
МОДЕЛИРОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

GALACTIC COSMIC RAY ANISOTROPY MODELLING

Д.В. Перегудов*Геофизический центр РАН,
Москва, Россия, d.peregoudov@gcras.ru***А.А. Соловьев***Геофизический центр РАН,
Москва, Россия, a.soloviev@gcras.ru
Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
Москва, Россия, a.soloviev@gcras.ru***И.И. Яшин***Национальный исследовательский ядерный университет
МИФИ,
Москва, Россия, IYashin@mephi.ru***В.В. Шутенко***Национальный исследовательский ядерный университет
МИФИ,
Москва, Россия, VVShutenko@mephi.ru***D.V. Peregoudov***Geophysical Center RAS,
Moscow, Russia, d.peregoudov@gcras.ru***A.A. Soloviev***Geophysical Center RAS,
Moscow, Russia, a.soloviev@gcras.ru
Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,
Moscow, Russia, a.soloviev@gcras.ru***I.I. Yashin***National Research Nuclear University MEPHI,
Moscow, Russia, IYashin@mephi.ru***V.V. Shutenko***National Research Nuclear University MEPHI,
Moscow, Russia, VVShutenko@mephi.ru*

Аннотация. Рассматривается задача вычисления углового распределения космических лучей в данной точке гелиосферы в предположении, что из бесконечности падает изотропный поток частиц. Показано, что статическое магнитное поле не порождает анизотропии, если только точка наблюдения не находится в области захваченных частиц. Рассмотрена модель коронального выброса в виде неподвижного цилиндра с однородным магнитным полем вдоль оси. Для точек наблюдения в области захваченных частиц (внутри цилиндра) вычислены угловые распределения космических лучей. Показано, что возникает конус направлений, в котором поток ослабляется. Для той же модели с равномерно движущимся выбросом рассчитаны угловые распределения при различных положениях точки наблюдения вне цилиндра. Показано, что возникает анизотропия порядка отношения скорости выброса к скорости света. Качественно схожие распределения наблюдаются на мюонном годоскопе УРАГАН.

Ключевые слова: космические лучи, корональные выбросы массы, угловое распределение, анизотропия.

Abstract. We calculate the angular distribution of cosmic rays at a given point of the heliosphere under the assumption that the incoming flux from outer space is isotropic. The static magnetic field is shown to cause no anisotropy provided that the observation point is situated out of the trapped particle area. We consider a coronal ejection model in the form of a static cylinder with an axial homogeneous magnetic field inside. We calculate angular distribution samples in the trapped particle area (inside the cylinder) and show that there is a certain cone of directions with a reduced flux. For the same model with the moving cylinder, the angular distribution samples are calculated for different positions of the observation point outside the cylinder. Anisotropy of order of the ejection to light velocity ratio is shown to arise. The calculated samples are in qualitative agreement with URAGAN muon hodoscope data.

Keywords: cosmic rays, coronal mass ejections, angular distribution, anisotropy.

ВВЕДЕНИЕ

Идея использовать галактические космические лучи для мониторинга процессов в гелиосфере существует уже довольно давно [Dorman et al., 1995]. Однако успехи в этом направлении имеют ограниченный характер, в значительной мере из-за сложности расчета траекторий космических лучей в межпланетном магнитном поле и сложности расчета самого магнитного поля. В настоящей работе мы анализируем эту задачу на простых модельных примерах, при этом рассматриваем моделирование анизотропии как задачу рассеяния, т. е. считаем, что все

космические лучи порождены падающим из бесконечности изотропным потоком. Подобная постановка предлагалась, например, в обзоре Паркера [Parker, 1965].

Следует отметить, что обычно распространение космических лучей рассматривают в рамках диффузионно-конвекционной модели, когда помимо движения в регулярном электромагнитном поле учитывается рассеяние на турбулентности. В частности, влияние 22-летнего солнечного цикла на анизотропию космических лучей с энергиями 10 ГэВ и выше в рамках этой модели исследовано в работе [Крымский и др., 2010]. Там же отмечается, что

изучение анизотропии на орбите Земли может проводиться без учета диффузии. Мы в настоящей работе рассматриваем только движение в регулярном поле.

Известно, что плазму солнечного ветра в гелиосфере можно считать идеально проводящей. Это означает, что электрическое поле в сопутствующей системе отсчета равно нулю, в небесной же системе отсчета оно будет пропорционально малому параметру $v/c \sim 10^{-3}$, где v — скорость солнечного ветра. Такой же величины будет производная магнитного поля по времени в небесной системе отсчета (так называемое условие вмороженности магнитных силовых линий, см., например, [Ландау, Лифшиц, 1992], § 65). Отсюда ясно, что в силе Лоренца, действующей на космические лучи,

$$\mathbf{F} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right), \quad (1)$$

где $u \sim c$ — скорость самих космических лучей, главным является член с магнитным полем, которое можно к тому же считать статическим. Изменение же магнитного поля во времени и связанное с ним электрическое поле имеют характер поправок. Поэтому в качестве первого шага мы рассматриваем задачу о вычислении анизотропии в статическом магнитном поле.

