

ВЛИЯНИЕ КОРОТИРУЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2023 г. М. С. Калинин^{1, *}, М. Б. Крайнев^{1, 2}, С. Луо², М. С. Подгитер^{2, 3}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Шаньдунский институт перспективных технологий, Цзинань, Шаньдун, Китай

³Институт экспериментальной и прикладной физики,
Университет Христиана Альбрехта, Киль, Германия

*e-mail: kalininms@lebedev.ru

Поступила в редакцию 01.02.2023 г.

После доработки 03.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Анализ данных космических аппаратов, сканировавших значительные области гелиосферы, а также результатов магнитно-гидродинамических расчетов указывает на то, что коротирующие области взаимодействия солнечного ветра, практически постоянно присутствующие в низко- и среднеширотной гелиосфере, иногда сильно изменяют крупномасштабные характеристики гелиосферы, важные для долговременных вариаций интенсивности галактических космических лучей. В частности, для кэррингтоновского оборота № 2066 (январь–февраль 2008 г.) эти области усиливают магнитные поля во внутренней ($r < 3–5$ а.е.) и ослабляют их в средней и дальней гелиосфере, а также существенно изменяют распределение гелиосферных магнитных полей по полярности. Авторами было сделано предположение, что в такой ситуации влияние коротирующих областей взаимодействия должно приводить к увеличению интенсивности галактических космических лучей во многих областях гелиосферы. В статье обсуждаются процесс изменения распределения гелиосферных магнитных полей по полярности из-за взаимодействия разноскоростных потоков СВ для кэррингтоновского оборота № 2066, простая модель гелиосферного магнитного поля без взаимодействия между разноскоростными потоками солнечного ветра, а также результаты численных двумерных расчетов методом конечных разностей усредненной по долготе интенсивности ГКЛ с использованием указанной модели в сравнении с трехмерным расчетом методом Монте-Карло, основанным на трехмерном магнитно-гидродинамическом моделировании гелиосферы.

DOI: 10.31857/S0016794023600606, EDN: KRORZD

1. ВВЕДЕНИЕ

Коротирующие области взаимодействия (КОВ) разноскоростных потоков солнечного ветра (СВ) образуются во внутренней гелиосфере ($r < 10$ а.е.) из-за зависимости скорости СВ от долготы. В областях взаимодействия существенно перестраивается распределение гелиосферных характеристик, которые в первом приближении стационарны во вращающейся с Солнцем системе координат [Belcher and Davis 1971; Richardson, 2018]. До наблюдений с космических аппаратов на поверхности Земли они воспринимались как рекуррентные вариации (т.е. вариации с периодами, близкими к периоду вращения Солнца ($T_{\odot} \approx 27$ дней)) геомагнитных характеристик и интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) [Simpson, 1998; Modzelewska and Alania, 2012]. С начала космической эры эти вариации стали наблюдаться в гелиосферных характеристиках (скорости, плот-

ности и температуре СВ, напряженности гелиосферных магнитных полей (ГМП)) и ГКЛ сравнительно малых энергий (например, [Hundhausen, 1972; Modzelewska et al., 2020]). В 1970-х годах образование КОВ было связано с формой гелиосферного токового слоя (ГТС) в основании гелиосферы, и для простых случаев хорошо теоретически исследовано в МГД-приближении [Shulz, 1973; Pizzo and Gosling, 1994].

Моделирование рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ также основывалось на МГД-расчетах скорости СВ и характеристик ГМП, сначала в простых МГД-моделях (например, [Kóta and Jokipii, 1991; Kóta and Jokipii, 1998]), а в последнее десятилетие — на детальном моделировании как условий между фотосферой и гелиосферой ($r_{\odot} < r < 20r_{\odot} \approx 0.1$ а.е.), так и во внутренней и даже средней гелиосфере [Guo and Florinski, 2014, 2016; Wiengarten et al., 2014; Kopp et al., 2017; Shen

et al., 2018; Luo et al., 2020]. Однако при рассмотрении связанных с КОВ эффектов в ГКЛ обычно ограничиваются рассмотрением 27-дневных вариаций интенсивности. В определенной степени это связано с тем, что авторы некоторых работ, использовавших упрощенное моделирование как характеристик гелиосферы, так и интенсивности ГКЛ, пришли к выводу, что КОВ существенно влияет лишь на короткопериодические вариации ГКЛ, слабо изменяя их крупномасштабное распределение [Kóta and Jokipii, 1991]. Другими словами, вывод этих авторов означает, что влияние разноскоростных потоков СВ на долговременные вариации интенсивности ГКЛ, т.е. вариации с характерными временами τ , значительно больше, чем период вращения Солнца ($\tau \gg T_{\odot}$), незначителен.

В комплексном 3D исследовании КОВ и ГКЛ для кэрингтоновского оборота (КО) 2066 (январь–февраль 2008 г.) [Luo et al., 2020] обсуждаются в основном рекуррентные вариации гелиосферных характеристик и интенсивности протонов ГКЛ, т.е. зависимость характеристик от гелиодолготы. Однако в этой работе проводится и сравнение с наблюдениями расчетного спектра протонов, усредненного за весь КО 2066. В работе [Крайнев и др., 2023] был продолжен анализ результатов МГД-моделирования скорости СВ и ГМП, полученных в [Luo et al., 2020], и сделан вывод о такой эволюции областей усиления и ослабления ГМП, что на средних расстояниях ($10 < r \leq 30$ а.е.) и, возможно, в дальней гелиосфере превалирует ослабление ГМП, что должно привести к возрастанию интенсивности в больших областях гелиосферы как следствие взаимодействия разноскоростных потоков СВ.

В данной статье, продолжающей исследования в работах [Luo et al., 2020; Крайнев и др., 2023], мы более подробно остановимся на некоторых результатах МГД-моделирования характеристик гелиосферы, обсудим предложенную в [Крайнев и др., 2023] модель ГМП без эффектов взаимодействия разноскоростных потоков СВ, а также приведем результаты расчета интенсивности ГКЛ с использованием указанной модели. В разделе 2 кратко изложены представления об эволюции из-за взаимодействия разноскоростных потоков СВ областей усиления и ослабления ГМП и более подробно – об изменении формы ГТС, т.е. распределения ГМП по полярности (знаку радиальной компоненты ГМП). Затем (в разделе 3) более подробно, чем в работе [Крайнев и др., 2023], обсуждается модель СВ и ГМП, соответствующая их исходному распределению в основании гелиосферы, но без взаимодействия между разноскоростными потоками СВ. В центральном разделе 4 обсуждается и сравнивается с другими подходами основанное на указан-

ной модели ГМП моделирование интенсивности ГКЛ в КО 2066 с помощью простой программы для решения 2D транспортного уравнения для распространения ГКЛ. Наконец, обсуждению полученных результатов посвящен раздел 5.

