Однако и в этом случае могут быть проблемы: базовый период не должен приходиться на интервал когда наблюдается быстрое изменение скорости счета (начало Форбуш понижения, например) или предшествующее возрастание солнечных частиц не успело восстановиться.

Наиболее сложным и важным является приведение данных к единому барометрическому уровню наблюдения. Здесь могут быть два варианта. В первом случае данные приводятся к

среднему давлению на данной станции, альтернативный вариант – данные всех станций приводятся к уровню моря. В первом случае изменение давления может быть нескольких десятков mb , но при этом необходимо знать функцию отклика в зависимости от уровня наблюдения, т.е. $S(R, h_0)$. Во втором случае изменение давления может достигать нескольких сотен mb , но при этом необходимо знать функцию отклика только для уровня моря, т.е. $S(R, 1000)$. На наш взгляд, первый вариант более предпочтителен и дает меньшую суммарную ошибку. Но в любом случае пересчет данных станций производится по методу двухкомпонентного ослабления. Дело в том, что имеет место заметное различие в длинах пробегов λ для галактической и солнечной составляющих нуклонной компоненты космических лучей. Пробег для галактической компоненты $\lambda_G \sim 140$ г/см², в то время как для релятивистских солнечных протонов $\lambda_S \sim 100$ г/см² [32, 33]. Естественно, такое различие в длинах пробегов требует использования специальной методики при учете барометрического коэффициента во время вспышек солнечных космических лучей. Первая попытка учета указанного эффекта была предложена [34], затем он существенно улучшен [32].

На втором этапе необходимо рассчитать траектории протонов в магнитосфере Земли с целью построения точных асимптотических конусов приема станций. Поскольку мы рассматриваем задачу в изотропном приближении, этот этап мы описывать не будем.

На последнем, третьем этапе определяются параметры спектров релятивистских солнечных протонов методом решения обратной задачи. Каждая первичная частица перед регистрацией должна пройти через геомагнитное поле, подвергаясь отклонению от своего первоначального направления, а затем генерировать ядерные каскады в атмосфере. Отклик расположенного на поверхности земли нейтронного монитора на первичный поток протонов будет, очевидно, определяться суммарным эффектом отклонения траектории частицы в геомагнитном поле, генерации ядерных каскадов в атмосфере и локальной генерации нейтронов в теле нейтронного монитора. Влияние вариаций атмосферного давления практически полностью устраняется введением барометрических поправок, описанным выше методом. После коррекции данных на барометрический эффект, учет ядерных каскадов в стандартной атмосфере приводит к понятию нормированной кратности генерации (удельной функции сбора), определяющей чувствительность нейтронного монитора в зависимости от энергии (жесткости) падающих на границу атмосферы частиц. Эта функция отклика $S(R)$ определяется как из измерений широтного хода интенсивности космических лучей [35], так и из теоретических расчетов ядерных каскадов. Комбинация этих двух методов использована для расчета $S(R)$ в [36] и дает наиболее точные значения. Табличные значения $S(R)$ из этой работы в дальнейшем использовались в настоящей работе. Методика определения спектра изотропного потока первичных солнечных протонов по данным наземных измерений нейтронными мониторами была предложена в работах [37], причем использовалась функция отклика [36].

Для определения спектра анизотропного потока первичных релятивистских солнечных

протонов, падающих на магнитосферу из межпланетного пространства, была предложена общая методика [38,39].

Приступим к главному моменту третьего этапа методики оценки энергетического спектра солнечных протонов по экспериментальным данным, точнее формулировки математической модели отклика нейтронного монитора. Здесь может быть два подхода: запись модели вариаций через функции связи $W_i(R, h, t)$ или через функции выхода $S_i(R, h_0)$.