На этом пути получаем замечательный общий результат: оказывается, статическое магнитное поле само по себе не способно создать какую-либо анизотропию. Если падающий поток является изотропным, то и угловое распределение в любой точке пространства будет изотропным.

Таким образом, анизотропия порождается именно движущимися неоднородностями поля. Это означает, во-первых, что она является слабой, $v/c \sim 10^{-3}$, а во-вторых, что наибольший вклад в нее дают самые быстро движущиеся неоднородности. Мы рассматриваем модельное поле движущегося магнитного облака и вычисляем анизотропию при разных взаимных расположениях облака и наблюдателя. Эта картина оказывается достаточно характерной: она содержит либо одну область повышенного или пониженного потока, либо две соседних области, в одной из которых поток повышен, а в другой понижен. Подобные же картины наблюдаются на мюонном годоскопе УРАГАН [Yashin et al, 2015].

ДВУМЕРНОЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЕ СТАТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Чтобы получить аналитически просто решаемую задачу, рассмотрим двумерный случай. Магнитное поле будем считать перпендикулярным плоскости движения и симметричным относительно вращений вокруг некоторого центра. В полярных координатах, связанных с этим центром, такое поле можно описать векторным потенциалом $A_\phi(r)$. Отметим, что модель коронального выброса массы в виде цилиндра с продольным либо спиралевидным

магнитным полем внутри является весьма распространенной [Burlaga, 1988; Osherovich et al., 1993]. Нашей задачей будет связать угловое распределение частиц в некоторой точке с распределением падающих частиц на бесконечности.

Траектории космических лучей удобней всего определять из (релятивистского) уравнения Гамильтона—Якоби ([Ландау, Лифшиц, 19886], § 16)

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial \phi} - \frac{e}{c} A_\phi(r) \right)^2 = m^2 c^2. \quad (2)$$

Вместо традиционных энергии E и момента L , вводимых для циклических переменных t и ϕ , нам будет удобно оперировать с импульсом $p = \sqrt{E^2/c^2 - m^2 c^2}$ и прицельным параметром $a = L/p$, тогда полный интеграл уравнения Гамильтона—Якоби принимает вид

$$S = -t \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} + pa\phi + p \int \sqrt{1 - \left(\frac{a}{r} - \frac{e}{pc} A_\phi(r) \right)^2} dr, \quad (3)$$

а уравнение траектории получается отсюда дифференцированием по прицельному параметру a

$$\phi(r) = \phi_0 + \int_{r_0}^r \frac{\left(\frac{a}{r'} - \frac{e}{pc} A_\phi(r') \right) \frac{dr'}{r'}}{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{r'} - \frac{e}{pc} A_\phi(r') \right)^2}}. \quad (4)$$

При $r \rightarrow \infty$ интеграл сходится, определяя угол вылета ϕ_∞ . Угол θ , под которым выходит траектория из начальной точки (r_0, ϕ_0) , отсчитанный от азимутального направления, определяется равенством (рис. 1)

$$\cos \theta = \frac{a}{r_0} - \frac{e}{pc} A_\phi(r_0). \quad (5)$$

Если теперь мы представим себе, что вблизи точки (r_0, ϕ_0) имеется радиально ориентированная площадка dr_0 , и поинтересуемся, сколько на нее падает частиц в интервале углов $(\theta, \theta + d\theta)$, предполагая, что распределение при $r \rightarrow \infty$ известно, то такая задача решается вычислением якобиана перехода от (r_0, θ) к (a, ϕ_∞)

$$da d\phi_\infty = \begin{vmatrix} \frac{\partial a}{\partial r_0} & \frac{\partial a}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \phi_\infty}{\partial r_0} & \frac{\partial \phi_\infty}{\partial \theta} \end{vmatrix} dr_0 d\theta. \quad (6)$$

Однако, тогда как формула (5) прямо определяет a как функцию r_0 и θ , формула (4) при $r \rightarrow \infty$ определяет ϕ_∞ как функцию r_0 и a , поэтому

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial a}{\partial r_0} & \frac{\partial a}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \phi_\infty}{\partial r_0} & \frac{\partial \phi_\infty}{\partial \theta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial a}{\partial r_0} & \frac{\partial a}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \phi_\infty}{\partial r_0} + \frac{\partial \phi_\infty}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial r_0} & \frac{\partial \phi_\infty}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial \theta} \end{vmatrix} =$$

$$= \frac{\partial \phi_\infty}{\partial r_0} \frac{\partial a}{\partial \theta} = \cos \theta \quad (7)$$

и окончательно

$$da d\phi_\infty = \cos \theta dr_0 d\theta. \quad (8)$$

Множитель $\cos \theta$ учитывает тот факт, что при наклонном падении эффективная площадь равна $\cos \theta dr_0$. Таким образом, равенство означает, что при изотропном падении частиц из бесконечности их распределение по направлениям в точке (r_0, ϕ_0) остается изотропным. Отметим, что из результата полностью выпало конкретное выражение для $A_\phi(r)$. В следующем разделе мы увидим, что полученный результат справедлив вообще для любого статического магнитного поля и в трехмерном случае.