2. СВЯЗАННАЯ С КОВ ЭВОЛЮЦИЯ ГЛОБАЛЬНОГО ГТС

Образование и эволюция КОВ для простых граничных условий (модель наклонного токового слоя и заданная зависимость скорости СВ от углового расстояния до него при постоянстве остальных характеристик – радиальной компоненты ГМП B_r , плотности N и температуры T СВ были численно промоделированы в МГД-приближении во многих работах [Pizzo and Gosling, 1994; Guo and Florinski, 2014]. При этом был продемонстрирован поворот области усиления ГМП в пространстве, образование ударных волн и прочие особенности при качественном согласии с наблюдениями. Однако реальные распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы значительно более сложны, и моделирование реального поведения характеристик гелиосферы в районе орбиты Земли и тем более на больших расстояниях требует детального расчета этих распределений. Такие расчеты проводятся систематически, особенно для прогноза космической погоды (условий в околоземном пространстве, важных для процессов на Земле) [Riley et al., 2012; Mays et al., 2015].

В работе [Крайнев и др., 2023] при анализе результатов МГД-моделирования скорости СВ и ГМП, полученных в [Luo et al., 2020], основное внимание обращалось на эволюцию с расстоянием: 1) долготного распределения скорости СВ, которое приводит к ограничению области существования КОВ, и 2) областей относительного ослабления ГМП, что приводит к образованию слабо изменяющейся с расстоянием области относительного ослабления ГМП. Эти явления были проиллюстрированы, и именно со вторым из них мы связали эффект возможного существенного ослабления модуляции ГКЛ при учете КОВ. О том факте, что ГТС с расстоянием сильно изменяется как по степени изогнутости, оцениваемой по т.н. квазитилту α_{qt} , половине диапазона широт, занятого ГТС, – от $\alpha_{qt} = 28.1^\circ$ в основании гелиосферы до $\alpha_{qt} = 4.4^\circ$ к границе области МГД-расчета), так и по среднему положению (от широты магнитного экватора $\lambda_{me} = -8.5^\circ$ до $\lambda_{me} = 10.7^\circ$) в работе [Крайнев и др., 2023] лишь упомянуто.

На рис. 1 для иллюстрации, как произошло такое сильное изменение глобального (т.е. соединяющего все долготы) ГТС, показаны расчетные распределения радиальной компоненты ГМП B_r на двух последовательных сферах. Видно, что на

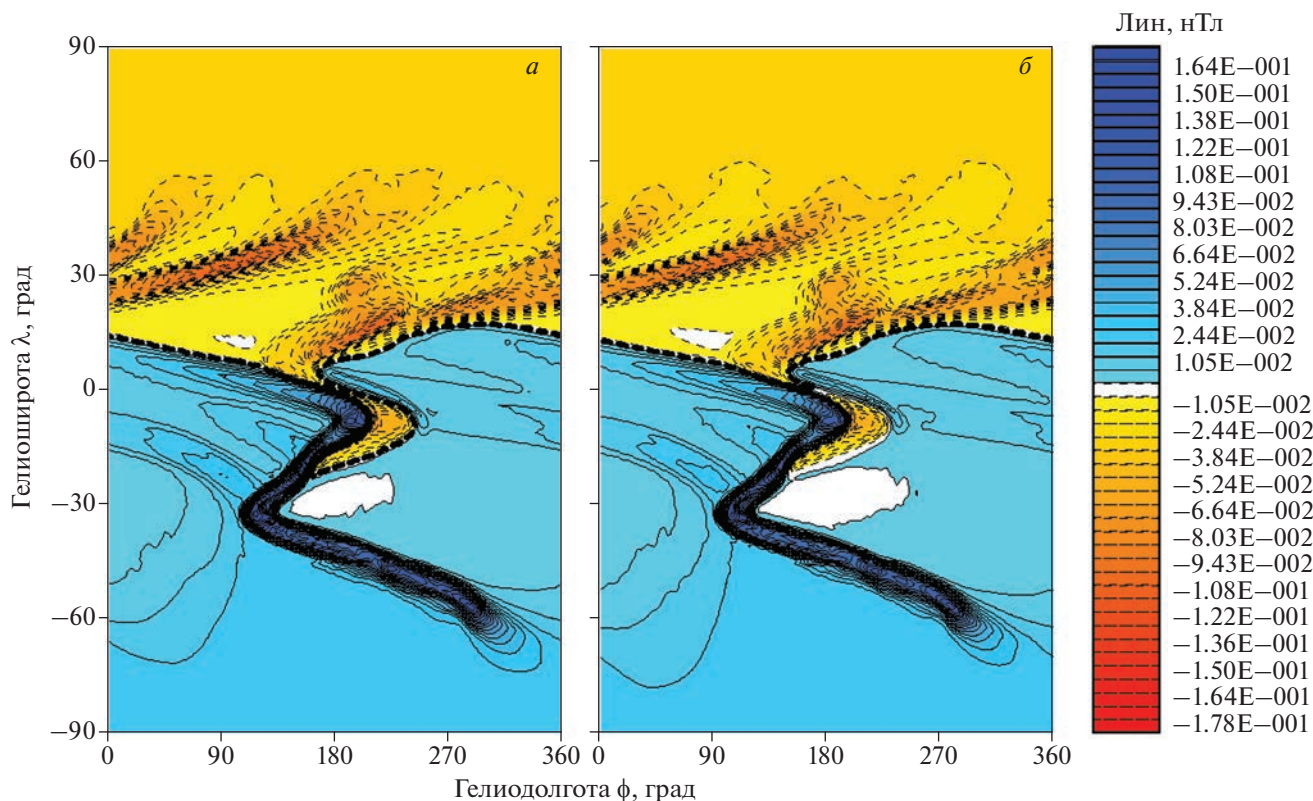


Рис. 1. Распределение радиальной компоненты ГМП B_r на сферах $r = 10.46$ а.е. (а) и $r = 10.77$ а.е. (б) для КО 2066 согласно [Luo et al., 2020]. Изолинии положительных значений B_r показаны сплошными, а отрицательных — штриховыми линиями. Толстыми черными штриховыми кривыми показано расположение глобального гелиосферного токового слоя.

первой сфере еще существует соединение “косы” отрицательной полярности ГМП в диапазоне гелиоширот $\lambda \approx [0^\circ, -28^\circ]$ с “полусферой-материком” этой полярности, т.е. глобальный ГТС занимает диапазон $\lambda \approx [18^\circ, -25^\circ]$. Но уже на следующей сфере эта “коса” отрезана от “материка” и стала маленьким “островом” в “море” ГМП положительной полярности, который пропал через несколько астрономических единиц, а широтный диапазон глобального ГТС сократился до $\lambda \approx [18^\circ, 0^\circ]$.

3. МОДЕЛЬ СВ И ГМП БЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ КОРОТИРУЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В работе [Крайнев и др., 2023] для подчеркивания рассчитанных в МГД-приближении эффектов КОВ — усиления и ослабления ГМП — локальная расчетная напряженность ГМП $B^{MHD}(r, \theta, \phi)$ сравнивалась с усредненной по долготе напряженностью паркеровского ГМП $\bar{B}^{Par}(r, \theta)$, которое исходит из того же распределения радиальных компонент скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы, что и МГД-расчеты, но для скорости СВ, усредненной по долготе. Для целей

сравнения была рассчитана относительная разность этих величин и обсуждалось ее распределение на сферах разного радиуса, а также, после усреднения по долготе, в меридиональной плоскости. Однако в данной работе указанная паркеровская модель ГМП интересует нас не только как вспомогательное средство для выделения эффектов КОВ, но и как самостоятельная модель, с помощью которой будет рассчитываться интенсивность ГКЛ и обсуждаться влияние на эту интенсивность взаимодействия разноскоростных потоков СВ.