Рассмотрим первый случай. Сначала несколько определений и обозначений. Если $m_i(R, h)$ - приборная интегральная кратность генерации в атмосфере (функция отклика), то ожидаемую скорость счета для галактических частиц на глубине h_0 в момент времени t равна

$$N_G(t) = \int_{R_c}^{\infty} m_i(R, h_0) \cdot D_G(t) \cdot dR \quad (1)$$

Дополнительный поток солнечных протонов приведет к увеличению скорости счета на величину

$$\Delta N_S = \int_{R_c}^{\infty} m_i(R, h_0) \cdot \Delta D_S \cdot dR \quad (2)$$

Вариация скорости счета относительно скорости счета галактических космических частиц для момента времени t можно записать как

$$\frac{\Delta N_S}{N_G(t)} = \int_{R_c}^{\infty} \frac{m_i(R, h_0) \cdot \Delta D_S}{N_G(t)} \cdot dR \quad (3)$$

Если умножить числитель и знаменатель подынтегрального выражения на $D_G(t)$ и учесть, что по

определению функция связи равна $W_i(R, h, t) = \frac{m_i(R, h) \cdot D_G(t)}{N_G(t)}$, то

$$\frac{\Delta N_S}{N_G(t)} = \int_{R_c}^{\infty} W_i(R, h, t) \frac{\Delta D_S}{D_G(t)} \cdot dR \quad \text{или} \quad \delta_i = \int_{R_c}^{\infty} W_i(R, h, t) \cdot \delta J(R) \cdot dR \quad (4)$$

Временную зависимость функции связи можно получить следующим образом. Пусть галактический спектр известен для какого-то момента времени и известна долгопериодная вариация относительно этого момента времени. Тогда $D_i(R, h, t) = D_{1965}(R, h) \cdot (\delta(t) + 1)$. Следовательно, и $W_i(R, h, t) = W_i(R, h, 1965) \cdot (\delta(t) + 1)$. Оперировать относительными величинами, как это предлагает выражение (4) гораздо удобнее, чем определять абсолютные значения потока в соответствии с (2).

Во втором случае перепишем (3) как

$$\frac{\Delta N_S}{N_G(t)} = \int_{R_c}^{\infty} \frac{m_i(R, h_0)}{N_G(t)} \cdot \Delta D_S \cdot dR \quad (5)$$

Переписывая (4) в обозначениях группы авторов [6, 28] для изотропного приближения (Для

общего случая это выражение получено в [39]

$$\frac{\Delta N_S}{N_G(t)} = \int_1^{R_{\max}} S(R, h_0) \cdot J_{\parallel}(R) \cdot Al(R) dR \quad \text{или} \quad \delta_i = \int_1^{R_{\max}} S(R, h_0) \cdot J_{\parallel}(R) \cdot Al(R) dR \quad (6)$$

где $\frac{\Delta N_S}{N_G(t)}$ – относительное возрастание счета нейтронного монитора в сравнении с фоновым счетом, обусловленным потоком галактических космических лучей; $S(R, h_0)$ – удельная функция сбора нейтронного монитора; $Al(R)$ — функция "пропускания", принимающая значение "1" для разрешенных траекторий и "0" для запрещенных на интервале от 1 до R_{\max} (определяется в ходе вычисления асимптотических конусов).

Разными авторами используются различные представления потока релятивистских солнечных протонов в межпланетном пространстве.

1) Экспоненциальный спектр $J_{\parallel}(R) = a \exp(-R/R_0)$

2) Простой степенной $J_{\parallel}(R) = aR^{\gamma}$

3) Простой степенной с обрезанием $J(R) = \begin{cases} aR^{-\gamma}, R \leq R_{cut} \\ 0, R > R_{cut} \end{cases}$

4) Дифференциальный жесткостной спектр с переменным наклоном $J_{\parallel}(R) = aR^{\gamma + \Delta\gamma(R-1)}$

Решение системы уравнений.