Из сказанного есть одно исключение: вообще говоря, не всякая траектория в магнитном поле обязана непременно уходить на бесконечность. В терминологии задачи рассеяния, помимо траекторий пролетных частиц, возможно наличие траекторий захваченных частиц, которые всегда остаются в ограниченной области пространства (хорошо известным примером являются радиационные пояса Земли). В таком случае граничного условия на бесконечности оказывается недостаточно — чтобы задать распределение на траекториях захваченных частиц, требуются дополнительные соображения. Простейшим из них является предположение об отсутствии захваченных частиц, т. е. об отсутствии частиц на тех траекториях, которые не уходят на бесконечность. Тогда в угловом распределении в данной точке появляется анизотропия, зависящая от того, проходят ли через данную точку только траектории пролетных частиц, траектории как пролетных так и захваченных частиц, или только захваченных частиц (рис. 2). В первом случае анизотропии нет. Во втором имеется конус направлений, соответствующий траекториям захваченных частиц, в котором поток отсутствует, в дополнении же к этому конусу поток такой же, как в первом случае (таким

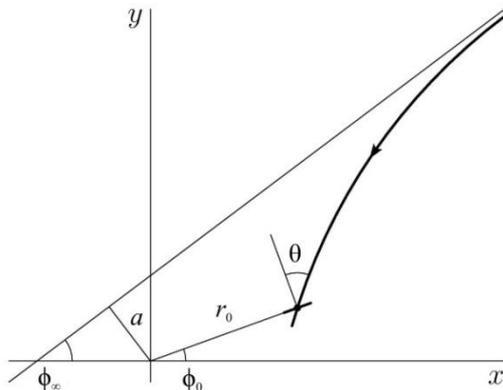


Рис. 1. Координаты и углы. Центр симметрии магнитного поля находится в начале координат. Точка наблюдения имеет полярные координаты (r_0, ϕ_0) . Жирным показаны небольшая радиально ориентированная площадка в точке наблюдения и траектория частицы, θ — угол прилета, отсчитанный от нормали к площадке. Показаны также асимптотическое направление вылета (под углом ϕ_∞) и прицельный параметр a

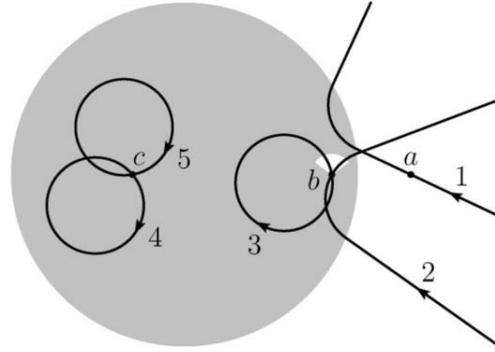


Рис. 2. Пролетные и захваченные частицы. В закрашенной серым области магнитное поле однородно, снаружи отсутствует. Через точку a проходят траектории только пролетных частиц (1), через точку b проходят траектории как пролетных (2), так и захваченных частиц (3), через точку c проходят только траектории захваченных частиц (4, 5). Конус направлений траекторий захваченных частиц в точке b показан белым

образом, полный поток уменьшается). В третьем случае поток равен нулю по любому направлению.

Если падающие частицы имеют не одну фиксированную энергию, а некоторое распределение по энергиям, описанная выше картина сглаживается, но остается качественно похожей: в области сосуществования пролетных и захваченных частиц образуется конус направлений с пониженным потоком. Распределение регистрируемых галактических космических лучей по энергиям в широкой области может быть описано формулой

$$\frac{dN}{dE} \sim \begin{cases} E^{-2.7}, & E > E_{\min}, \\ 0, & E < E_{\min}, \end{cases} \quad (9)$$

здесь E_{\min} — энергия обрезания регистрирующего прибора.

На рис. 3, 4 приведены графики, демонстрирующие анизотропию за счет захвата частиц в модельной двумерной задаче с потенциалом

$$A_\phi(r) = \begin{cases} (r - r_c)B/2, & r < r_c, \\ 0, & r > r_c. \end{cases} \quad (10)$$

Этот потенциал соответствует однородному магнитному полю в области $r < r_c$. Как известно, в однородном магнитном поле частица движется по окружности радиусом

$$r_g = pc / (eB), \quad (11)$$

(так называемый гирорадиус) захват частиц возможен при условии $r_g/r_c < 1$. Аналогичное условие остается качественно справедливым для произвольного поля: захват частиц возможен, если область, занимаемая полем, больше удвоенного гирорадиуса в этом поле.