Поэтому рассмотрим эту модель более подробно. Обозначая усредненную по долготе радиальную компоненту скорости СВ $V_r^{MHD}(\theta) = \langle V_r^{MHD}(\theta, \phi) \rangle_\phi$ и распределения модуля радиальной компоненты ГМП $|B_r(\theta, \phi)|$ и ее полярности $F(r, \theta, \phi)$ в основании гелиосферы, паркеровскую модель ГМП [Parker, 1958a], согласующуюся с распределениями $V_r(r, \theta, \phi)$ и $B_r(r, \theta, \phi)$ на сфере $r = r_{\min}$ в основании гелиосферы, можно представить следующим образом:

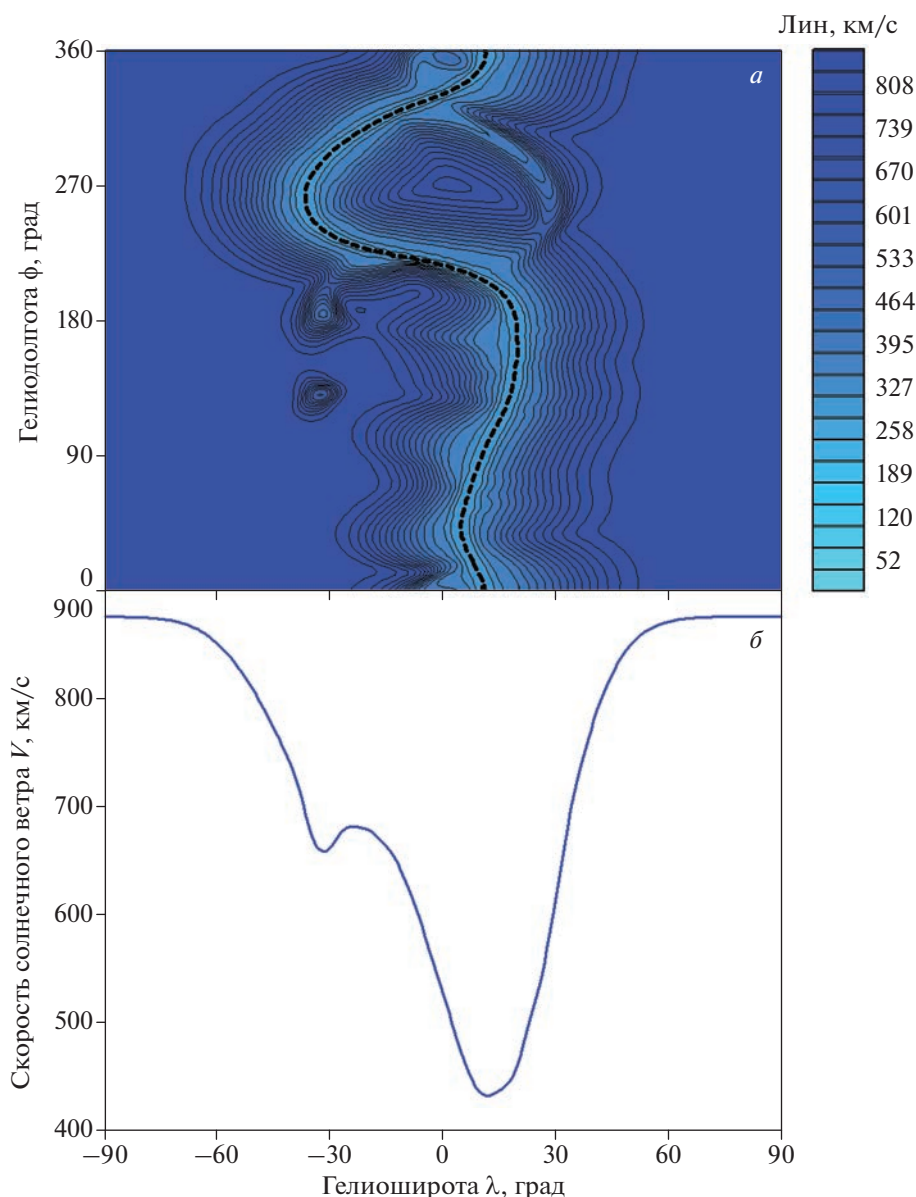


Рис. 2. Распределение скорости СВ на сфере в основании гелиосферы для КО 2066 согласно [Luo et al., 2020] (а) и зависимость от широты усредненной по долготе скорости (б). Толстой черной штриховой кривой показано расположение глобального гелиосферного токового слоя.

$$\mathbf{V}^{Par} = F |B_r(r, \theta, \varphi)| \left(\frac{r_{min}}{r} \right)^2 \times \left(\mathbf{e}_r - \frac{\omega(r - r_{min}) \sin \theta}{\bar{V}_r^{MHD}} \mathbf{e}_\varphi \right), \quad (1)$$

где ω и $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi$ — соответственно, угловая скорость вращения Солнца и единичные вектора по радиусу и долготе.

Для целей данной работы основная особенность модели ГМП (1) заключается в том, что она, опираясь на те же распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы, что и МГД-расче-

ты, не приводит к образованию разноскоростных потоков, а значит и КОВ.

На рис. 2 зависимость от гелиошироты усредненной по долготе радиальной компоненты скорости СВ сравнивается с распределением этой скорости в основании гелиосферы (на сфере $r \approx 0.19$ а.е.). Заметна особенность в этой зависимости с локальным максимумом. Верхняя панель рис. 3 иллюстрирует распределения как $|B_r(\theta, \varphi)|$, так и $F(r, \theta, \varphi)$.