Перепишем систему уравнений (4) или (6) как

$$\delta_i = \int_{R_c}^{\infty} W_i(R, h, t) \cdot \delta J(R) \cdot dR \quad \text{или} \quad y_i = \int_{R_c}^{\infty} \Psi \cdot dR, \quad \text{а} \quad \Psi = W(R, h, t) \cdot \delta J(R)$$

$$\delta_i = \int_1^{R_{\max}} S(R, h_0) \cdot J_{\parallel}(R) \cdot Al(R) dR \quad \text{или} \quad \delta_i = \int_1^{R_{\max}} \Psi \cdot dR, \quad \text{а} \quad \Psi = S(R, h_0) \cdot J_{\parallel}(R) \cdot Al(R) \quad (7)$$

Мы получаем систему линейных уравнений относительно двух или трех параметров. Можно предложить частные методы решения таких уравнений, но классическим является линеаризация системы уравнений уравнения.

Пусть набор m наблюдаемых величин y_i являются функциями n параметров η_j

$$y_i = y_i(\eta_1, \dots, \eta_n), \quad i = 1, \dots, m.$$

Эти функции можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки нулевого приближения $(\eta_1^0, \dots, \eta_n^0)$, сохранив лишь члены первого порядка малости, а именно

$$y_i = y_i(\bar{\eta}^0) + \frac{\partial y_i}{\partial \eta_1} \Big|_0 (\eta_1 - \eta_1^0) + \dots + \frac{\partial y_i}{\partial \eta_n} \Big|_0 (\eta_n - \eta_n^0) \quad (8)$$

или

$$y_i - y_i^0 \approx \sum_j^n \frac{\partial y_i}{\partial \eta_j} \Big|_0 (\eta_j - \eta_j^0), \quad j = 1, \dots, n.$$

т.е.

$$\Delta y_i \approx \sum_j^n \frac{\partial y_i}{\partial \eta_j} \Big|_0 \Delta \eta_j$$

Если разложение справедливо, то тем самым задача сведена к линейной, в которой матрица A представляет собой матрицу частных производных первого порядка от исходных функций по соответствующим параметрам, а вектор наблюдаемых величин задается отклонением измеренных значений от значений функций в точках разложения. Таким образом,

$$\bar{A} \equiv \left\{ \frac{\partial y_i}{\partial \eta_j} \Big|_0 \right\} \quad \bar{y} \equiv \{\Delta y_i\} \quad \bar{\eta} \equiv \{\Delta \eta_j\}, \quad i = 1, \dots, m, \quad j = 1, \dots, n. \quad (9)$$

А система уравнений $\bar{A}\bar{\eta} = \bar{y}$.

Дальнейшая процедура такова: сначала выбираются приближенные значения параметров η_j^0 , т.е. по возможности наиболее близкие к искомым значениям η_j . Значения функций, вычисленных для этих приближенных значений параметров, равны y_i^0 . Разности между наблюдаемыми величинами функций и вычисленными $\Delta y_i = y_i - y_i^0$ играют роль линейных функций в обычном методе наименьших квадратов. Для нахождения $\Delta \eta_j$ решаются обычные МНК - уравнения. В итоге получаются уточненные значения параметров

$$\eta_j = \eta_j^0 + \Delta \eta_j$$

Эти η_j используются в качестве новых приближенных значений для вычисления новых величин y_i^0 , которые должны лучше согласовываться с наблюдаемыми величинами, чем предыдущие. Это согласие, однако, может оказаться не столь хорошим, как требуется, и тогда вся процедура повторяется снова. Если исходная задача, решаемая МНК, линейная, то уже на первом этапе решение нормальных уравнений дает искомый результат. В случае нелинейной задачи итерационная процедура продолжается до тех пор, пока изменения параметров не станут крайне малыми или равными нулю.

Число требуемых итераций определяется тем, насколько близко выбраны начальные значения параметров к конечным или истинным значениям, и степенью нелинейности задачи, которая может быть оценена следующим образом. Функцию y_i можно выразить в виде

$$y_i = y_i^0 + \sum_j^n \frac{\partial y_i}{\partial \eta_j} \Big|_0 \Delta \eta_j + \frac{1}{2} \sum_j^n \frac{\partial^2 y_i}{\partial \eta_j^2} \Big|_0 (\Delta \eta_j)^2 \quad i = 1, \dots, m. \quad (10)$$

Если во всей области определения функций линейные члены значительно превосходят квадратные, то можно ожидать хорошей сходимости процесса итерации.