ОТСУТСТВИЕ АНИЗОТРОПИИ В ПРОИЗВОЛЬНОМ СТАТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Полученный выше для частного случая вывод об отсутствии анизотропии имеет в действительности

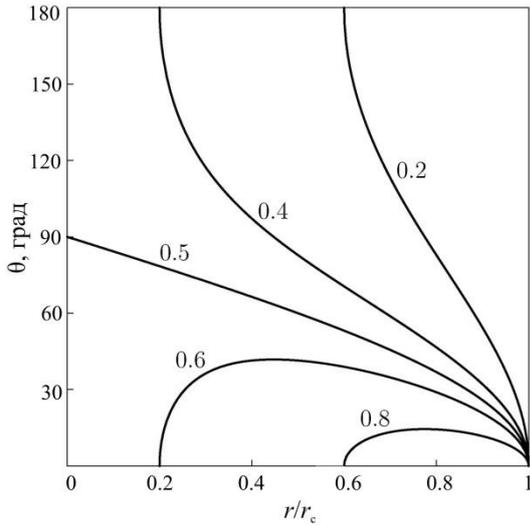


Рис. 3. Зависимость угла раствора конуса захваченных частиц от расстояния до центра симметрии магнитного поля для разных значений отношения r_g/r_c (указаны возле кривых на рисунке), r_g — гирорадиус частиц, r_c — радиус области, в которой имеется однородное магнитное поле

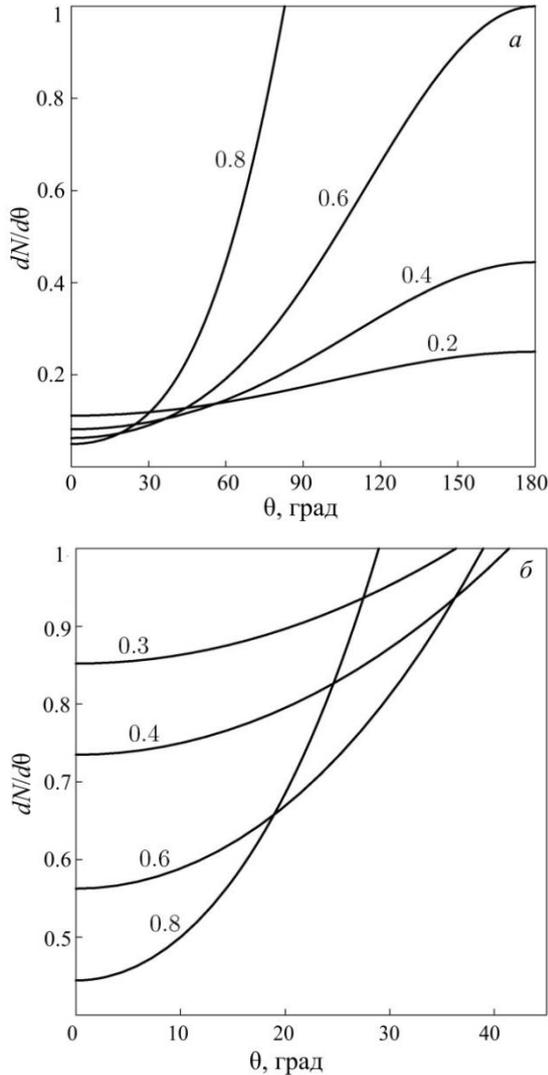


Рис. 4. Угловая зависимость потока в случае распределения частиц по энергии $\sim E^{-3}$ на разных расстояниях (указаны на кривых) от центра поля. Гирорадиус частиц минимальной энергии $r_g/r_c=0.2$ для панели а и $r_g/r_c=0.6$ для панели б

совершенно общий характер и связан, с одной стороны, с сохранением фазового объема при движении гамильтоновой системы, а с другой, с сохранением скорости частицы в статическом магнитном поле. Пусть у нас есть система с гамильтонианом $H(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ и пусть $n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ — фазовая плотность, в нашем случае — число частиц в заданных интервалах координат и импульсов в данный момент времени. Это число частиц может быть преобразовано в поток через площадь dS в телесном угле $d\Omega$ следующим образом:

$$\begin{aligned} dN &= n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) d^3 p d^3 r = \\ &= n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \frac{d^3 u}{|\partial^2 H / \partial p_i \partial p_j|} u dS dt = \\ &= n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \frac{u^3 du d\Omega dS dt}{|\partial^2 H / \partial p_i \partial p_j|}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $|\partial^2 H / \partial p_i \partial p_j| = |\partial u / \partial p_j|$ — якобиан перехода от импульсов к скоростям $\mathbf{u} = \partial H / \partial \mathbf{p}$. Для частицы в электромагнитном поле

$$H = c \sqrt{\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 + m^2 c^2} + e\phi(\mathbf{r}, t) \quad (13)$$

и $|\partial^2 H / \partial p_i \partial p_j| = m^{-3} (1 - u^2/c^2)^{5/2}$. Окончательно для потока получаем формулу

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\Omega dS dt} &= \int n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \frac{m^3 u^3 du}{(1 - u^2/c^2)^{5/2}} = \\ &= \int n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \frac{m^3 c^4 q^3 dq}{\sqrt{1 + q^2}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где \mathbf{p} должно быть выражено через заданное направление \mathbf{n} и модуль скорости u посредством равенства $\mathbf{p} = m\mathbf{n}u / \sqrt{1 - u^2/c^2} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, или через величину $q = (u/c) / \sqrt{1 - u^2/c^2}$ посредством

$$\mathbf{p} = mcq\mathbf{n} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t).$$

