

**О ПРОЯВЛЕНИИ КОРОТИРУЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ВАРИАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ**

**MANIFESTATION OF SOLAR WIND COROTATING INTERACTION REGIONS  
IN GCR INTENSITY VARIATIONS**

**М.Б. Крайнев**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия, mkraïnev46@mail.ru  
Шаньдунский институт перспективных технологий,  
Цзинань, Шаньдун, Китай*

**М.С. Калинин**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия, kalininms@lebedev.ru*

**Г.А. Базилевская**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия, bazilevskayaga@lebedev.ru*

**А.К. Свиржевская**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия, svirzhevskayaak@lebedev.ru*

**Н.С. Свиржевский**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия, svirzhevskyns@lebedev.ru*

**С. Луо**

*Шаньдунский институт перспективных технологий,  
Цзинань, Шаньдун, Китай, xi.luo@iat.cn*

**О.П.М. Аслам**

*Шаньдунский институт перспективных технологий,  
Цзинань, Шаньдун, Китай, Aslamkir2003@gmail.com*

**Ф. Шен**

*Национальный центр космических исследований КАН,  
Пекин, Китай, fshen@spaceweather.ac.cn*

**М.Д. Нгобени**

*Северо-Западный Университет,  
Центр космических исследований,  
Потчеструм, ЮАР, Donald.ngobeni@nwu.ac.za  
Северо-Западный Университет,  
Школа физических и химических наук,  
Ммабато, ЮАР*

**М.С. Потгитер**

*Шаньдунский институт перспективных технологий,  
Цзинань, Шаньдун, Китай, potgieter@physik.uni-kiel.de  
Институт экспериментальной и прикладной физики,  
Университет Христиана Альбрехта,  
Киль, Германия*

**М.В. Krainev**

*P.N. Lebedev Physical Institute of RAS,  
Moscow, Russia, mkraïnev46@mail.ru  
Shandong Institute of Advanced Technology,  
Jinan, Shandong, China*

**M.S. Kalinin**

*P.N. Lebedev Physical Institute of RAS,  
Moscow, Russia, kalininms@lebedev.ru*

**G.A. Bazilevskaya**

*P.N. Lebedev Physical Institute of RAS,  
Moscow, Russia, bazilevskayaga@lebedev.ru*

**A.K. Svirzhevskaya**

*P.N. Lebedev Physical Institute of RAS,  
Moscow, Russia, svirzhevskayaak@lebedev.ru*

**N.S. Svirzhevsky**

*P.N. Lebedev Physical Institute of RAS,  
Moscow, Russia, svirzhevskyns@lebedev.ru*

**X. Luo**

*Shandong Institute of Advanced Technology,  
Jinan, Shandong, China, xi.luo@iat.cn*

**O.P.M. Aslam**

*Shandong Institute of Advanced Technology,  
Jinan, Shandong, China, Aslamkir2003@gmail.com*

**F. Shen**

*National Space Science Center,  
Beijing, China, fshen@spaceweather.ac.cn*

**M.D. Ngobeni**

*North-West University, Centre for Space Research,  
Potchefstroom, South Africa, Donald.ngobeni@nwu.ac.za  
School of Physical and Chemical Sciences, North-West University,  
Mmabatho, South Africa*

**M.S. Potgieter**

*Shandong Institute of Advanced Technology,  
Jinan, Shandong, China, potgieter@physik.uni-kiel.de  
Institute for Experimental and Applied Physics,  
Christian Albrechts University,  
Kiel, Germany*

**Аннотация.** Области взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра, известные как коротирующие области взаимодействия, образуют практически постоянно существующую структуру внутренней гелиосферы. Рассмотрены данные наблюдений основных характеристик гелиосферы, важных для модуляции ГКЛ, и результаты трехмерного МГД-моделирования коротирующих областей взаимодействия солнечного ветра и моделирования методом Монте-Карло рекуррентных вариаций ГКЛ. Анализируются важность коротирующих областей взаимодействия для усредненных по долготе характеристик гелиосферы и распространения ГКЛ и воз-

**Abstract.** The regions of interaction between solar wind streams of different speed, known as corotating interaction regions, form an almost constantly existing structure of the inner heliosphere. Using observational data on the main characteristics of the heliosphere, important for GCR modulation, and the results of 3D MHD modeling of corotating interaction regions, and Monte Carlo simulation of recurrent GCR variations, we analyze the importance of the corotating interaction regions for longitude-averaged characteristics of the heliosphere and GCR propagation, and possible ways for simulating long-term GCR intensity variations with respect to the corotating interaction regions.

возможные пути описания долговременных вариаций интенсивности ГКЛ с учетом коротирующих областей взаимодействия.

**Ключевые слова:** гелиосфера, коротирующие области взаимодействия, галактические космические лучи, модуляция ГКЛ, долговременные вариации интенсивности ГКЛ, 27-дневная вариация интенсивности ГКЛ, МГД-приближение, метод Монте-Карло.

**Keywords:** heliosphere, corotating interaction regions, galactic cosmic rays, GCR modulation, long-term GCR variations, 27-day GCR intensity variation, MHD approximation, Monte Carlo method.

## ВВЕДЕНИЕ

Коротирующими областями взаимодействия (КОВ) солнечного ветра (СВ) называют области внутренней гелиосферы на низких и средних широтах, обусловленные взаимодействием разнородных потоков СВ с перераспределением в пространстве вещества и гелиосферного магнитного поля (ГМП) [Belcher, Davis, 1971; Simpson, 1998; Richardson, 2018]. КОВ вращаются с Солнцем и около Земли проявляются в виде так называемых рекуррентных вариаций гелиосферных характеристик и интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) с периодами, близкими к периоду вращения Солнца ( $T_{\odot} \approx 27$  дней). С середины 1970-х гг., когда сложилась концепция глобального гелиосферного токового слоя (ГТС), изогнутого из-за долготной асимметрии корональных дыр, образование КОВ связывают с возрастанием скорости СВ с удалением от ГТС [Schulz, 1973; Hundhausen, 1972; Wang, Sheeley, 1990]. Образованию и анализу рекуррентных вариаций посвящено много работ, например, [Pizzo, Gosling, 1994; Gosling, Pizzo, 1999; Kóta, Jokipii, 1991, 1998; Modzelewska, Alania, 2012; Modzelewska et al., 2020]. Обзор и анализ современных моделей расчета КОВ содержится, например, в работе [Riley et al., 2012], а вопросы моделирования межпланетных выбросов массы, во многом пересекающиеся с моделированием КОВ, — в работе [Mays et al., 2015]. Однако для нас представляют особый интерес выполненные в последние годы работы по комплексному численному исследованию гелиосферы и ГКЛ в конкретные обороты Солнца [Wiengarten et al., 2014; Kopp et al., 2017; Guo, Florinski, 2014, 2016; Shen et al., 2018; Luo et al., 2020].