Определим элементы матрицы A для различных моделей спектра. Результат приведен в таблице ниже.

<p>для спектра вида</p> $J_{\parallel}(R) = a \exp(-R/R_0) / \exp(-R_{norm}/R_0)$ <p style="text-align: center;">↓</p>	$A_{ij}^{Tj} = \begin{vmatrix} a_i^1 \\ a_i^2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial y_i}{\partial a} \\ \frac{\partial y_i}{\partial R_0} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{1}{a} \int_0^{\infty} \Psi \cdot dR \\ -\frac{1}{R_0^2} \int_0^{\infty} \Psi \cdot (R - R_{norm}) \cdot dR \end{vmatrix}$
<p>для спектра вида $J_{\parallel}(R) = a(R/R_{norm})^{-\gamma}$</p> <p style="text-align: center;">↓</p>	<p>для спектра вида</p> $J(R) = \begin{cases} a(R/R_{norm})^{-\gamma}, & R \leq R_{cut} \\ 0, & R > R_{cut} \end{cases}$ <p style="text-align: center;">↓</p>
$A_{ij}^{Tj} = \begin{vmatrix} a_i^1 \\ a_i^2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial y_i}{\partial a} \\ \frac{\partial y_i}{\partial \gamma} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{1}{a} \int_0^{\infty} \Psi \cdot dR \\ -\int_0^{\infty} \Psi \cdot \ln(R/R_{norm}) \cdot dR \end{vmatrix}$	$A_{ij}^{Tj} = \begin{vmatrix} a_i^1 \\ a_i^2 \\ a_i^3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial y_i}{\partial a} \\ \frac{\partial y_i}{\partial \gamma} \\ \Psi \Big _{R_{cut}} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{1}{a} \int_0^{\infty} \Psi \cdot dR \\ -\int_0^{\infty} \Psi \cdot \ln(R/R_{norm}) \cdot dR \\ \Psi \Big _{R_{cut}} \end{vmatrix}$
<p>для спектра вида</p> $J_{\parallel}(R) = aR^{-(\gamma + \delta\gamma R)} / R_{norm}^{-(\gamma + \delta\gamma R_{norm})}$ <p style="text-align: center;">↓</p>	<p>для спектра вида</p> $J_{\parallel}(R) = \begin{cases} aR^{-(\gamma + \delta\gamma R)} / R_{norm}^{-(\gamma + \delta\gamma R_{norm})}, & R \leq R_{cut} \\ 0, & R > R_{cut} \end{cases}$ <p style="text-align: center;">↓</p>

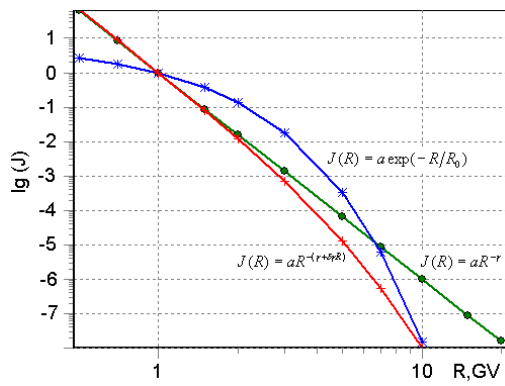


Рисунок 6. Сравнение наиболее используемых аппроксимаций спектров солнечных протонов. Спектры нормированы при 1 GV. $\gamma = 6$, $\delta\gamma = 0.2$, $R_0 = 0.5$.

$$A_{ij}^T = \begin{pmatrix} a_i^1 \\ a_i^2 \\ a_i^3 \\ a_i^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial y_i}{\partial a} \\ \frac{\partial y_i}{\partial \gamma} \\ \frac{\partial y_i}{\partial \delta\gamma} \\ \frac{\partial y_i}{\partial R_{cut}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{a} \int_0^\infty \Psi \cdot dR \\ - \int_0^\infty \Psi \cdot \ln(R/R_{norm}) \cdot dR \\ - \int_0^\infty \Psi \cdot R \ln R \Big|_{R_{norm}}^R \cdot dR \\ \Psi \Big|_{R_{cut}} \end{pmatrix}$$

Спектр солнечных протонов и нормировка спектра.