Как известно, фазовая плотность постоянна вдоль фазовой траектории (уравнение Лиувилля [Ландау, Лифшиц, 1988а], § 46), поэтому граничное условие в виде изотропного налетающего потока приводит к фазовой плотности, имеющей одно и то же значение на всех траекториях, соответствующих заданной энергии (скорости) частиц на бесконечности. Формула (14) показывает, что для возникновения анизотропии нужно, чтобы частицы, приходящие в точку с радиус-вектором \mathbf{r} с разных направлений, имели бы разную скорость. В статическом магнитном поле скорость сохраняется при движении частицы, поэтому поток в любой точке оказывается изотропным. Аналогичный результат получен в работе [Крымский и др., 2010] для движения частиц в потенциальном электрическом поле.

Разумеется, оговорка про захваченные частицы остается в силе и для произвольного магнитного поля.

АНИЗОТРОПИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, СТАТИЧЕСКОМ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

Обратимся теперь к поправкам за счет изменения магнитного поля во времени и сопутствующего ему электрического поля. Рассмотрим простейший случай, когда магнитное поле является статическим в движущейся со скоростью v системе отсчета. Поскольку уравнение Гамильтона—Якоби является релятивистски-инвариантным, задача фактически сводится к рассмотренной выше и можно воспользоваться полученным полным интегралом, в котором нужно лишь выразить координаты и время с помощью преобразований Лоренца

$$t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y' = y. \quad (15)$$

Альтернативный путь состоит в преобразовании падающего потока в движущуюся систему отсчета (в ней он становится уже анизотропным), решении в движущейся системе отсчета задачи рассеяния в статическом поле и обратном пересчете в неподвижную систему отсчета, причем для расчета углового распределения используется формула (14). Расчет значительно упрощается, если ограничиться линейной по v/c поправкой, при этом для параметра q_s после рассеяния на движущемся магнитном облаке получается довольно простая формула

$$q_s = q - \frac{2(v/c)\sqrt{1+q^2}\sqrt{1-a^2}\left[\sqrt{1-a^2}\cos\phi - (\beta q + a)\sin\phi\right]}{(\beta q + a)^2 + (1-a^2)} + \dots, \quad (16)$$

где q — значение в налетающем потоке, ϕ — азимут прилета в точку наблюдения, $a = (x\sin\phi - y\cos\phi)/r_c$ — безразмерный прицельный параметр, $\beta = mc^2/(eBr_c)$ — безразмерный гирорадиус для частиц с $q=1$.

Угловое распределение равно отношению подынтегральных выражений в формуле (14) до в налетающем потоке и после рассеяния частиц магнитным полем в точке наблюдения. При постоянной фазовой плотности это сводится к

$$\frac{q_s^2 dq_s}{\sqrt{1+q_s^2}} \left(\frac{q^2 dq}{\sqrt{1+q^2}} \right)^{-1} = \frac{q_s^2 \sqrt{1+q^2} dq}{q^2 \sqrt{1+q_s^2} dq}, \quad (17)$$

степень q здесь на единицу ниже, чем непосредственно в формуле (14), поскольку рассматривается двумерная задача. Даже в случае зависимости $q_s(q)$, представленной формулой (16), угловое распределение оказывается довольно сложным. Простые выражения можно получить при $\beta q \ll 1$ (сильное поле, отражение происходит как от абсолютно жесткого цилиндра) и $\beta q \gg 1$ (слабое поле, мало отклоняющее частицы)

$$\frac{dN}{d\phi} = \begin{cases} 1 - \frac{4v}{qc} \sqrt{1+q^2} \sqrt{1-a^2} \cos\psi, & \beta q = 1, \\ 1 + \frac{2v}{\beta qc} \sqrt{1+q^2} \sqrt{1-a^2} \sin\phi, & \beta q \gg 1, \end{cases} \quad (18)$$

где $\cos\psi = \sqrt{1-a^2} \cos\phi - a \sin\phi$ — косинус угла внутренней нормали в точке отражения, суммы угла прилета и угла падения.

На рис. 5, 6 приведены результаты расчета анизотропии от движущегося магнитного облака. Обращает на себя внимание асимметричность картины для случая движения облака прямо на наблюдателя. Ее можно объяснить из соображений симметрии, если вспомнить, что магнитное поле является аксиальным вектором, а потому при отражении в плоскости меняют знак его компоненты, лежащие в плоскости (в противоположность полярным векторам, для которых меняет знак нормальная к плоскости компонента). Таким образом, отражение в плоскости, проходящей через наблюдателя и ось симметрии облака, меняет знак магнитного поля, что приводит к иной физической ситуации и проявляется в асимметричной зависимости потока от угла. В случае жесткого магнитного зеркала эта асимметрия слаба, а в случае слабого поля, наоборот, угловое распреде-