Под комплексным исследованием понимается:

1) детальный численный анализ характеристик в слое между фотосферой ( $r=r_{\odot}$ ), где из наблюдений известно распределение магнитного поля и, возможно, некоторых других характеристик, и основанием гелиосферы ( $r=r_{in}=0.1 \div 0.2 \text{ a.e.} \approx (20 \div 40)r_{\odot}$ ) для определения внутренних граничных условий в гелиосфере (см. [Odstrcil, 2003]);

2) численный расчет характеристик (скорость  $V$ , плотность  $\rho$  и температура  $T$  СВ, ГМП и определяемое ими давление  $P$ ) в магнитогидродинамическом (МГД) приближении до некоторой внешней границы  $r_{out}^{MHD}$  [Wiengarten et al., 2014; Shen et al., 2018];

3) достройка модели гелиосферы от  $r_{out}^{MHD}$  до ее внешней границы  $r_{out} \approx 120 \text{ a.e.}$  по некоторым простым моделям (например, постоянство скорости СВ как

функции  $r$  и паркеровская модель ГМП) и расчет интенсивности ГКЛ в составной модели гелиосферы  $r_{in} \leq r \leq r_{out}$ . Расчеты как гелиосферных характеристик, так и интенсивности ГКЛ проводились в 3D-геометрии ( $r, \theta, \phi$  в гелиоцентрической экваториальной сферической системе координат), причем гелиосферные характеристики определялись методами конечных разностей, а интенсивность ГКЛ в работах [Kopp et al., 2017; Guo, Florinski, 2014, 2016; Luo et al., 2020] рассчитывалась методом Монте-Карло (МК).

Комплексные исследования гелиосферы и ГКЛ с полноценным первым этапом (определение внутренних граничных условий), основанным на сканировании солнечных магнитных полей на фотосфере Солнца и численном восстановлении распределения искомым характеристик (прежде всего, скорости СВ и магнитного поля) в основании гелиосферы [Wiengarten et al., 2014; Shen et al., 2018], мы будем в дальнейшем называть реальными. Помимо реальных исследований большой интерес представляют также такие, в которых внутренние граничные условия постулируются [Guo, Florinski, 2014, 2016]: задаются простая форма ГТС — обычно большой круг, наклоненный к экватору на угол  $\alpha$  (модель наклонного гелиосферного токового слоя [Kóta, Jokipii, 1983]), и зависимость скорости СВ от углового расстояния от ГТС. Такие исследования с малым числом параметров, позволяющие уловить основные закономерности образования и эволюции КОВ и интенсивности ГКЛ в гелиосфере, мы будем называть упрощенными. Отметим, что такой упрощенный подход к заданию гелиосферных характеристик, в частности формы ГТС, часто используется при исследовании вариаций ГКЛ, начиная с [Kóta, Jokipii, 1983].

Как уже указывалось, основной задачей финального этапа указанных комплексных работ являлось исследование рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ, обусловленных долготной асимметрией солнечных и гелиосферных факторов. Однако, помимо значительной долготной неоднородности, КОВ могут также существенно влиять на усредненные по долготе характеристики гелиосферы и, следовательно, на долговременные вариации интенсивности ГКЛ (с характерным временем  $\tau \geq T_{\odot}$ ). Проверке предположения о влиянии КОВ на средние характеристики гелиосферы и анализу путей учета влияния КОВ в описании долговременных вариаций интенсивности ГКЛ посвящена эта статья.

В разделе 1 иллюстрируются основные представления об образовании КОВ и о 27-дневных ва-

риациях гелиосферных характеристик и интенсивности ГКЛ. Раздел 2 посвящен поведению усредненных по долготе характеристик гелиосферы, которое мы рассматриваем как косвенное указание на влияние КОВ на них. Прямое воздействие разноразностных потоков СВ с образованием КОВ и рекуррентных вариаций характеристик гелиосферы по данным МГД-моделирования рассмотрено в разделе 3. В разделе 4 обсуждаются транспортные 3D- и 2D-уравнения, описывающие распространение КЛ в гелиосфере, связи между ними и способы расчетов рекуррентных и долговременных вариаций интенсивности ГКЛ. Выделяются основные гелиосферные факторы, важные для образования этих вариаций. Раздел 5 посвящен анализу путей моделирования долговременных вариаций интенсивности ГКЛ с учетом КОВ. Наконец, раздел 6 содержит обсуждение и выводы.

### 1. ОБРАЗОВАНИЕ КОВ И 27-ДНЕВНЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕЛИОСФЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ГКЛ

Наиболее простая и широко распространенная паркеровская модель ГМП [Parker, 1958a]:

$$B_r(r, \theta, \varphi) = \frac{B_0(\theta, \varphi) r_{in}^2}{r^2}, \quad (1a)$$

$$B_\theta(r, \theta, \varphi) = 0, \quad (1б)$$

$$B_\varphi(r, \theta, \varphi) = -\frac{\omega(r - r_{in}) \sin \theta}{V_r} B_r(r, \theta, \varphi), \quad (1в)$$

где  $B_0$  — радиальная компонента ГМП на расстоянии  $r_{in}$ ;  $\omega$  — угловая скорость вращения Солнца, предполагает чисто кинематическое образование ГМП без какого-либо взаимодействия между соседними потоками СВ.

Если бы скорость СВ в основании гелиосферы не зависела от долготы  $\varphi$ , как предполагается при построении трех силовых линий ГМП, показанных синим цветом на рис. 1 (для скорости СВ  $V_r = 300$  км/с), никаких коротирующих областей взаимодействия не возникало бы. Однако, если в основании одной из этих силовых линий ( $\varphi = 60^\circ$ ) скорость СВ минимальна, так что на близких к ней долготах (более восточной  $\varphi = 50^\circ$  и более западной  $\varphi = 70^\circ$ ) скорость  $V_r = 320$  км/с, соответствующие силовые линии паркеровского ГМП будут меньше закручены в спираль (показаны на рис. 1 красным цветом). Видно, что с удалением от Солнца западная красная силовая линия все более расходится с синей, что соответствует области ослабления ГМП. Восточная же красная силовая линия все более прижимается к исходной, что означает сжатие среды и усиление ГМП, а на расстоянии  $r \approx 2.5$  а.е. красная и синяя силовые линии ГМП пересекаются. Это означает, что уже на значительно меньших, чем 2.5 а.е., расстояниях кинематическая модель перестает работать и моделирование ГМП следует вести в МГД-приближении. Результаты расчетов в МГД-приближении для характеристик СВ и ГМП демонстрируют образование КОВ с интерфей-

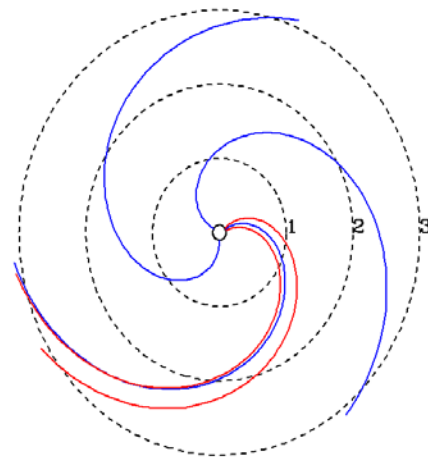


Рис. 1. Конфигурация силовых линий паркеровского ГМП, приводящая к образованию коротирующих областей взаимодействия разноразностных потоков СВ. Синие кривые — три силовые линии ГМП, соответствующие модели Паркера (1) и исходящие из внутренней границы гелиосферы ( $r = r_{in} = 0.1$  а.е., сплошная окружность) с разных долгот гелиоэкватора при одной и той же скорости СВ ( $V_r = 300$  км/с). Красные кривые — силовые линии по модели Паркера, исходящие при большей скорости СВ ( $V_r = 320$  км/с) из окрестностей одной из синих линий. Штриховые окружности и цифры около них обозначают радиальное расстояние в а.е.