Таким образом, иллюстрированная на рис. 2 и 3 модель ГМП (1) это 3D-модель, с зависимостью от долготы как полярности, так и абсолют-

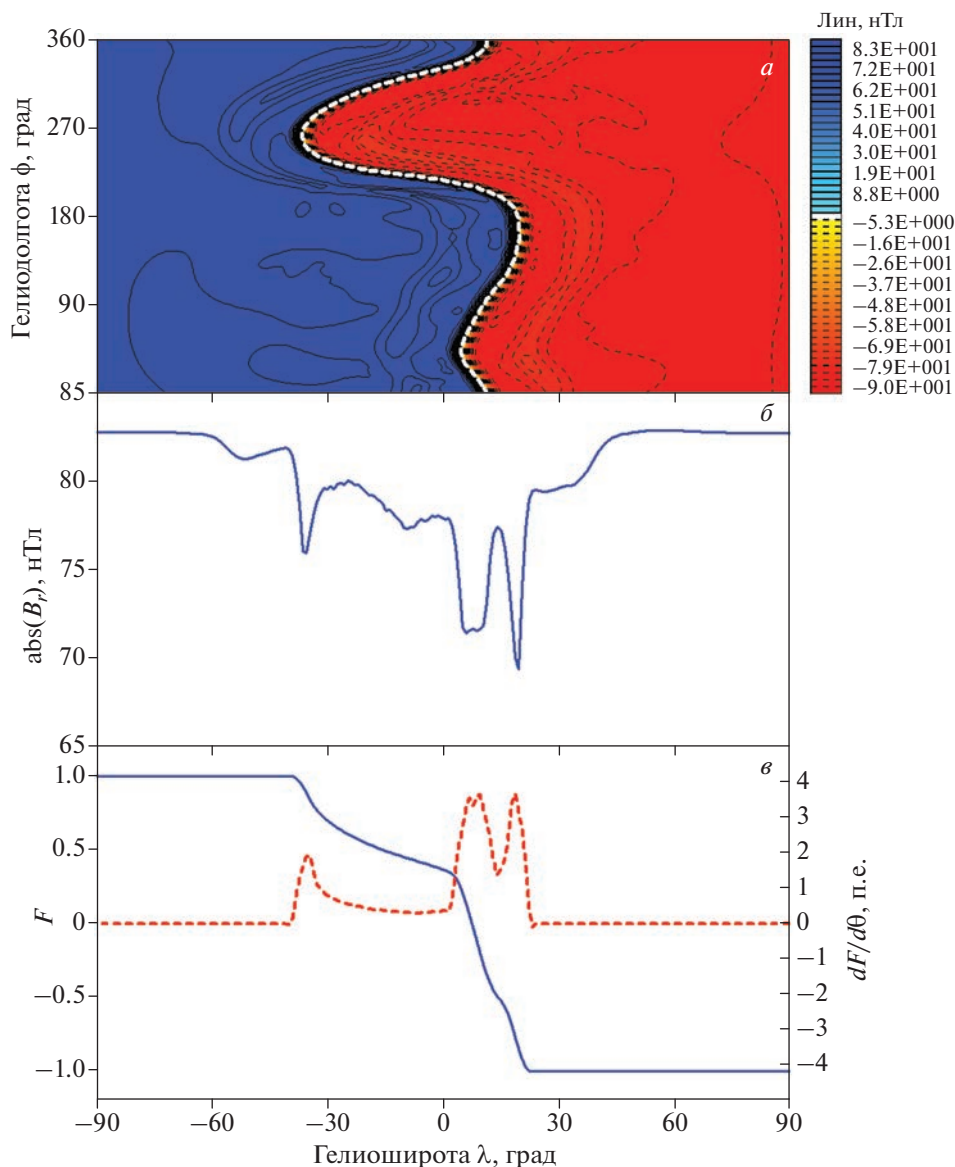


Рис. 3. Распределение радиальной компоненты ГМП B_r на сфере в основании гелиосферы для КО 2066 согласно [Luo et al., 2020] (а). Изолинии положительных значений B_r показаны сплошными, а отрицательных — штриховыми линиями. Зависимость от широты усредненных по долготе абсолютной величины B_r (б), полярности ГМП $F(\theta)$ — сплошная кривая, левый масштаб и производной F по полярному углу $dF/d\theta$ (в) — штриховая кривая, правый масштаб).

ной величины радиальной компоненты ГМП. При этом распределение обеих этих характеристик и форма ГТС, показанные на рис. 3а для основания гелиосферы, изменяются с расстоянием, поскольку усредненная по долготе скорость зависит от широты. Отметим, что эта модель близка к используемым для моделирования долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в работах группы North-West University (NWU, South Africa) [Potgieter and Vos, 2017; Aslam et al., 2019; Ngobeni et al., 2020; Ngobeni et al., 2021].

В то же время при использовании для моделирования усредненной по долготе интенсивности

ГКЛ в 2D-программах, например, используемых группой ФИАН [Калинин и др., 2015], важны также показанные на рис. 3 усредненные по долготе абсолютная величина радиальной составляющей ГМП (рис. 3б), а также полярность $F(\theta)$ и $dF/d\theta$ (рис. 3в). Как будет показано в следующем разделе, усредненная по долготе полярность ГМП, ее производная по полярному углу, а также усредненная по долготе абсолютная величина радиальной составляющей ГМП определяют скорость дрейфа частиц ГКЛ в неоднородном магнитном поле гелиосферы.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ В КО 2066

Как уже обсуждалось в работах [Kopp et al., 2017; Luo et al., 2020], моделирование рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ обычно осуществляется во вращающейся с Солнцем системе координат решением стационарного 3D-уравнения для функции распределения, $\mathcal{U}(\mathbf{r}, p) = \mathcal{F}(\mathbf{r}, T)/p^2$, [Parker, 1958, 1965; Крымский, 1964; Jokipii et al., 1977]:

$$\nabla \cdot (\mathcal{K}_s \nabla \mathcal{U}) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_D) \cdot \nabla \mathcal{U} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \ln p} = 0, \quad (2)$$

где p , T — импульс и кинетическая энергия частиц, $\mathcal{K}_s$ — тензор диффузии, а $\mathbf{V}$ и $\mathbf{V}_D$ — скорости СВ и дрейфа частиц в неоднородном ГМП. Для моделирования рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ гелиосферные характеристики, от которых зависят коэффициенты уравнения (2), предварительно определяют в МГД-приближении. Наиболее часто краевую задачу, связанную с уравнением (2), решают методом Монте-Карло [Zhang, 1999a, 1999b; Guo and Florinski, 2016; Kopp et al., 2017; Luo et al., 2020], хотя решение методами конечных разностей более сложно, но тоже возможно [Kota and Jokipii, 1991; Kóta and Jokipii 1998].

Усреднением уравнения (2) по долготе легко получить уравнение для описания поведения усредненной по долготе интенсивности ГКЛ, $\mathcal{F}(r, \theta, T) = \langle \mathcal{F}(\mathbf{r}, T) \rangle_\varphi$, с которой связываются долговременные вариации интенсивности ГКЛ:

$$\nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla U) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla U + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial U}{\partial \ln p} + Q = 0, \quad (3)$$

где коэффициенты 2D-уравнения (3) равны соответствующим коэффициентам 3D-уравнения (2), усредненным по долготе, а член источника Q зависит от вариаций искомой функции и коэффициентов с долготой [Калинин, Крайнев, 2014; Kalinin et al., 2021]. Краевые и “начальные” условия для U в сферической гелиоцентрической системе координат (r, θ, φ) :

$$\partial U / \partial r|_{r=r_{\min}} = \partial U / \partial \theta|_{\theta=0, \pi} = 0, \quad (4a)$$

$$U|_{r=r_{\max}} = U_{nm}(p), \quad (4b)$$

$$U|_{p=p_{\max}} = U_{nm}(p_{\max}), \quad (4v)$$

где $r_{\min}$, $r_{\max}$, U_{nm} — внутренний и наружный размеры области модуляции и немодулированная функция распределения ГКЛ, соответственно.