При параметризации спектра солнечных протонов наиболее популярны следующие спектры: степенной $J(R) = aR^{-\gamma}$, модифицированный степенной $J(R) = aR^{-(\gamma+\delta\gamma R)}$, экспоненциальный $J(R) = a \exp(-R/R_0)$. Анализ данных солнечных событий показал, что при увеличении жесткости от 1 GV примерно на порядок важен не столько изменение наклона или даже завал, а обрезание спектра при некоторых жесткостях R_{cut} .

Эффективная жесткость частиц, регистрируемых нейтронным монитором, зависит от спектра частиц. Для галактических космических лучей это около 10 GV, для солнечных протонов это несколько GV. Поэтому удобно провести нормировку спектра вариаций к эффективной жесткости частиц, так, чтобы амплитуда спектра вариаций a по порядку величины совпадала бы с

реально измеряемыми данными. Если спектр вариаций $\frac{\Delta D}{D} = a \cdot f(R)$, то нормированный спектр

$\frac{\Delta D}{D} = a \cdot f(R) / f(R_{eff})$. При такой нормировке наибольшая точность достигается в области эффективной жесткости, при которой наибольшая скорость счета. Для солнечных протонов нормировка спектров проводится обычно к 1 GV. Ниже приведены исходные и нормированные спектры вариаций

исходный спектр	$J_{\parallel}(R) = aR^{-\gamma}$	$J_{\parallel}(R) = a \exp(-R/R_0)$
нормированный к 10 GV	$J_{\parallel}(R) = aR^{-\gamma} / 10^{-\gamma}$	$J_{\parallel}(R) = a \exp(-R/R_0) / \exp(-10/R_0)$
нормированный к 1 GV	$J_{\parallel}(R) = aR^{-\gamma}$	$J_{\parallel}(R) = a \exp(-R/R_0) * \exp(R_0)$

Функции связи нуклонной компоненты и их аппроксимация.

Функции связи вторичной компоненты космических лучей (нейтронной, включая кратные нейтроны) при широтных измерениях непосредственно определяются экспериментально. Как показала практика, наиболее информативная и допускающая эффективную обработку

экспериментальных данных является аппроксимация широтной кривой в виде [40]

$$I(R) = I_o (1 - \exp(-\alpha R^{-(\kappa-1)})) , \quad (11)$$

где I_o скорость счета на полюсе. Полярные функции связи, как известно, можно получить исходя

из широтной кривой скорости счета, проводя ее дифференцирование, т.е. $W(R) = -\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial R}$ и тогда

$$W(R) = \alpha(\kappa - 1) \exp(-\alpha R^{-(\kappa-1)}) R^{-\kappa} \quad (11)$$

Эта простая и универсальная аппроксимирующая функция замечательна еще и тем, что для любых значений α и κ выполняется условие нормировки, т.е. $\int_0^\infty W(R) dR = 1$.

Функции связи для станции с жесткостью R_c можно получить перенормировкой, т.е.

$$W(R_c, R) = 0 \quad \text{при } R < R_c \text{ и}$$

$$W(R_c, R) = W(R) / \int_{R_c}^\infty W(R) dR = W(R) / (1 - \exp(-\alpha \cdot R_c^{-(\kappa-1)})) \quad \text{при } R \geq R_c , \quad (12)$$

которые также нормированы на 1.

Параметры α и κ связаны с характеристиками спектра первичного космического излучения, что легко видеть из асимптотического поведения W . Действительно $W(R \rightarrow \infty) \rightarrow \alpha(\kappa - 1)R^{-\kappa}$. Поскольку по определению $W(R) \propto m(R)D(R)$, где $m(R)$ - интегральная кратность генерации, а $D(R)$ - первичный дифференциальный спектр, можно записать $W(R) \propto R^v \cdot R^{-\gamma} \propto R^{-\kappa}$. Откуда $\gamma = \kappa + v$ ($\gamma \cong 2.7$ при $\kappa \cong 1.9$ и $v \cong 0.8$ в некотором интервале жесткостей).