сом и стоячими ударными волнами и описаны во многих работах (например, [Pizzo, Gosling, 1994]).

Подчеркнем, что наличие долготного градиента скорости СВ в основании гелиосферы приводит к образованию не только областей усиленного ГМП со всеми их особенностями, которые часто называют коротирующими областями взаимодействия, но и областей разреженной плазмы и ослабленного ГМП. Как будет видно дальше, эти две группы областей с удалением от Солнца эволюционируют определенным образом и обе очень важны для распространения ГКЛ. Поэтому в дальнейшем, чтобы не вводить дополнительные термины, будем называть коротирующими областями взаимодействия разноразностных потоков СВ совокупность областей как усиления, так и ослабления ГМП.

Как уже отмечалось во Введении, минимальные значения скорости в основании короны отмечаются на глобальном ГТС. Форма ГТС оценивается по результатам ежедневного сканирования магнитного поля Солнца [<http://wso.stanford.edu>] и обычно характеризуется так называемым квази-тилтом  $\alpha_{qt}$ , равным половине диапазона широт, которые ГТС занимает, и широтой магнитного экватора  $\lambda_{me}$  — серединой этого диапазона широт. Отметим, что этот диапазон гелиоширот часто называют зоной секторной структуры ГМП, поскольку в нем существует несколько долготных секторов с разной полярностью (направлением от Солнца/к Солнцу) ГМП.

При наблюдениях с орбиты Земли характеристики СВ и ГМП, включая плотность  $\rho$ , температуру  $T$  и суммарное давление  $P$ , а также обусловленная ими интенсивность ГКЛ  $J$ , демонстрируют, наряду со спорадическими и долговременными вариациями, рекуррентные или 27-дневные вариации. Отметим, однако, что, строго говоря, употребление этого термина спра-

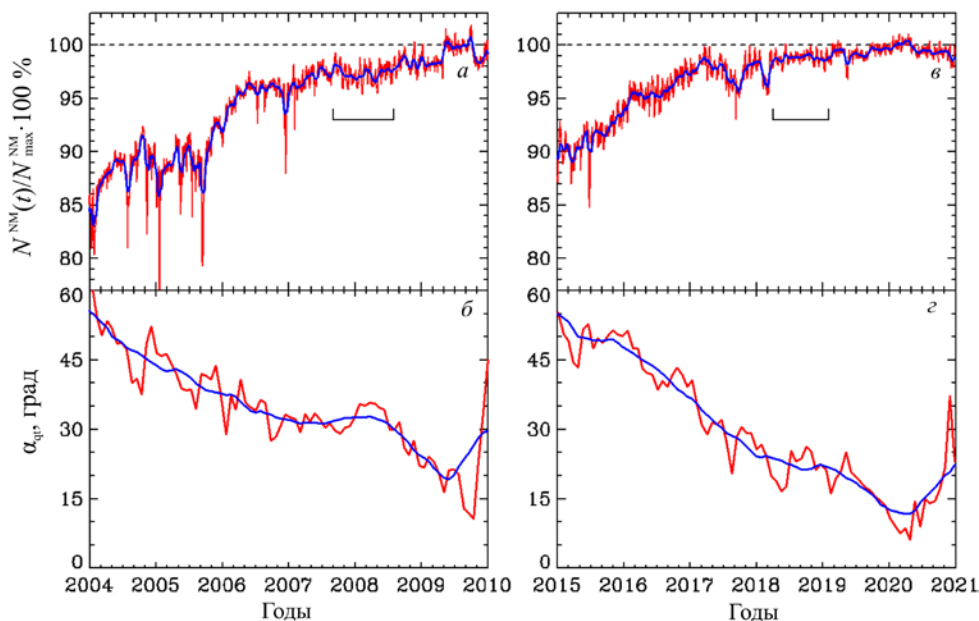


Рис. 2. Вариации интенсивности ГКЛ и степень изогнутости ГТС в периоды роста и минимума пятнообразовательной активности Солнца: *а, в* — нормированные к 100 % в период максимума интенсивности среднесуточные (красные кривые) и сглаженные с периодом 27 дней (синие кривые) значения скорости счета нейтронного монитора Москва в 2004–2009 гг. и 2015–2020 гг. соответственно [<http://cr0.izmiran.ru/mosc/main.htm>]; *б, з* — значения квазитилта  $\alpha_{qt}$  [<http://wso.stanford.edu>, вариант модели classic] для каждого экваториального оборота (красные кривые) и их сглаженных с периодом 1 год значения (синие кривые) для двух указанных периодов. Скобками на панелях *а* и *в* показаны периоды квазистационарности

ведливо лишь при стационарности распределения перечисленных характеристик в основании гелиосферы в системе координат, вращающейся с Солнцем. В следующих разделах будут обсуждаться результаты моделирования КОВ и рекуррентных вариаций. Поэтому на рис. 2, показывающем спорадические, 27-дневные и долговременные вариации интенсивности ГКЛ, а также квазитилта  $\alpha_{qt}$  для периодов 2004–2009 и 2015–2020 гг., скобками на панелях *а* и *в* отмечено, когда стационарное приближение хотя бы приблизительно справедливо, по крайней мере, для интенсивности ГКЛ и степени изогнутости ГТС как важнейшей для образования КОВ-структуры. Видно, что в первом приближении квазистационарность ситуации выполняется в 2007.5–2008.5 и в 2018 г. В 2016, а также в 2014–2015 гг. [Крайнев и др., 2017], когда амплитуда 27-дневной вариации в интенсивности ГКЛ высокой энергии значительно выше, судя по поведению усредненных характеристик, ситуация в основании гелиосферы далека от стационарной.

Подчеркнем, что как строго рекуррентные, так и долговременные вариации интенсивности ГКЛ в периоды низкой пятнообразовательной активности Солнца относятся к квазистационарным, определяемым медленным изменением характеристик Солнца.

## 2. КОСВЕННЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА ВЛИЯНИЯ КОВ НА СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕЛИОСФЕРЫ

Некоторые выводы о влиянии КОВ не только на долготную асимметрию, но и на усредненные

по долготе характеристики ГМП можно сделать из рассмотрения данных космических аппаратов (КА), сканировавших значительные области гелиосферы, и сравнения результатов с ожидаемыми по паркеровской модели ГМП, справедливой, по нашему предположению, в отсутствие КОВ.