В работе [Крайнев и др., 2023] было высказано предположение, что наиболее точным и прямым путем исследования влияния взаимодействия

разноскоростных потоков СВ на долговременные вариации интенсивности ГКЛ является решение 3D-уравнения (2) с коэффициентами, основанными на МГД-моделировании характеристик гелиосферы, и последующее усреднение решения по долготе. Однако надежный МГД-расчет СВ и ГМП во всей гелиосфере и моделирование распространения ГКЛ в сильно неоднородной среде — довольно сложная задача. Поэтому мы надеемся, что многие стороны этого влияния могут быть изучены с помощью решения значительно более простых краевых задач типа 2D (3–4) или 3D, но в которых основные коэффициенты уравнения (2), в первую очередь скорость СВ, от долготы не зависят (например, [Potgieter and Vos, 2017; Aslam et al., 2019; Bishchoff et al., 2019; Ngoben et al., 2020; Ngoben et al., 2021]). В данной работе мы применим для этих целей программный пакет и модели коэффициентов краевой задачи (3–4), разработанные и много лет используемые в группе ФИАН.

Подход, которым мы пользуемся, состоит в сравнении результатов расчетов в простых 2D-моделях и комплексного 3D-расчета интенсивности ГКЛ на орбите Земли для КО 2066 (январь–февраль 2008 г.) [Luo et al., 2020], о котором шла речь в разделах 2, 3. При этом как 2D-, так и 3D-расчеты опираются на одни и те же распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы, показанные на рис. 2 и рис. 3 соответственно. Но для 2D-расчетов используется паркеровская модель ГМП (3) с усредненными по долготе скоростью СВ (рис. 2б), абсолютной величины радиальной компоненты (рис. 3б) и полярности (рис. 3в), при отсутствии эффектов взаимодействия разноскоростных потоков СВ и образования КОВ. А для 3D-расчетов сначала используется МГД-моделирование характеристик гелиосферы, по результатам которого рассчитывается методом Монте-Карло зависящая от долготы интенсивность, которая затем усредняется по долготе.

Используется простой вариант 2D-модели ФИАН без члена источника Q (см. обсуждение в [Крайнев и др., 2023]), а также без показателей жесткой зависимости коэффициента диффузии внутри и вне зоны секторной структуры ГМП, что мы считаем одним из проявлений взаимодействия разноскоростных потоков СВ (см. [Калинин и др., 2015]). Для правомерности сравнения с результатами 3D моделирования ГКЛ в работе [Luo et al., 2020] при 2D-расчетах используются те же простые модели коэффициентов диффузии вдоль и поперек регулярного ГМП и немодулированный спектр, что и в работе [Luo et al., 2020]:

$$K_{\parallel} = K_{\parallel 0} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0.5} \frac{B_{eq}}{B}, \quad (5)$$

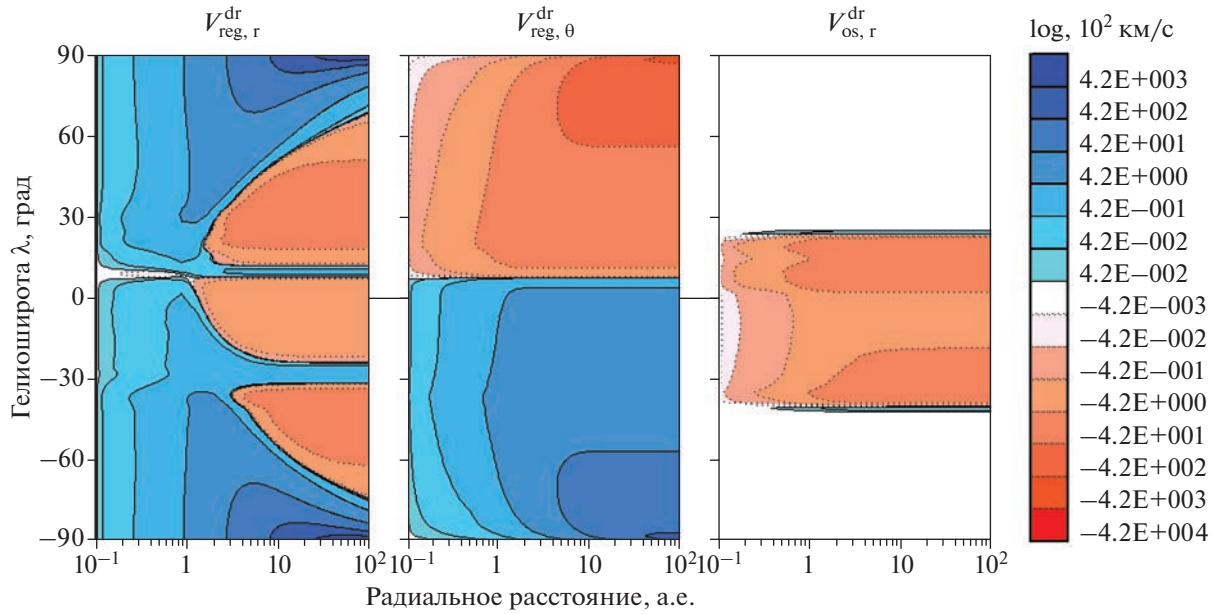


Рис. 4. Зависимость регулярной и вдоль токового слоя составляющих скорости магнитного дрейфа протонов ГКЛ от радиального расстояния и гелиошироты по выражениям (8) и результатам МГД-расчетов работы [Luo et al., 2020] для КО 2066. Левая, центральная и правая панели, соответственно, — радиальная и по полярному углу составляющие регулярной скорости дрейфа и скорость вдоль токового слоя. Изолинии положительных значений показаны сплошными, а отрицательных — пунктирными линиями.

$$K_{\perp} = K_{\perp 0} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0.5} \frac{B_{eq}}{B}, \quad (6)$$

$$\mathcal{F}_{LIS} = 2700 \frac{E^{1.12}}{\beta^2} \left(\frac{E + 0.67}{1.67} \right)^{-3.93}, \quad (7)$$

где $K_{\parallel 0} = 19 \times 10^{20} \text{ см}^2/\text{с}$, $K_{\perp 0} = 0.094 K_{\parallel 0}$; β и R — отношение скоростей частицы и света и жесткость частиц, $R_0 = 1 \text{ ГэВ}$, а B_{eq} — напряженность ГМП на орбите Земли.

Что касается скорости дрейфа, в 2D-моделях ФИАН она определяется, кроме усредненной по долготе абсолютной величины радиальной составляющей ГМП, полярностью ГМП, усредненной по долготе, а также ее производной по широте.

$$\mathbf{V}_d^{reg} = \frac{pV}{3q} F \left[\nabla \times \frac{\mathbf{B}_m}{B^2} \right], \quad \mathbf{V}_d^{cs} = \frac{pV}{3q} \left[\nabla F \times \frac{\mathbf{B}_m}{B^2} \right], \quad (8)$$

где $\nabla F = dF/d\theta/r$, а $\mathbf{B}_m$ — “монопольное”, направленное везде от Солнца осесимметричное ГМП (определяемое усредненными по долготе скоростью СВ и абсолютной величиной радиальной компонентой ГМП в основании гелиосферы). На рис. 4 показана зависимость всех трех составляющих скорости дрейфа (радиальной и по полярному углу составляющих регулярной скорости дрейфа и радиальной составляющей скорости вдоль токового слоя) от радиального расстояния и гелиошироты. Заметны несимметричность

распределений всех составляющих относительно гелиоэкватора, а также нерегулярность изолиний, что определяется показанными на рис. 2б и рис. 3б, с особенностями соответствующих зависимостей.