Можно записать несколько простых и полезных выражений, характеризующих функции связи, и определяющиеся только значениями α и κ .

Максимальное значение функции связи	$W_{\max} = \kappa \exp(-\kappa / (\kappa - 1)) / R_{\max}$
Максимальное значение достигается при жесткости	$R_{\max} = (\alpha (\kappa - 1) / \kappa)^{1/(\kappa - 1)}$
Минимальное значение со стороны низких жесткостей (на уровне 0.1)	$R_l = 0.1 * R_{\max}$
Медианная жесткость	$R_{\text{med}} = (\alpha / \ln 2)^{1/(\kappa - 1)}$
Амплитуда широтного эффекта (R_{eq} жесткость на экваторе)	$s = 1 - \exp(-\alpha R_{eq}^{-(\kappa-1)})$

Высотный ход найденных параметров можно представить следующим выражением (h в барах)

$$(13)$$

для минимума (1965)	для максимума (1969)
---------------------	----------------------

солнечной активности:	солнечной активности
$\ln \alpha = 1.84 + 0.094h - 0.09 \exp(-11h),$	$\ln \alpha = 1.93 + 0.150h - 0.18 \exp(-10h),$
$K = 2.40 - 0.56h + 0.24 \exp(-8.8h)$	$K = 2.32 - 0.49h + 0.18 \exp(-9.5h)$

Таким образом, вплоть до уровня 300 mb зависимость от высоты интересующих нас параметров имеет практически линейный вид.

Литература

□	Smart D.F., Shea M.A., “ Probable pitch angle distribution and spectra of the 23 February 1956 solar cosmic ray event ”, Proc. 21 th ICRC, Adelaide, V5, p. 257-260, 1990.	En/Ru
□	Cramp J.L., Duldig V.L., Flugicker E.O., Humble J.E., Shea M.A., Smart D.F., “ The October 22, 1989 solar cosmic ray enhancement: An analysis of the anisotropy and spectral characteristics ”, JGR, V102, No A11, 24,237-24,248 November, 1997.	En/Ru
□	Duldig M.L., “ Fine time resolution analysis of the 14 July 2000 GLE ”, Proc. of 27 th ICRC, Hamburg, p 3363-3366, 2001	En/Ru
□		En/Ru
□		En/Ru
□	E.V. Vashenyuk, Yu.V. Balabin, and B.B. Gvozdevsky “ Characteristics of relativistic solar cosmic rays from GLE modeling studies ”, Proceedings of the 31 st ICRC, LODZ, 2009	En/Ru
□	Morishita I., Sakakibara S., Fujii Z., Muraki Y., Koi K., Takahashi R., “ Anisotropic Space Distribution of of solar particle of the GLE observed on 24 May 1990 ”, Proc. 26 th ICRC, Roma, 1995. - V. 4. - P.220-223.	En/Ru
□	Nagashima N., Sakakibara S., Morishita I. “ Quiescence of GLE – producible solar proton eruptions during the transition phase of geomagnetic polarity reversal near the solar-activity – maximum period ”, Proc. 22 th ICRC, Dublin, Ireland, 1991. - V. 3. - P.29-32.	En/Ru
□	E. V. Vashenyuk, V. V. Pchelkin, and L. I. Miroshnichenko “ Flux and spectrum dynamics of relativistic solar protons in the event of 29 September 1989. New computational modeling by the ground level data ”, Proc. of 27 th ICRC, Hamburg, p 3417-3420, 2001	En/Ru
□	Э.В. Вашенюк, Ю.В. Балабин, Б.В. Гвоздевский, А.В. Германенко, “ Прогноз радиационно-опасных потоков СКЛ по данным нейтронных мониторов ”, 31-я ВККЛ, Москва, МГУ, 2010 СКЛ / SCR 18	En/ Ru
□	Eduard V. Vashenyuk, Yury V. Balabin, and Boris B. Gvozdevsky, “ Relativistic solar cosmic ray dynamics in large ground level events ”, Proc. 21st ecrs Kosice, Slovakia, 9-12 September, 2008., Inst. of Experimental Phys., Slovak Academy of Sci., 264-268, 2009.	En/Ru
□	E.V. Vashenyuk, Yu.V. Balabin, B.B. Gvozdevsky, “ Features of relativistic solar proton spectra derived from GLE modeling ”, Astrophysics and Space Sciences Transactions accepted, 2011 in press	En/Ru
□	C. Plainaki, A. Belov, E. Eroshenko, H. Mavromichalaki, V. Yanke “ Modeling ground level enhancements: the event of 20 January 2005 ”, JGR, June 2006	En/Ru
□	А. В. Белов, Е. А. Ерошенко, О. Н. Крякунова, В. Г. Курт, В. Г. Янке, “ Наземные возрастания солнечных космических лучей в трёх последних циклах солнечной активности ”,	En/ Ru
□	Л. И. Мирошниченко, Э.В.Вашенюк, Х. Перес-Пераса, “ Концепция двух компонент релятивистских СКЛ: солнечный и межпланетный аспекты ”, 30-я РККЛ, Санкт-Петербург, 2008 СКЛ/SCR	En/ Ru