Как видно из траекторий КА Voyager 1 и 2, показанных на рис. 3, *а*, оба КА практически постоянно находятся в зоне секторной структуры ГМП, где в основном происходит взаимодействие разноскоростных потоков СВ, по крайней мере, во внутренней гелиосфере. На рис. 3, *б, в* показаны соответственно радиальные зависимости модуля радиальной компоненты регулярного ГМП  $|B_r|$  по данным КА Voyager 1 и 2, а также аппроксимация их степенной зависимостью от радиального расстояния,  $|B_r| \sim r^{-\gamma}$ . Видно, что для обоих КА показатель степенной зависимости  $\gamma$  как во всем диапазоне расстояний ( $\gamma_{V1}=1.196 \pm 0.005$ ;  $\gamma_{V2}=0.922 \pm 0.006$ ), так и во внутренней гелиосфере ( $\gamma_{V1}=1.41 \pm 0.02$ ;  $\gamma_{V2}=1.29 \pm 0.02$ ) существенно меньше  $\gamma=2$ , соответствующего модели Паркера (1а). Отметим, что аппроксимация  $|B_r| \sim r^{-\gamma}$  до  $r=10$  а.е. рассмотрена отдельно, так как на этих расстояниях точность измерения  $B_r$  достаточно высока [Burlaga et al., 2002]. Об отличии наблюдаемого ГМП от модели Паркера во внутренней гелиосфере сообщалось и в других работах [Khabarova, Obridko, 2012; Свиржевский и др., 2021]. Это согласуется с нашим предположением о влиянии КОВ на крупномасштабные свойства гелиосферы, так как одним из результатов взаимодействия разноскорост-



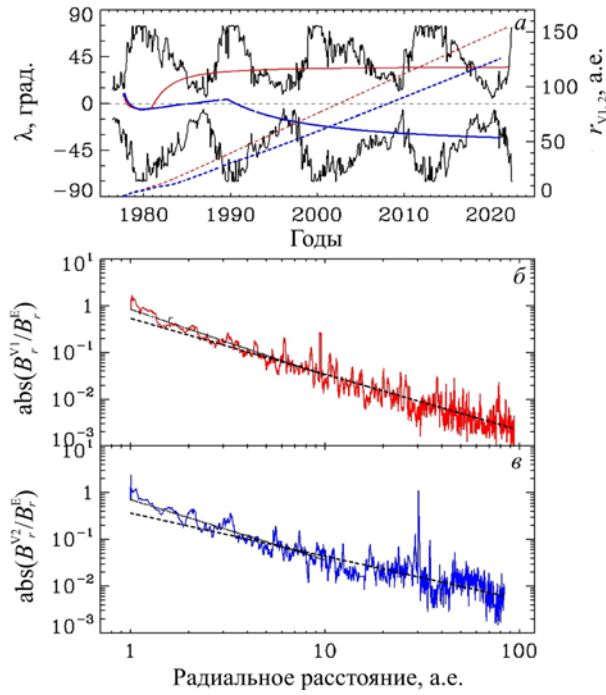


Рис. 3. Крупномасштабные характеристики гелиосферы по данным космических аппаратов Voyager 1 и 2 [http://omniweb.gsfc.nasa.gov]: *a* — траектории (гелиоширота — сплошные линии, радиальное расстояние — штриховые) КА Voyager 1 (красные линии) и Voyager 2 (синие) в 1977–2022 гг. Черные линии — северная и южная границы зоны секторной структуры ГМП; *b*, *c* — сглаженная с периодом 27-дневной абсолютная величина радиальной компоненты ГМП как функция радиального расстояния для КА Voyager 1 (красные линии) и 2 (синие) соответственно. Штриховыми черными линиями показана аппроксимация радиальных зависимостей степенной функцией для всего диапазона расстояний до ударной волны, пунктирными — до  $r=10$  а.е.

ных потоков СВ должна быть перекачка энергии от более энергичного солнечного ветра в ГМП и более медленное уменьшение последнего с расстоянием.

Но, вероятно, лучшим способом демонстрации влияния КОВ на отклонение наблюдаемого ГМП от паркеровского является сравнение данных измерений вдоль траектории КА Ulysses внутри и вне зоны секторной структуры ГМП [Smith, 2011]. Как видно из рис. 4, внутри области, заключенной в широтных границах этой зоны, из-за быстрой переменности скорости СВ по долготе средняя скорость СВ и компоненты ГМП сильно изменяются во времени. При этом наблюдаемая  $B_\phi$  плохо соответствует величине этой компоненты по паркеровской модели согласно (1), вычисленной по наблюдаемым значениям  $B_r$  и  $V_r$ . Как только КА покидает зону секторной структуры ГМП, скорость СВ быстро возрастает, радиальная компонента ГМП, нормированная на величину поля на  $r=1$  а.е., принимает знак высокоширотных полей Солнца в соответствующем полушарии, ее величина слабо зависит от широты, а соответствие между наблюдаемой  $B_\phi$  и этой компонентой, вычисленной по наблюдаемым значениям  $B_r$  и  $V_r$  по паркеровской модели (1), значительно улучшается.

На двух нижних панелях рис. 4 показано изменение во времени характеристик частотного спектра неоднородностей ГМП  $P(f) = P_0 f^{-\gamma_{\text{HMF}}}$ , усредненного

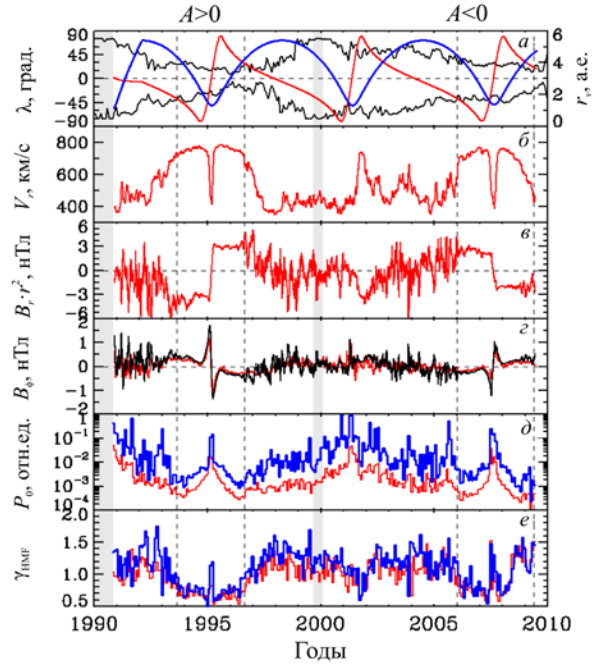


Рис. 4. Регулярное ГМП и его флуктуации вдоль траектории КА Ulysses [http://omniweb.gsfc.nasa.gov]: *a* — траектории (гелиоширота — красная кривая, радиальное расстояние — синяя) КА Ulysses, а также северная и южная границы зоны секторной структуры ГМП (черные кривые) в 1990–2009 гг.; *b* — скорость СВ; *c*, *e* — радиальная и долготная компоненты регулярного ГМП, сглаженные с периодом 27 дней, вдоль траектории КА Ulysses. Черная кривая (*c*) показывает долготную компоненту ГМП по модели Паркера (16) при скорости СВ и радиальной компоненте ГМП, соответствующих панелям *b*, *e*. Панели *d*, *e* — характеристики (мощность  $P_0$  и показатель спектра  $\gamma_{\text{HMF}}$ ) спектра неоднородностей ГМП вдоль траектории КА Ulysses. Синие кривые — характеристики спектра неоднородностей ГМП, параллельных среднему вектору напряженности ГМП, более тонкие красные — перпендикулярных ему

за каждый оборот Солнца. Видно, что как мощность спектра  $P_0$  на фиксированной частоте, так и спектральный индекс  $\gamma_{\text{HMF}}$  существенно различны в зоне секторной структуры и вне ее, и, возможно, зависят от гелиоцентрического расстояния.