На рис. 5 с энергетическим спектром протонов в районе орбиты Земли, рассчитанный для КО 2066 в работе [Luo et al., 2020], сравниваются наблюдаемый спектр по данным КА ПАМЕЛА [Adriani et al., 2013] и спектры, смоделированные в 2D-расчете с использованием парковской модели ГМП (1), коэффициентов диффузии (5, 6) и немодулированного спектра (7) на границе области модуляции $r = 122 \text{ а.е.}$ Видно, что 3D-расчеты, учитывающие взаимодействие разноскоростных потоков СВ [Luo et al., 2020], довольно хорошо описывают данные наблюдений, а спектр для той же общей полярности ГМП $A < 0$, согласно 2D расчетам, не учитывающим это взаимодействие, лежит существенно ниже наблюдаемого. Кроме того, видно большое различие между спектрами для общей полярности ГМП $A > 0$ и $A < 0$, а спектр, полученный без учета дрейфа ($A = 0$), намного ниже, чем для $A > 0$ и $A < 0$. Это характерно при использовании малых коэффициентов диффузии (т.е. приближения сильного дрейфа) [Luo et al., 2020].

Коэффициенты диффузии согласно выражениям (5–6), использованные в 3D-расчете [Luo et al., 2020] и в описанных выше 2D-расчетах, значительно более низкие, чем обычно использу-

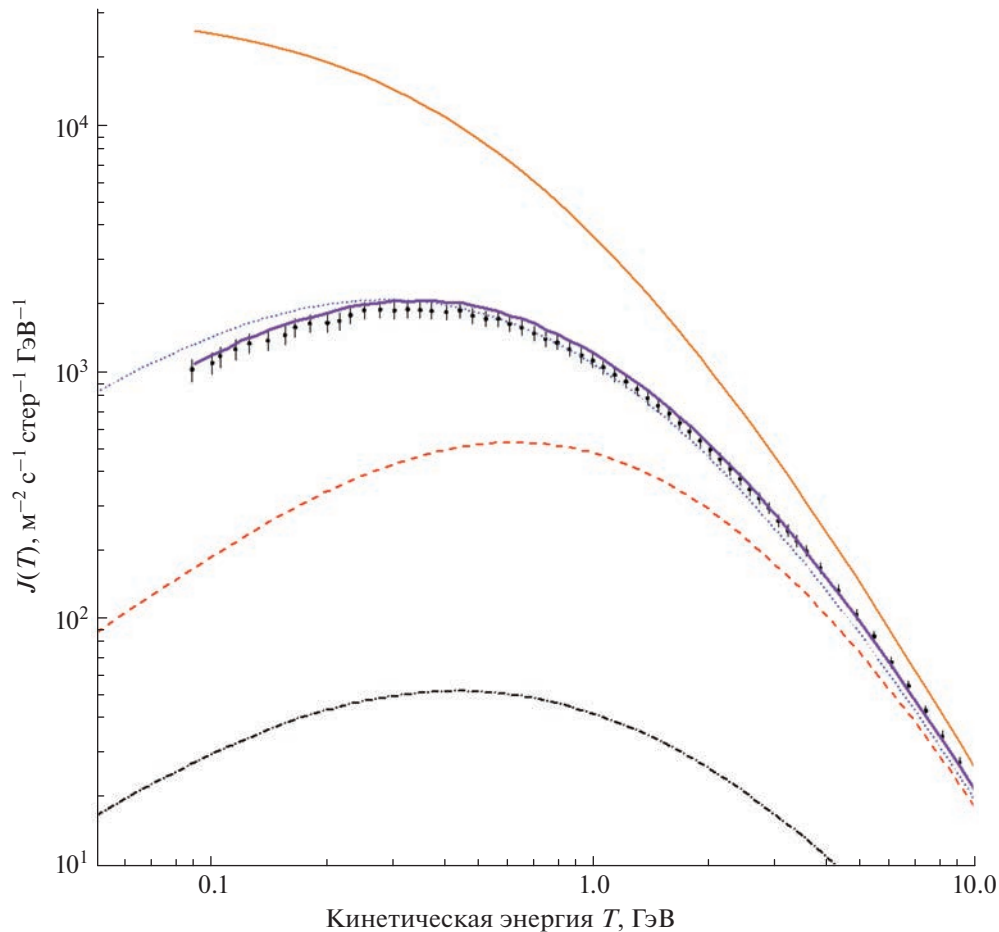


Рис. 5. Результаты расчета спектра протонов ГКЛ для КО 2066 около Земли. Вертикальными черными штрихами показаны результаты измерений на КА PAMELA [Adriani et al., 2013]. Сплошная кривая, проходящая через данные наблюдений — спектр, полученный в 3D-расчете в работе [Luo et al., 2020]. Пунктирная, штриховая и штрихпунктирная кривые — спектры, рассчитанные в 2D-модели (3) с коэффициентами диффузии согласно (5–6) для общей полярности ГМП $A > 0$, $A < 0$ и $A = 0$, соответственно. Верхняя сплошная более светлая кривая — немодулированный спектр согласно (7), использованный для всех расчетов.

ются при описании наблюдений КА ПАМЕЛА вблизи минимума 23–24 солнечного цикла (см. например, [Ngoben et al., 2020]).

Если же использовать зависимость коэффициента диффузии от жесткости, используемую в работах [Bishchoff et al., 2019; Ngoben et al., 2020]

$$K_{\parallel} = (K_{\parallel})_0 \beta \left(\frac{B_0}{B} \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{c_{\parallel}} \left(\frac{\left(\frac{R}{R_0} \right)^{c_3} + \left(\frac{R_k}{R_0} \right)^{c_3}}{1 + \left(\frac{R_k}{R_0} \right)^{c_3}} \right)^{\frac{c_{2\parallel} - c_{\parallel}}{c_3}}, \quad (9)$$

$$K_{\perp} = 0.02 K_{\parallel}, \quad (10)$$

с $K_{\parallel,0} = 2.7 \times 10^{22} \text{ см}^2/\text{с}$ и теми же остальными константами, что использованы в [Bishchoff et al., 2019], то даже без введения других средств подавления дрейфовых эффектов (в первую очередь су-

щественно разные коэффициенты диффузии поперек регулярного ГМП в радиальном и широтном направлении), получим (рис. 6) значительно лучшее описание наблюдаемого энергетического спектра протонов в районе орбиты Земли для реальной общей полярности ГМП $A < 0$. Кроме того, различие между спектрами для общей полярности ГМП $A > 0$ и $A < 0$, значительно сократилось, а спектр, полученный без учета дрейфа ($A = 0$), приблизился к спектрам для $A > 0$ и $A < 0$ и лежит между ними. Это означает, что использовано приближение слабого дрейфа.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ результатов МГД-моделирования геосферных характеристик для экстремального солнечного оборота 2066 (01–02.2008 г.), проведенного в работе [Luo et al., 2020], показал, что, наряду с относительным ослаблением ГМП в средней и