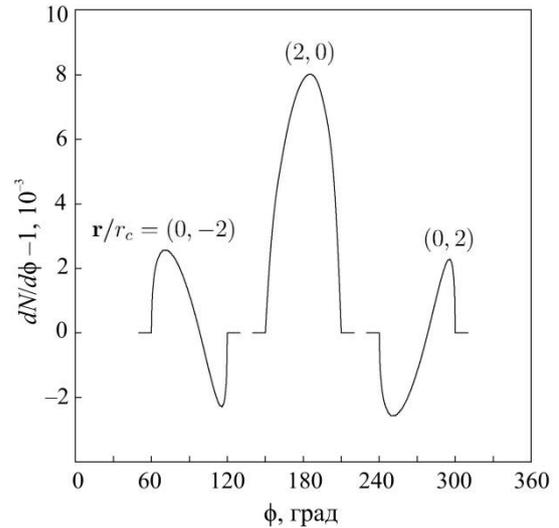


Рис. 5. Угловые зависимости потока частиц в случае движущегося магнитного облака с однородным магнитным полем внутри в точках $\mathbf{r}/r_c = (0, -2)$, $(2, 0)$ (прямо по ходу движения облака) и $(0, 2)$. Скорость облака $v/c = 2 \cdot 10^{-3}$, параметры $q=10$ (энергия частиц $\approx 10 mc^2$), $\beta=0.01$ (гирорадиус в поле облака $r_g/r_c=0.1$)

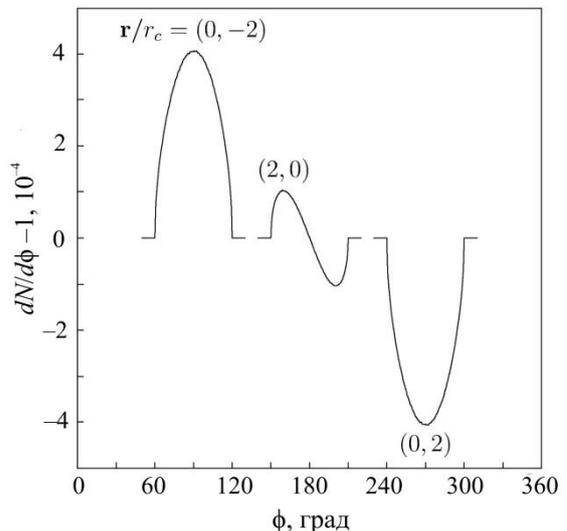


Рис. 6. То же для параметра $\beta=1$ (гирорадиус $r_g/r_c=10$)

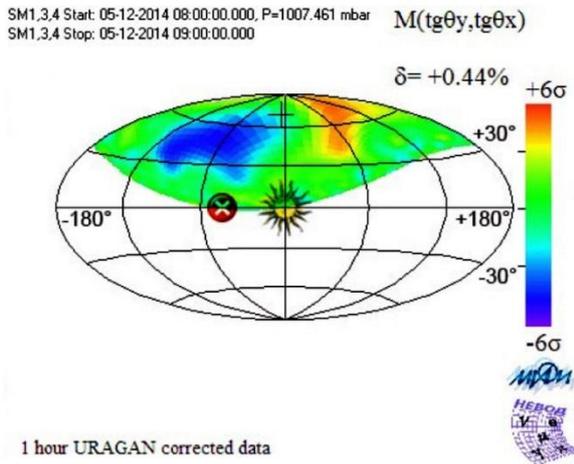


Рис. 7. Поток космических лучей на границе магнитосферы Земли по данным мюонного годоскопа УРАГАН 05.12.2014, усредненный по интервалу с 08:00 до 09:00 UT [Yashin et al., 2015]. Изображение солнечной короны в центре указывает направление на Солнце, косой крест слева — направление силовой линии межпланетного магнитного поля, прямой крест наверху — направление прилета космических лучей, породивших вертикально падающие мюоны. Параметр δ указывает относительное изменение полного потока мюонов, распределение по направлениям показано в единицах статистической погрешности

ление в этом случае является антисимметричным. Отметим, что по асимметрии углового распределения можно определить такой важный параметр, как направление магнитного поля в облаке.

Две соседствующие области с повышенным и пониженным потоками наблюдаются на мюонном годоскопе УРАГАН. В качестве примера на рис. 7, взятом из работы [Yashin et al., 2015], представлен результат восстановления потока космических лучей на границе магнитосферы Земли по данным мюонного годоскопа с 08:00 до 09:00 UT 5 декабря 2014 г. Отметим, что в настоящее время активно развиваются методы обработки данных годоскопа УРАГАН, позволяющие автоматически выявлять такие области повышенного и пониженного потоков [Астапов и др., 2017; Гетманов и др., 2017а, б; Гетманов и др., 2019; Добровольский и др., 2019].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсудим кратко достоинства и недостатки нашего подхода. К достоинствам нужно отнести возможность расчета непосредственно наблюдаемой анизотропии исходя из простого предположения об изотропности падающего извне потока частиц. При этом оказывается, что статическое магнитное поле анизотропии не порождает. Области меняющегося (движущегося) магнитного поля порождают анизотропию порядка $v/c \sim 10^{-3}$, где v — скорость солнечного ветра. Наибольший вклад в анизотропию дают быстро движущиеся магнитные неоднородности.