### 3. ОПИСАНИЕ РЕКУРРЕНТНЫХ ВАРИАЦИЙ ГЕЛИОСФЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК, ОБУСЛОВЛЕННЫХ КОВ

Как упоминалось выше, для справедливости паркеровской модели ГМП, предполагающей чисто кинематическое формирование ГМП солнечным ветром, необходима однородность скорости СВ как функции долготы. Если же это условие нарушается, что обычно в окрестностях изогнутого ГТС в основании гелиосферы, обратное влияние магнитного и теплового давлений на поле скоростей становится заметным и для определения гелиосферных характеристик необходимо решать систему МГД-уравнений. В работах [Wiengarten et al., 2014; Shen et al., 2018; Luo et al., 2020] для определения распределения полей скорости СВ  $\mathbf{V}$  и ГМП  $\mathbf{B}$  авторы искали установившееся

решение нестационарной системы уравнений при постоянстве граничных условий. Система (2), кроме уравнений для  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{B}$ , включает уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \left[ \left( P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} + \rho \mathbf{V} \mathbf{V} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = -\frac{\rho G M_{\odot}}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} + \mathbf{V} \cdot \mathbf{f}, \quad (2б)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{V} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{V}] = 0, \quad (2в)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = -(\gamma - 1) P \nabla \cdot \mathbf{V}, \quad (2г)$$

для плотности СВ  $\rho$  и давления  $P$ , а также константу гравитации  $G$ , массу Солнца  $M_{\odot}$  и политропный индекс  $\gamma$  уравнения состояния. Решение системы уравнений (2) проводилось во вращающейся с Солнцем сферической системе координат, поэтому сила  $\mathbf{f}$  содержит неинерциальную составляющую [Luo et al., 2020]. Ниже для демонстрации важности влияния КОВ на  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{B}$ , приводятся результаты расчета этих характеристик для кэррингтоновского оборота (КО) Солнца 2066, январь–февраль 2008 г. [Luo et al., 2020], когда рекуррентные вариации в этих характеристиках и интенсивности ГКЛ были довольно значительными, а ситуация на Солнце квазистационарна (см. рис. 2 и его обсуждение). Отметим, что в данной работе мы используем результаты МГД-симуляции только векторов скорости СВ и ГМП на довольно редкой выборке из исходной сетки, на которой проводилась симуляция.

На рис. 5 сравнивается распределение радиальных составляющих скорости СВ и ГМП на исходном уровне  $r_{\text{in}}=0.19$  а.е. и на уровне  $r_{\text{out}}^{\text{MHD}}=28.44$  а.е., до которого проводились расчеты. Видно, что на исходном уровне распределения (рис. 5, а, б) как  $V_r$ , так и  $B_r$  организованы относительно ГТС с квазитилтом  $\alpha_{\text{qt}}=28.1^\circ$  и широтой магнитного экватора  $\lambda_{\text{me}}=-8.5^\circ$ . Скорость СВ низка на ГТС ( $V_r=302 \pm 6$  км/с, где вторая величина — среднеквадратичный разброс распределения) и быстро возрастает при удалении от него. Значение производной по долготе  $|\partial V_r / \partial \varphi|$ , о величине которой можно судить по долготному расстоянию между изолиниями, является наиболее важным параметром для образования КОВ. Отметим его высокие значения вблизи участков ГТС с быстрым изменением его широты. Наконец, отметим приблизительное постоянство величины  $|B_r|$  на сфере исходного уровня:  $|B_r|=80 \pm 8$  нТл. По сравнению с исходным уровнем на внешней границе области расчета в МГД-приближении (см. рис. 5, в, г) долготное распределение  $V_r$  становится более однородным. ГТС сильно изменяется как по степени изогнутости ( $\alpha_{\text{qt}}=4.4^\circ$ ), так и по среднему положению ( $\lambda_{\text{me}}=10.7^\circ$ ). Распределение величины  $B_r$  на внешней сфере очень неоднородно ( $|B_r|=0.003 \pm 0.002$  нТл).

Чтобы сильнее подчеркнуть влияние на распределение ГМП именно зависимости скорости СВ от долготы, образуем относительную разность между рассчитанной в МГД-приближении напряженностью  $B^{\text{MHD}}$  и усредненной по долготе напряженностью паркеровского  $\bar{B}^{\text{Par}}(r, \theta)$ , рассчитанной по выражениям (1), в которых  $B_0$  соответствует распределению  $B_r$  на исходном уровне  $r_{\text{in}}$ , а скорость СВ равна скорости  $V_r$  на исходном уровне, усредненной по долготе:

$$\Delta_{\text{Par}}^{\text{MHD}}(r, \theta, \varphi) = \frac{(B^{\text{MHD}}(r, \theta, \varphi) - \bar{B}^{\text{Par}}(r, \theta))}{\bar{B}^{\text{Par}}(r, \theta)} \cdot 100 \%. \quad (3)$$

На верхней панели рис. 6 показано распределение величины  $\Delta_{\text{Par}}^{\text{MHD}}(\lambda, \varphi)$  на сфере  $r=0.94$  а.е., ближайшей к Земле. Видно, что области, где расчетная напряженность ГМП существенно (в некоторых областях — более чем в сотни раз) превышает паркеровское значение  $\bar{B}^{\text{Par}}$ , располагаются слева (восточнее) от ГТС в тех его частях, где существует сильное уменьшение скорости при приближении к ГТС, а справа (западнее) от ГТС расположены области относительного ослабления ГМП. На следующих двух панелях зависимость от гелиодолготы рассчитанных в МГД-приближении скорости СВ и напряженности ГМП, определенных вдоль проекции на сферу  $r=0.94$  а.е. траектории Земли, сравниваются с усредненными за сутки значениями этих характеристик по наблюдениям около Земли. Видна существенная вариация обеих расчетных характеристик. При этом напряженность ГМП описывается расчетами довольно хорошо (кроме пика при  $\varphi=150^\circ-180^\circ$ ), а вариация скорости СВ согласуется с расчетной заметно хуже.

Возможно, что расхождение между наблюдениями и результатами расчета в какой-то степени обусловлено разными радиальными расстояниями (для наблюдений  $r=1$  а.е., для расчетов  $r=0.94$  а.е.).

#### 4. ОПИСАНИЕ ВАРИАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ

Если, как при изучении рекуррентных вариаций, нас интересует распределение интенсивности ГКЛ  $J(\mathbf{r}, T, t) = p^2 \mathcal{U}(\mathbf{r}, p, t)$  в гелиосфере как функции всех трех пространственных координат  $(r, \theta, \varphi)$ , оно описывается 3D-уравнением [Parker, 1958b, 1965; Крымский, 1964; Jokipii et al., 1977] в стационарном случае во вращающейся с Солнцем системе координат

$$\nabla \cdot (\mathcal{K}_s \nabla \mathcal{U}) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_D) \cdot \nabla \mathcal{U} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \ln p} = 0 \quad (4)$$

для функции распределения  $\mathcal{U}(\mathbf{r}, p)$  частиц с импульсом  $p$  и кинетической энергией  $T$  в точке  $(r, \theta, \varphi)$ . Тензор  $\mathcal{K}_s$  описывает диффузию частиц,  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{V}_D$  — скорости СВ и дрейфа частиц в неоднородном ГМП. Если же, как при изучении долговременных вариаций,