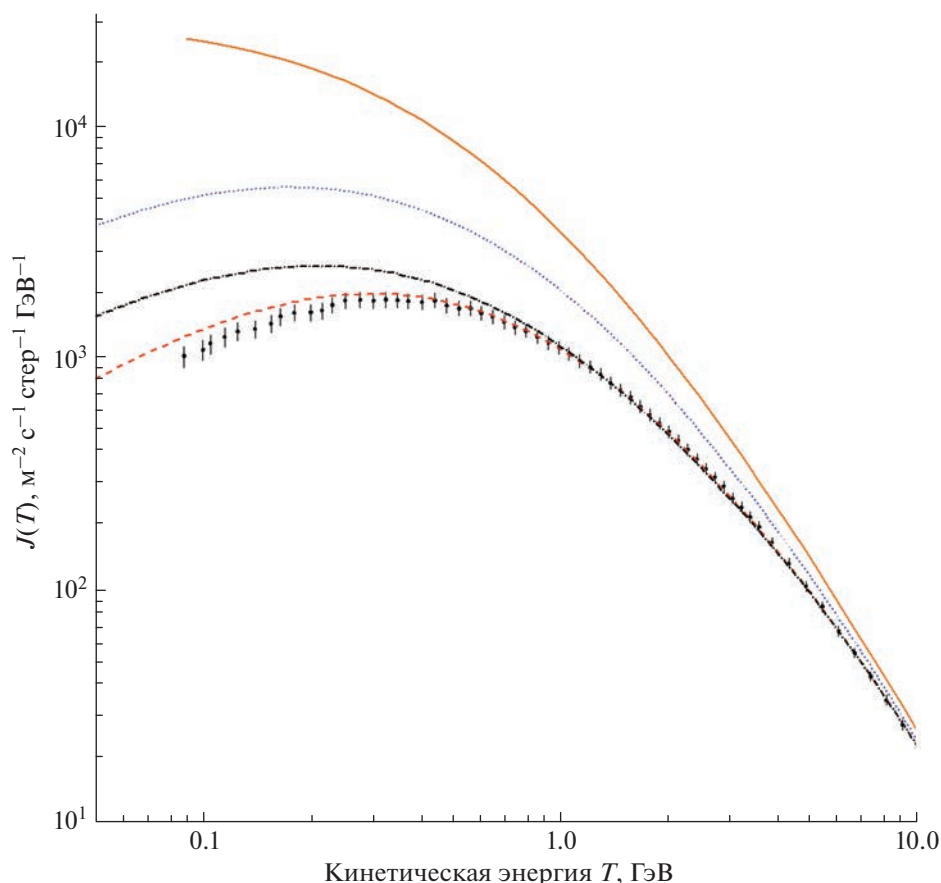


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но при использовании в 2D-расчетах по модели (5–6) коэффициентов диффузии согласно (9–10).

дальней гелиосфере, имеет место сильная эволюция с расстоянием распределения ГМП по полярности, а именно, существенное уплощение глобального ГТС. О важности этого вывода пойдет речь ниже, а здесь лишь отметим, что неясно, является ли такая ситуация специфической только для КО 2066 и какими особенностями распределения характеристик в основании гелиосферы она обусловлена.

Для выявления эффектов взаимодействия разноскоростных потоков СВ в качестве реперных моделей при сравнении с МГД-моделированием могут быть использованы кинематические модели гелиосферного магнитного поля, формируемого независимой от долготы скоростью СВ. Такой реперной моделью может служить предлагаемая паркеровская модель ГМП, образованного солнечным ветром с усредненной по долготе скоростью, и опирающаяся на реальные или близкие к ним распределения скорости СВ и магнитного поля в основании гелиосферы.

Отметим, что только при сравнении результатов МГД-моделирования с реперной моделью ГМП можно обсуждать относительное ослабле-

ние напряженности в средней и дальней гелиосфере. Возможно, именно в этом заключается одна из причин, почему наши выводы о существенном влиянии взаимодействия разноскоростных потоков СВ на крупномасштабные характеристики гелиосферы противоречат выводу работы [Kóta and Jokipii, 1991], что КОВ существенно влияет лишь на короткопериодические вариации ГКЛ, слабо изменяя их крупномасштабное распределение. Вторая причина может заключаться в сильном отличии простой модели условий в основании гелиосферы, используемой в [Kóta and Jokipii, 1991] (модель наклонного ГТС и простая зависимость скорости СВ от углового расстояния от ГТС), от граничных условий, используемых в работе [Luo et al., 2020] (см. рис. 2a и рис. 3a).

3D-моделирование усредненной по долготе интенсивности ГКЛ [Luo et al., 2020], использующее МГД-расчеты, которые учитывают взаимодействие разноскоростных потоков СВ и образование КОВ, довольно хорошо описывает данные наблюдений около Земли для кэррингтоновского оборота 2066. Нам представляется важным, что при моделировании интенсивности ГКЛ в [Luo

et al., 2020] используются малые значения коэффициентов диффузии, т.е. приближение сильного дрейфа. Тот факт, что спектр протонов, полученный с использованием паркерской модели ГМП (1), не включающей процессы образования и эволюции КОВ, и то же приближение сильного дрейфа, что и [Luo et al., 2020], лежит существенно ниже наблюдаемого, подкрепляет предположение, что указанное взаимодействие, по крайней мере для рассматриваемого оборота Солнца, приводит к ослаблению модуляции ГКЛ.

Для продвижения в описании долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в 2D моделях необходимо учесть обе особенности влияния процессов образования КОВ на характеристики гелиосферы — как относительное ослабление ГМП в средней гелиосфере, так и уплощение там ГТС. Для периода с отрицательной общей полярностью ГМП ($A < 0$), когда проникновение протонов во внутреннюю гелиосферу проходит вдоль ГТС, обе эти особенности увеличивают скорость дрейфа, что должно привести к росту интенсивности. Поэтому, учитывая тот факт, что при моделировании интенсивности ГКЛ в [Luo et al., 2020] тоже используется приближение сильного дрейфа, наиболее перспективным путем в моделировании указанного ослабления модуляции ГКЛ представляется использование приближения довольно сильного дрейфа.