☐	Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский, Э.В. Вашенюк, Л.И. Щур, “Динамика релятивистских СКЛ и регистрация множественных нейтронов в событии 13.12.2006 г.”, 30-я РККЛ, Санкт-Петербург, 2008 СКЛ / SCR	En/Ru
☐	А.В. Германенко, Ю.В. Балабин, Э.В. Вашенюк, “Релятивистские солнечные протоны в событиях 16 августа и 19 октября 1989 г.”, 30-я РККЛ, Санкт-Петербург, 2008 СКЛ / SCR	En/Ru
☐	Э.В. Вашенюк, Л.И. Мирошниченко, Ю.В. Балабин, “Динамика релятивистских скл в событиях 23-го цикла солнечной активности”, 28-я РККЛ, Москва, 2004	En/Ru
☐		En/Ru
☐		En/Ru
☐		En/Ru
☐		En/Ru
☐		En/Ru
☐		En/Ru

Свалка

- ☐ (En/Ru) C. Plainaki, A. Belov, E. Eroshenko, H. Mavromichalaki, V. Yanke, **Study of the ground level enhancement of 20 January 2005**, Proc 20th ECRS-2006, <http://www.lip.pt/events/2006/ecrs/proc/ecrs06-s2-30.pdf>).
- ☐ (En/Ru) M. Andriopoulou, C. Plainaki, H. Mavromichalaki, A. Belov, E. Eroshenko A “**Preliminary statistical analysis of the GLEs in solar cycles 22 and 23**”, Proc. Of the 21st ECRS, Košice, 9 - 12 September 2008.
- ☐ (En/Ru) C. Plainaki, H. Mavromichalaki, A. Belov, E. Eroshenko, V. Yanke, “**Neutron Monitor asymptotic directions of viewing during the event of 13 December 2006**”, Symp. of Solar Extreme Events 2007: Fundamental Science and Applied Aspects", Athens, (24 - 27 сентября 2007), JASR, 2008
- ☐ (En/Ru) Plainaki C, Belov A., Eroshenko E., Mavromichalaki H., Yanke V.: ‘**Modeling ground level enhancements: The event of 20 January 2005**’ J. Geophys. Res, 112, A04102, doi:10.1029/2006JA011926, 2007
- ☐ (En/Ru) C. Plainaki, H. Mavromichalaki, A. Belov, E. Eroshenko, V. Yanke, “**Application of the NM-BANGLE model to GLE70**”, Proceedings of the ICRC 30th, Mexico, v.1, 281-284, 2008.
- ☐ ([eng](#)/[rus](#))
- ☐ (En/Ru) Dorman, L.I., L.A.Pustilnik, A. Sternlieb, I.G. Zukerman, A.V. Belov, E.A. Eroshenko, V.G. Yanke, H. Mavromichalaki, C. Sarlanis, G. Souvatzoglou, S. Tatsis, N. Iucci, G. Villoresi, Yu. Fedorov, B. A. Shakhov, M. Murat, “**Monitoring and Forecasting of Great Solar Proton Events Using the Neutron Monitor Network in Real Time**”. IEEE for Plasma Science, 32, 1478-1488, 2004
- ☐ (En/Ru) Belov, Á., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Plainaki, C., Yanke, V. "A study of Great Ground Level Enhancement on 23 February, 1956" Adv. Space Res. 35, 4, 697, 2005
- ☐ (En/Ru) Plainaki, C., Belov, A., Eroshenko, E., Kurt, V., Mavromichalaki, H., Yanke, V. "Unexpected burst of solar activity recorded by neutron monitors during October-November 2003" Adv. Space Res. 35, 4, 691, 2005.