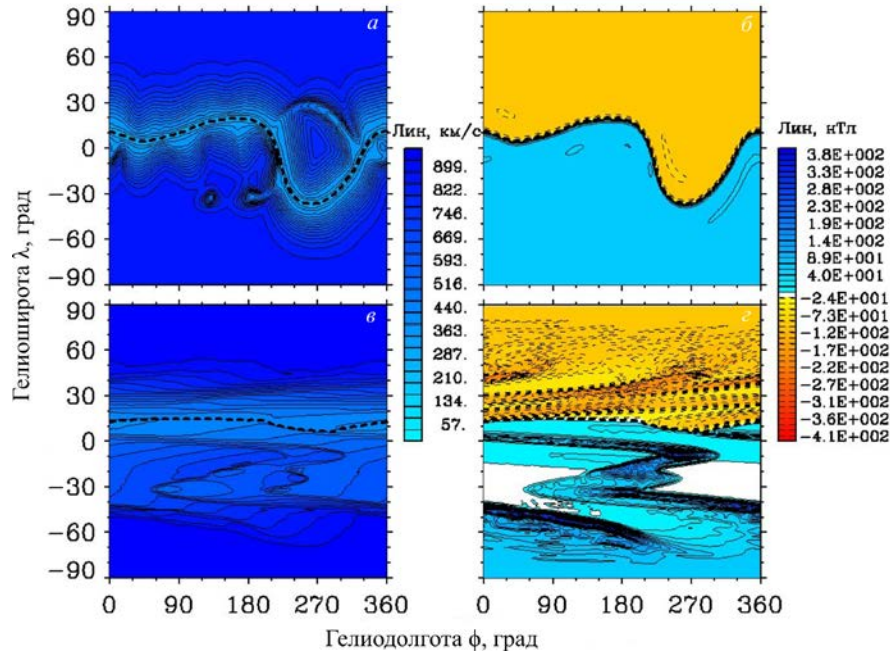


Рис. 5. Распределение по долготе и широте радиальных компонент скорости СВ (а, в) и регулярного ГМП (б, г) на исходном ( $r=0.19$  а.е.; панели а, б) и конечном ( $r=28.44$  а.е.; панели в, г) уровнях МГД-расчетов [Luo et al., 2020]. Распределение ГМП на конечном уровне нормировано к распределению на исходном уровне умножением  $B$ , на  $(r_{\text{out}}^{\text{MHD}} / r_{\text{in}})^2$ . Черными штриховыми линиями показано положение ГТС

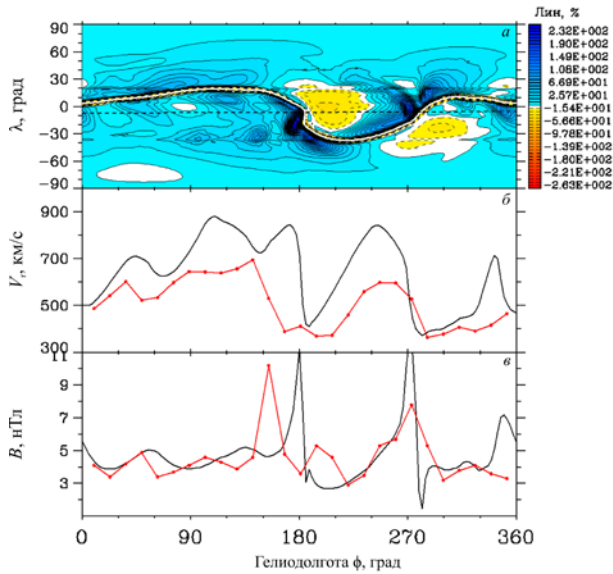


Рис. 6. Результаты МГД-расчета гелиосферных характеристик на сфере  $r=0.94$  а.е. вдоль орбиты Земли [Luo et al., 2020]: а — распределение по долготе и широте относительной разности  $\Delta_{\text{Par}}^{\text{MHD}}$  (3) между напряженностью ГМП, рассчитанной в МГД-приближении, и напряженностью паркеровского ГМП без КОВ. Положение ГТС показано белой штриховой линией. Черной штриховой кривой отмечена траектория Земли; б, в — соответственно радиальная компонента скорости СВ и напряженность ГМП. Черные линии — значения, рассчитанные в [Luo et al., 2020], красные ломаные линии — среднесуточные значения, измеренные на орбите Земли [http://omniweb.gsfc.nasa.gov]

интересоваться распределением усредненной по долготе интенсивности  $J(r, \theta, T) = \langle J(r, \theta, \phi, T) \rangle_{\phi}$ ,

представив неизвестную функцию и коэффициенты уравнения (4) в виде суммы осесимметричной части и трехмерной добавки:  $\mathcal{U} = U + u$ ,  $\mathcal{K}_s = \mathbf{K} + \mathbf{k}$ ,  $\mathbf{V} = \mathbf{V} + \mathbf{v}$ ,  $\mathbf{V}_d = \mathbf{V}_d + \mathbf{v}_d$ , можно получить 2D-уравнение для  $U(r, \theta, p)$ :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla U) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla U + \\ + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial U}{\partial \ln p} + Q = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

с членом источника

$$\begin{aligned} Q = \left\langle \nabla \cdot (k \nabla u) - \mathbf{v} \cdot \nabla u - \mathbf{v}_d \cdot \nabla u + \right. \\ \left. + \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{3} \frac{\partial u}{\partial \ln p} \right\rangle_{\phi}. \end{aligned} \quad (6)$$

Присоединяя к транспортным уравнениям (4) и (5) соответствующие краевые условия, получим дифференциальные краевые задачи.

Для расчета рекуррентных вариаций ГКЛ, зная вариации гелиосферных характеристик, надо решить уравнение (4). При этом численное решение краевой задачи с дифференциальным транспортным уравнением (4) можно провести либо методом конечных разностей, заменяя дифференциальные операторы разностными и используя, например, метод дробных шагов [Яненко, 1967], либо переходя от транспортных дифференциальных уравнений в частных производных к системам стохастических дифференциальных уравнений для каждой координаты псевдочастицы методом Монте-Карло [Zhang, 1999a, b]. Каждый из этих вариантов численного решения краевой задачи с транспортным уравнением (4) имеет свои



преимущества и недостатки. Методом Монте-Карло значительно проще находить интенсивность ГКЛ для задач с быстро изменяющимися в пространстве коэффициентами транспортного уравнения, а также для нестационарных задач. Однако при этом в одном прогоне (с выпуском многих псевдочастиц) определяются характеристики интенсивности только для частиц одной энергии в одной точке гелиосферы. Методы конечных разностей позволяют за один прогон получить информацию для всех энергий частиц во всей гелиосфере. Однако для задач с большой пространственной вариацией коэффициентов приходится использовать очень густую координатную сетку, т. е. требуется хранение больших объемов данных и т. д.

Расчет долговременных вариаций ГКЛ можно провести либо тоже решая уравнение (4) с последующим усреднением решения по долготе, либо решая уравнение (5). Однако в последнем случае нужно либо пренебречь членом источника  $Q$  (6), что часто может быть необоснованным, либо оценить  $Q$  без решения уравнения (5). Отметим, что ранее в работе [Калинин, Крайнев, 2014] мы предложили выражение для  $Q$  для простейшего варианта, когда поляризация ГКЛ является единственной характеристикой, зависящей от долготы. В работе [Kalinin et al., 2021] это выражение было проверено по результатам решения 3D-задачи и показана его недостаточность, однако одновременно продемонстрирована (по крайней мере для частиц энергии  $T=1$  ГэВ) малость члена источника по сравнению с дрейфовым членом уравнения (5).