К недостаткам следует отнести влияние на анизотропию не только области гелиосферы между Солнцем и Землей, но и внешней области, если в ней имеются достаточно сильные магнитные неод-

нородности. Недостаточно обосновано также само предположение об изотропности налетающего потока. Данных напрямую о солнечных космических лучах с энергией 10 ГэВ нет, а для лучей энергии 500–1000 ГэВ известно ([Березинский и др., 1984], стр. 38), что их распределение анизотропно, причем анизотропия составляет те же 10^{-3} . Аналогичная по величине анизотропия зафиксирована недавно в эксперименте PAMELA для лучей с энергией 1–20 ТэВ [Karelin et al., 2015]. Тем не менее, сама формула (14), связывающая поток в двух точках на одной фазовой траектории, остается справедливой в общем случае и может применяться для анализа данных с какого-либо детектора частиц.

В дальнейшем планируется отработка представленного подхода на примере более реалистичной модели коронального выброса массы.

Работа выполнена в рамках государственного задания ГЦ РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Астапов И.И., Барбашина Н.С., Богоутдинов Ш.Р. и др. Исследование анизотропии потока мюонов во время негеоэффективных корональных выбросов масс 2016 г. // Ядерная физика и инжиниринг. 2017. Т. 8, № 5. С. 478–482. DOI: [10.1134/S207956291704003](https://doi.org/10.1134/S207956291704003).
- Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. и др. Астрофизика космических лучей. М.: Наука, 1984. 360 с.
- Гетманов В.Г., Гвишиани А.Д., Сидоров Р.В. и др. Фильтрация наблюдений угловых распределений мюонных потоков от годоскопа УРАГАН // Ядерная физика и инжиниринг. 2017а. Т. 8, № 6. С. 506–512. DOI: [10.1134/S207956291704011X](https://doi.org/10.1134/S207956291704011X).
- Гетманов В.Г., Гвишиани А.Д., Сидоров Р.В. и др. Математическая модель наблюдений от мюонного годоскопа с учетом кинематики и геометрии солнечных корональных выбросов масс // Ядерная физика и инжиниринг. 2017б. Т. 8, № 5. С. 432–438. DOI: [10.1134/S2079562917040108](https://doi.org/10.1134/S2079562917040108).
- Гетманов В.Г., Гвишиани А.Д., Перегудов Д.В. и др. Ранняя диагностика геомагнитных бурь на основе наблюдений систем космического мониторинга // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5, № 1. С. 59–67. DOI: [10.12737/szf-51201906](https://doi.org/10.12737/szf-51201906).
- Добровольский М.Н., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. Метод поиска локальной анизотропии потоков мюонов в матричных данных годоскопа УРАГАН // Изв. РАН. Сер. физическая. 2019. Т. 83, № 5. (В печати).
- Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Мамрукова В.П., Герасимова С.К. Анизотропия космических лучей высоких энергий // Письма в астрономический журнал. 2010. Т. 36, № 8. С. 628–636.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1988а. 216 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988б. 512 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
- Burlaga L.F. Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha // J. Geophys. Res. 1988. V. 93, N A7. P. 7217–7224. DOI: [10.1029/JA093iA07p07217](https://doi.org/10.1029/JA093iA07p07217).
- Dorman L.I., Villaresi G., Belov A.V., et al. Cosmic-ray forecasting features for big Forbush decreases // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). 1995. V. 39, N 1. P. 136–143. DOI: [10.1016/0920-5633\(95\)00016-3](https://doi.org/10.1016/0920-5633(95)00016-3).
- Karelin A., Adriani O., Barbarino G., et al. The large-scale anisotropy with the PAMELA calorimeter // ASTRA Proc. 2015. V. 2. P. 35–37. DOI: [10.5194/ap-2-35-2015](https://doi.org/10.5194/ap-2-35-2015).

Osherovich V.A., Farrugia C.J., Burlaga L.F. Nonlinear evolution of magnetic flux ropes 1. Low-beta limit // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98, N A8. P. 13225–13231. DOI: [10.1029/93JA00271](https://doi.org/10.1029/93JA00271).

Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // *Planet. Space Sci.* 1965. V. 13. P. 9–49. DOI: [10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5).

Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S., et al. Real-time data of muon hodoscope URAGAN // *Adv. Space Res.* 2015. V. 56, N 12. P. 2693–2705. DOI: [10.1016/j.asr.2015.06.003](https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.003).

REFERENCES

Astapov I.I., Barbashina N.S., Bogoutdinov Sh.R., Borog V.V., Veselovsky I.S., Getmanov V.G., et al. Investigation of muon flux anisotropy during non-geoeffective coronal mass ejections in 2016. *Yadernaya fizika i inzhiniring* [Nuclear Physics and Engineering]. 2017, vol. 8, no. 5, pp. 478–482. (In Russian). DOI: [10.1134/S207956291704003](https://doi.org/10.1134/S207956291704003).