- [] (En/Ru) А.В. Белов, Е.А. Ерошенко, Е. Мавромичалаки, В.Г. Янке. “**Протонное событие 23 февраля 1956 г. по данным нейтронных мониторов**”, Известия РАН, сер. физ., **69**, № 6, 804-807, 2005.
- [] (En/Ru) **Белов А.В., Е. А. Ерошенко, В.Г.Янке.** “События октября-ноября 2003 г. в наземных наблюдениях космических лучей”. **Геомагнетизм и Аэронавтика**, **v.45, N1,51-57,2005.**
- [] (En/Ru) А.В. Белов, Л.М. Байсултанова, Е.А. Ерошенко, Е. Мавромичалаки, В.В. Пчелкин, В.Г. Янке, “**Необычно большой магнитосферный эффект в космических лучах 20 ноября 2003 г.**”, Известия РАН, сер. физ., , **69**, № 6, 857-860, 2005.
- [] (En/Ru) А. В. Белов, Е. А. Ерошенко, В. Г. Янке, “**Эффекты в космических лучах в Ноябре 2004 г.**”.
- [] (En/Ru) E.V.Vashenyuk, G.A.Bazilevskaya, Y.V.Balabin, B.B.Gvozdevsky, V.S.Makhmutov, Y.I.Stozhkov, N.S.Svirzhevsky, A.K.Svirzhevskaya, L.I.Schur, "**The GLE of December 13, 2006 according to the ground level and balloon observations**", Mexico, V1, p.221-224
- [] (En/Ru) E.V.Vashenyuk, L.I.Miroshnichenko, Yu.V.Balabin, J.Perez-Peraza, A.Gallegos- Cruz, "**Two-component features of the two largest GLEs: February 23, 1956 and January 20, 2005**", Mexico, V1, p.249-252
- [] (En/Ru) E.V.Vashenyuk, Yu.V.Balabin, L.I.Miroshnichenko, J.Perez-Peraza, A.Gallegos-Cruz, "**Relativistic solar cosmic ray events (1956-2006) from GLE modeling studies**", Mexico, V1, p.253-256

1. Shea, M.A. and D.F. Smart, A Summary of Major Solar Proton Events, Solar Phys.,127, 297-320, 1990.
 - 2- *Shea M. A. and Smart D. F.* A Comparison of Energetic Solar Proton Events During the Declining Phase of Four Solar Cycles (Cycles 19-22) // JASR. V. 16. No9. P. 37. 1995.
 - 3.- *Shea, M.A., Smart, D.F.* The **heliolongitudinal** distribution of solar flares associated with solar proton events //Adv. Space Res. V.17. No2. P.113-116. 1996.
 - 4.- *Smart, D.F. and Shea, M.A.,* The local time dependence of the anisotropic solar cosmic ray flux // Advances in Space Research. V. 32. No1. P. 109-114. 2003.
- Cramp J.L., Duldig V.L.,Flugicker E.O., Humble J.E., Shea M.A., Smart D.F., “**The October 22, 1989 solar cosmic ray enhancement: An analysis of the anisotropy and spectral characteristics**”, JGR,V102, No A11, 24,237-24,248 November, 1997.