Таким образом, к основным гелиосферным факторам, важным для образования рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ, относятся зависящие от всех трех пространственных координат основные характеристики: скорость СВ, регулярное ГМП и спектр его флуктуаций, определяющий тензор диффузии, а также характеристики, производные от основных, — скорость магнитного дрейфа частиц

$$\mathbf{V}_d = \frac{pv}{3q} \left[ \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right], \quad (7)$$

где  $v$  и  $q$  — соответственно скорость и заряд частиц;  $\mathbf{B}$  — вектор регулярной напряженности ГМП. Для описания долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в 2D-геометрии требуется знать усредненные по долготе коэффициенты уравнения (4), а также оценить величину члена источника (6).

## 5. ПУТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ С УЧЕТОМ КОВ

О влиянии КОВ на важные для распространения ГКЛ гелиосферные характеристики свидетельствуют как данные измерений, так и результаты МГД-расчетов. Структура гелиосферы (широтная зона с гофрированным ГТС), вызывающая образование КОВ, существует практически постоянно (кроме

коротких периодов инверсии ГМП, когда нарушается глобальность ГТС, т. е. он не соединяет непрерывно все долготы [Крайнев, 2019]). Поэтому корототирующие области взаимодействия и окружающие их области разрежения ГМП должны быть включены в модели, используемые для описания не только рекуррентных, но и долговременных вариаций интенсивности ГКЛ, и желательно в явном виде.

На левых панелях рис. 7 показана долготная зависимость  $V_r$ ,  $B$ , полученных из МГД-симуляции, и интенсивности протонов  $J$  с энергией 600 МэВ, рассчитанной методом Монте-Карло на сфере  $r=0.94$  а.е. вдоль экватора. В первом приближении видно совпадение пиков интенсивности ГКЛ с впадинами в долготной зависимости  $V_r$  и  $B$ , а также совпадение впадин в интенсивности с пиками в скорости СВ. Более детальное сравнение долготных профилей  $V_r$ ,  $B$  и  $J$  содержится в [Luo et al., 2020]. При сравнении результатов расчетов интенсивности с наблюдениями по данным КА PAMELA [Modzelewska et al., 2020] видны две особенности: 1) средний уровень наблюдаемой интенсивности несколько выше, чем показывают расчеты (горизонтальные штриховые линии соответствующего цвета) и 2) вариация наблюдаемой интенсивности более чем в три раза меньше расчетной. Например, в диапазоне долгот  $240^\circ$ – $280^\circ$  вариация (размах) расчетной интенсивности составляет  $\approx 50\%$  от средней за оборот при максимальном размахе в наблюдениях  $\approx 12\%$  от средней интенсивности (в диапазоне долгот  $180^\circ$ – $200^\circ$ ).

Возможно, что расхождение между наблюдениями и результатами расчета интенсивности ГКЛ в какой-то степени обусловлено как различным радиальным расстоянием (для наблюдений  $r=1$  а.е., для расчетов  $r=0.94$  а.е.), так и различной проекцией на сферу (для наблюдений — вдоль орбиты Земли, для расчетов — вдоль экватора).

Наиболее прямой путь для моделирования долговременной вариации интенсивности ГКЛ — воспользоваться схемой, принятой для моделирования рекуррентных вариаций, когда 1) характеристики гелиосферы рассчитываются для  $i$ -го кэррингтоновского оборота (со средним временем  $t_i$ ) в МГД-приближении; 2) интенсивность ГКЛ  $J_i(r, \theta, \varphi, T)$  определяется решением транспортного 3D-уравнения с коэффициентами, определенными по результатам этого 3D МГД-расчета. И естественно определить интенсивность, характеризующую долговременные вариации интенсивности ГКЛ, путем усреднения  $J_i(r, \theta, \varphi, T)$  по долготе,  $J(r, \theta, T, t_i) = \langle J_i(r, \theta, \varphi, T) \rangle_\varphi$ .

Энергетический спектр протонов для КО 2066, показанный синей линией на рис. 7, 2, получен методом Монте-Карло в работе [Luo et al., 2020] и лежит примерно на верхней границе наблюдаемого по данным КА PAMELA спектра. Однако для каждой энергии он был получен не усреднением по долготе интенсивности, рассчитанной вдоль траектории Земли, а равен интенсивности на долготе  $\varphi=0^\circ$  на экваторе. На этот рисунок нанесена (красным значком с «усами»), определяемыми вариацией интенсивности с долготой) также усредненная по долготе расчетная



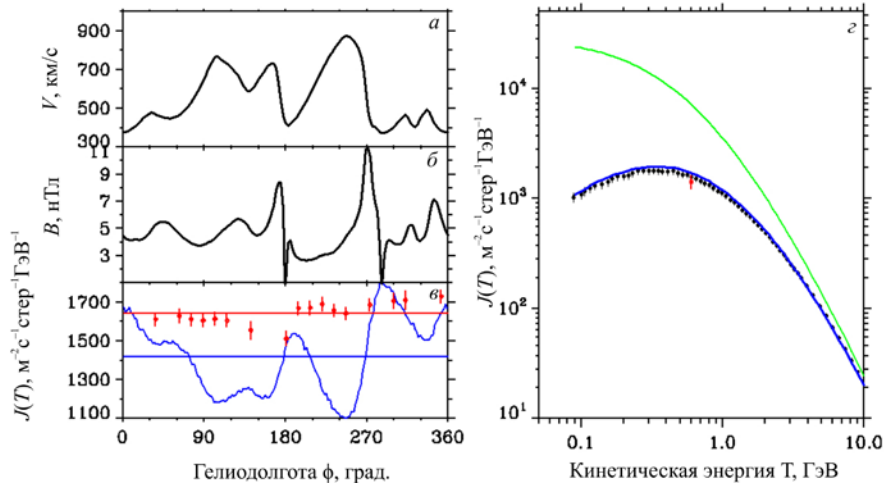


Рис. 7. Долготная зависимость расчетных гелиосферных характеристик и интенсивности ГКЛ и расчетный энергетический спектр протонов для КО 2066. Слева — результаты расчета гелиосферных характеристик и интенсивности ГКЛ на сфере  $r=0.94$  а.е.:  $a, b$  — соответственно радиальная компонента скорости СВ и напряженность ГМП вдоль экватора. Панель  $c$  — интенсивность ГКЛ с энергией 600 МэВ. Синяя линия — значения, рассчитанные в [Luo et al., 2020], красные ромбики с ошибками — среднесуточные значения этой интенсивности, измеренные на КА PAMELA [Modzelewska et al., 2020]. Горизонтальными прямыми соответствующего цвета показаны значения интенсивности, усредненные по долготе. Панель  $d$ : синяя линия — энергетический спектр протонов для КО 2066, рассчитанный в [Luo et al., 2020]. Зеленой кривой показан немодулированный спектр протонов, использованный в расчете, черными значками с «усами» (погрешность измерений) — спектр по данным КА PAMELA [Adriani et al., 2013]. Красная точка с «усами» (из-за вариации интенсивности с долготой) — усредненная по долготе расчетная интенсивность протонов с энергией  $T=600$  МэВ

интенсивность протонов с энергией  $T=600$  МэВ, зависимость которой от долготы показана на панели  $c$ . Видно, что, по крайней мере, для протонов с этой энергией усредненная по долготе расчетная интенсивность с учетом погрешностей тоже соответствует наблюдениям.