Berezinsky V.S., Bulanov S.V., Ginzburg V.L., Dogiel V.A., Ptuskin V.S. *Astrofizika kosmicheskikh luchej* [Astrophysics of cosmic rays]. Moscow, Nauka Publ., 1984. 360 p. (In Russian).

Burlaga L.F. Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha. *J. Geophys. Res.* 1988, vol. 93, no. A7, pp. 7217–7224. DOI: [10.1029/JA093iA07p07217](https://doi.org/10.1029/JA093iA07p07217).

Dobrovolsky M.N., Astapov I.I., Barbashina N.S., Gvishiani A.D., Getmanov V.G., Dmitrieva A.N., et al. The method of search for local anisotropy of muon fluxes in matrix-form data of URAGAN Hodoscope. *Izvestiya RAN. Ser. fizicheskaya* [Bull. of the Russian Academy of Sciences. Physics]. 2019, vol. 83, no. 5. (In Russian). (In print).

Dorman L.I., Villaresi G., Belov A.V., Eroshenko E.A., Lucci N., Yanke V.G., et al. Cosmic-ray forecasting features for big Forbush decreases. *Nuclear Physics B* (Proc. Suppl.). 1995, vol. 39, no. 1, pp. 136–143. DOI: [10.1016/0920-5633\(95\)00016-3](https://doi.org/10.1016/0920-5633(95)00016-3).

Getmanov V. G., Gvishiani A.D., Sidorov R.V., Soloviev A.A., Bogoutdinov Sh.R., Yashin I.I., et al. Filtering of observations of the angular distributions of muon fluxes from the URAGAN Hodoscope. *Yadernaya fizika i inzhiniring* [Nuclear Physics and Engineering]. 2017a, vol. 8, no. 6, pp. 506–512. (In Russian). DOI: [10.1134/S207956291704011X](https://doi.org/10.1134/S207956291704011X).

Getmanov V.G., Gvishiani A.D., Sidorov R.V., Soloviev A.A., Bogoutdinov Sh.R., Yashin I.I., et al. Mathematical model for observations from a muon hodoscope including the kinematics and geometry of solar coronal mass ejections. *Yadernaya fizika i inzhiniring* [Nuclear Physics and Engineering]. 2017b, vol. 8, no. 5, pp. 432–438. (In Russian). DOI: [10.1134/S2079562917040108](https://doi.org/10.1134/S2079562917040108).

Getmanov V.G., Gvishiani A.D., Peregoudov D.V., Yashin I.I., Soloviev A.A., Dobrovolsky M.N., Sidorov R.V. Early diagnostics of geomagnetic storms based on observations of space monitoring systems. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. 2019, vol. 5, no. 1, pp. 43–50. DOI: [10.12737/stp-51201906](https://doi.org/10.12737/stp-51201906).

Karelin A., Adriani O., Barbarino G., Bazilevskaya G.A., Bellotti R., Boezio M., et al. The large-scale anisotropy with the PAMELA calorimeter. *ASTRA Proc.* 2015, vol. 2, pp. 35–37. DOI: [10.5194/ap-2-35-2015](https://doi.org/10.5194/ap-2-35-2015).

Krymsky G.F., Krivoshapkin P.A., Mamrukova V.P., Gerasimova S.K. Anisotropy of high-energy cosmic rays. *Astron. Lett.* 2010, vol. 36, no. 8, pp. 596–604. DOI: [10.1134/S1063773710080086](https://doi.org/10.1134/S1063773710080086).

Landau L.D., Lifshitz E.M. *Mekhanika* [Mechanics]. Moscow, Nauka Publ., 1988a. 216 p. (In Russian).

Landau L.D., Lifshitz E.M. *Teoriya polya* [The Classical Theory of Fields]. Moscow, Nauka Publ., 1988b. 512 p. (In Russian).

Landau L.D., Lifshitz E.M. *Elektrodinamika sploshnykh sred* [Electrodynamics of Continuous Media]. Moscow, Nauka Publ., 1992. 664 p. (In Russian).

Osherovich V.A., Farrugia C.J., Burlaga L.F. Nonlinear evolution of magnetic flux ropes 1. Low-beta limit. *J. Geophys. Res.* 1993, vol. 98, no. A8, pp. 13225–13231. DOI: [10.1029/93JA00271](https://doi.org/10.1029/93JA00271).

Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* 1965, vol. 13, pp. 9–49. DOI: [10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5).

Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S., Borog V.V., Chernov D.V., Dmitrieva A.N., et al. Real-time data of muon hodoscope URAGAN. *Adv. Space Res.* 2015, vol. 56, no. 12, pp. 2693–2705. DOI: [10.1016/j.asr.2015.06.003](https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.003).

Как цитировать эту статью

Перегудов Д.В., Соловьев А.А., Яшин И.И., Шутенко В.В. Моделирование анизотропии галактических космических лучей. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 1. С. 36–42. DOI: [10.12737/szf-61202003](https://doi.org/10.12737/szf-61202003).