Если изложенные представления о существенном влиянии КОВ на крупномасштабные свойства гелиосферы в какой-то период времени справедливы, то описание долговременных вариаций интенсивности ГКЛ с использованием модели ГМП со скоростью СВ, независимой от долготы, и высоких значениях коэффициентов диффузии, т.е. приближения слабого дрейфа, возможно, но при этом влияние на распространение ГКЛ процессов взаимодействия разноскоростных потоков СВ не учитывается.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны всем командам исследователей, представляющим свои результаты в сети Интернет. Си Луо благодарен поддержке Тайшаньского научного проекта провинции Шаньдун (Taishan Scholar Project of Shandong Province, 202103143) и гранта Национального научного фонда Китая (NSFC, U2106201).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б. и др. Описание интенсивности галактических космических луче в трех последних минимумах солнечной активности // Изв. РАН Сер. Физ. Т. 79. № 5. С. 660–662. 2015. <https://doi.org/10.7868/S0367676515050245>
- Калинин М.С., Крайнев М.Б. Двумерное транспортное уравнение для галактических космических лучей

как следствие редукции трехмерного уравнения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 4. С. 463–469. 2014. <https://doi.org/10.1134/S0016793214040045>

— Крайнев М.Б., Калинин М.С., Базилевская Г.А. и др. О проявлении коротирующих областей взаимодействия солнечного ветра в вариациях интенсивности ГКЛ // Солнечно-земная физика. Т. 9. № 1. С. 3–18. 2023.

<https://doi.org/10.12737/szf-81202201>

— Крымский Г.Ф. Диффузионный механизм суточных вариаций космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 4. № 6. С. 977–986. 1964.

— Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during the 2006 July–2009 December solar minimum // *ApJ*. V. 765. № 91. 2013. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/2/91>

— Aslam O.P.M., Bisschoff D., Potgieter M.S. et al. Modeling of Heliospheric Modulation of Cosmic-Ray Positrons in a Very Quiet Heliosphere // *ApJ*, 873:70. 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05e6>

— Belcher J.W., Davis L. Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2. // *J. Geophys. Res.* V. 76. Iss. 16. P. 3534. 1971. <https://doi.org/10.1029/JA076i016p03534>

— Bishchoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M. New very local interstellar spectra for electrons, positrons, protons, and light cosmic ray nuclei // *ApJ*. V. 878:59. 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1e4a>

— Guo X., Florinski V. Corotating interaction regions and the 27 day variation of galactic cosmic rays intensity at 1 AU during the cycle 23/24 solar minimum // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. P. 2411–2429. 2014. <https://doi.org/10.1002/2013JA019546>

— Guo X., Florinski V. Galactic cosmic-ray intensity modulation by corotating interaction region stream interfaces at 1 au // *ApJ*. V. 826. № 65. 2016. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab31a5>

— Hundhausen A.J. Coronal Expansion and Solar Wind, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. 238 p. 1972.

— Jokipii J.R., Levy E.H., Hubbard W.B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation // *ApJ*. V. 213. P. L85–L88. 1977.

— Kalinin M.S., Krainev M.B., Gvozdevsky B.B. et al. On the transition from 3D to 2D transport equations for a study of long-term cosmic-ray intensity variations in the heliosphere. *PoS(ICRC2021)1323*. 2022. <https://pos.sissa.it/>

— Kopp A., Wiengarten T., Fichtner H. et al. Cosmic-Ray Transport in Heliospheric Magnetic Structures. II. Modeling Particle Transport through Corotating Interaction Regions // *ApJ*. V. 837. № 37. 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa603b>

— Kóta J., Jokipii J.R. The role of corotating interaction regions in cosmic-ray modulation // *Geophys Res Lett*. V. 18. P. 1797–1800. 1991. <https://doi.org/10.1029/91GL02307>

— Kóta J., Jokipii J.R. Modeling of 3-D corotating cosmic-ray structures in the heliosphere // *Space Sci Rev* V. 83. P. 137–145. 1998. https://doi.org/10.1007/978-94-017-1189-0_12

- Luo X., Zhang M., Feng X. *et al.* A numerical study of the effects of corotating interaction regions on cosmic-ray transport, *ApJ*. V. 899. P. 90. 2020.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba7b5>
- Mays M.L., Taktakishvili A., Pulkkinen A. *et al.* Ensemble modeling of CMEs using the WSA-ENLIL + Cone model // *Solar Phys.* V. 290, Iss. 6. P. 1775–1814. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0692-1>
- Modzelewska R., Alania M.V. Dependence of the 27-day variation of cosmic rays on the global magnetic field of the Sun // *Adv. Space Res.* 0:716. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.07.022>
- Modzelewska R., Bazilevskaya G.A., Boezio M. *et al.* Study of the 27 Day Variations in GCR Fluxes during 2007–2008 Based on PAMELA and ARINA Observations // *ApJ*. V. 904:3. 2020.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbdac>
- Ngoben M.D., Aslam O.P.M., Bisschoff D. *et al.* The 3D numerical modeling of the solar modulation of galactic protons and helium nuclei related to observations by PAMELA between 2006 and 2009 // *Astrophys. & Space Sci.* V. 365:182. 2020.
<https://doi.org/10.1007/s10509-020-03896-1>
- Ngoben M.D., Potgieter M.S., Aslam O.P. *et al.* Simulations of the solar modulation of Helium isotopes constrained by observations // *Adv. Space Res.* V. 69. P. 2330–2341. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.12.018>
- Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *ApJ*. V. 128. P. 664. 1958a.
- Parker E.N. Cosmic ray modulation by solar wind // *Phys. Rev.* V. 110. P. 1445. 1958b.
- Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // *Planet. Space Sci.* V. 13. P. 9–49. 1965.
- Pizzo V.J., Gosling J.T. 3-D simulation of high-latitude interaction regions: comparison with Ulysses results // *Geophys Res Lett.* V. 21. P. 2063–2066. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94GL01581>
- Potgieter M.S., Vos E.E. Difference in the heliospheric modulation of cosmic-ray protons and electrons during the solar minimum period of 2006 to 2009 // *A&A.P.* 601. A23. 2017.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629995>
- Richardson I.G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere // *Living Reviews Solar Physics*. LRSP. V. 15. № 1. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s41116-017-0011-z>
- Riley P., Linker J.A., Lionello R., Mikic Z. Corotating interaction regions during the recent solar minimum: The power and limitations of global MHD modeling // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 83. P. 1–10. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.12.013>
- Shen F., Yang Z., Zhang J. *et al.* Three-dimensional MHD simulation of solar wind using a new boundary treatment: comparison with in situ data at Earth // *ApJ*. V. 866:18. 2018.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad806>
- Shulz M. Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator // *Astrophys. Space Sci.* V. 24. P. 371. 1973.
<https://doi.org/10.1007/BF02637162>
- Simpson J.A. A brief history of recurrent solar modulation of the galactic cosmic rays (1937–1990) // *Space Science Reviews*. V. 83. P. 169–176. 1998.
https://doi.org/10.1007/978-94-017-1189-0_15
- Wiengarten T., Kleimann J., Fichtner H. *et al.* MHD Simulations: Corotating Interaction Regions // *JGR*. V. 788. № 80. 2014.
<https://doi.org/10.1029/2012JA018089>
- Zhang M. A path integral approach to the theory of heliospheric cosmic-ray modulation // *ApJ*. V. 510. P. 715–725. 1999a.
<https://doi.org/10.1086/306624>
- Zhang M. A Markov stochastic process theory of cosmic-ray modulation // *ApJ*. V. 513. P. 409–420. 1999b.
<https://doi.org/10.1086/306857>