В настоящее время долговременные вариации интенсивности ГКЛ достаточно хорошо описываются с использованием 3D-моделей, разработанных в North-West University (NWU, Potchefstroom, South Africa, см., например, [Potgieter, Vos, 2017; Aslam et al., 2019; Ngobeni et al., 2020, 2022]). При этом единственной характеристикой, зависящей от долготы, считается направление (к Солнцу/от Солнца) регулярного ГМП, а для описания спектра протонов в какой-то период требуется учет не только изменения наблюдаемых факторов — квазитилта  $\alpha_{qt}$  ГТС на поверхности источника, напряженности ГМП  $B$  в районе орбиты Земли и общей полярности ГМП  $A$  (знак  $B_r$  в северном униполярном «полушарии» гелиосферы) — но и набора описательных факторов (свободных параметров). Таким образом, 3D-модели NWU включают эффекты КОВ не явным образом, а через подбор свободных факторов. В то же время пакеты NWU позволяют численно решать уравнения модуляции с коэффициентами, в полной мере зависящими от всех трех координат, и их можно использовать для решения задач с включением эффектов КОВ явным образом.

Что касается описания долговременных вариаций ГКЛ с эмуляцией эффектов КОВ в 2D-моделях, первая такая попытка была сделана в модели ФИАН [Kalinin et al., 2015]. При этом под термином «эмуляция», используемом в статьях на английском языке, мы имеем в виду воспроизведение при моделирова-

нии не всех, но основных или важных свойств явления. Ранее было замечено [Svirzhevskaya et al., 2001], что в интенсивности ГКЛ при обеих полярностях ГМП проявляются некоторые особенности (резкие скачки), характерные для временных изменений квазитилта ГТС  $\alpha_{qt}$ . Из этого факта был сделан вывод, что диффузионные характеристики могут зависеть от  $\alpha_{qt}$  из-за наличия КОВ в зоне секторной структуры ГМП. В работе [Свиржевский и др., 2015] из анализа спектра неоднородностей ГМП вдоль траектории КА Ulysses была обнаружена разница в спектральном индексе внутри ( $\gamma_{HMF} \approx 1.2$ ) и вне ( $\gamma_{HMF} \approx 0.8$ ) зоны секторной структуры ГМП (в соответствии с поведением этой характеристики, показанным на нижней панели рис. 4,  $z$ ). Наконец, в модели [Kalinin et al., 2015] для эмуляции этого эффекта КОВ была использована разная зависимость коэффициента диффузии от жесткости ( $K \sim R^{\gamma_R}$ ,  $\gamma_R = 2 - \gamma_{HMF}$ ) в зоне секторной структуры и вне ее. Однако при этом не учитывалась существенная радиальная зависимость эффектов КОВ по данным МГД-симуляции (см. ниже). Кроме того, в модели [Kalinin et al., 2015] при решении уравнения (5) использована оценка члена источника  $Q$ , которая, как показано в работе [Kalinin et al., 2021], недостаточно хорошо соответствует точному члену источника, вычисленному по решению 3D-уравнения.

Поскольку в моделях типа NWU или ФИАН коэффициенты диффузии осесимметричны и их пространственное распределение определяется усредненной по долготе напряженностью ГМП, интересно рассмотреть радиально-широтное распределение введенной в предыдущем разделе разности  $\Delta_{Par}^{MHD}$  (3) между напряженностью ГМП, рассчитанной

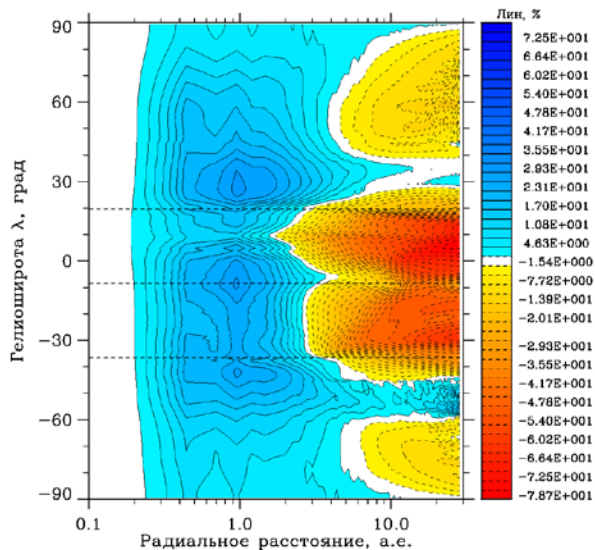


Рис. 8. Радиально-широтное распределение усредненной по долготе относительной разности  $\Delta_{\text{Par}}^{\text{MHD}}$  (3) между напряженностью ГМП, рассчитанной в МГД-приближении [Luo et al., 2020], и паркеровским ГМП, предполагающим отсутствие взаимодействия между разноскоростными потоками СВ. Штриховыми горизонтальными линиями показаны широтные границы ГТС и магнитный экватор в основании гелиосферы

в МГД-приближении, и напряженностью паркеровского ГМП без эффектов КОВ после ее усреднения по долготе.

Можно отметить качественные особенности этого распределения, показанного на рис. 8. В радиальном направлении область МГД-симуляции разделяется на околосолнечную область ( $r < 3-5$  а.е.), где напряженность ГМП больше, чем в отсутствие КОВ, и внешнюю область ( $(3 \div 5)$  а.е.  $< r \leq r_{\text{out}}^{\text{MHD}} = 28.4$  а.е.) с относительным ослаблением поля на низких и высоких широтах при некотором усилении в узких диапазонах средних широт. Видно, что положение этих широтных зон во внешней области в первом приближении коррелирует с широтными границами ГТС и симметрично относительно магнитного экватора в основании гелиосферы. Радиальное распределение в этой внешней области указывает на возможность распространения такого же соотношения на наружную по отношению к области МГД-симуляции гелиосферу  $r_{\text{out}}^{\text{MHD}} < r < r_{\text{out}}$ .

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Из результатов раздела 2 следует, что данные космических аппаратов, сканировавших значительные области гелиосферы, указывают (хотя и косвенно) на сильное влияние КОВ на характеристики как поля скоростей СВ, так и регулярного ГМП и его флуктуаций. Для моделирования вариаций ГКЛ важно, что из-за взаимодействия разноскоростных потоков СВ применимость часто используемой паркеровской модели ГМП сомнительна, по крайней мере, в зоне секторной структуры ГМП внутренней гелиосферы ( $r < 10$  а.е.). Кроме того, важно, что характеристики спектра неоднородностей ГМП, определяющие ко-

эффициенты диффузии космических лучей, сильно различаются в зоне секторной структуры и вне ее и, возможно, изменяются с расстоянием.

Результаты МГД-расчетов, приведенные в разделе 3, также указывают на существенное изменение с расстоянием распределения характеристик как скорости СВ, так и ГМП, в том числе формы гелиосферного токового слоя. Важным следствием для моделирования ГКЛ является сильно изменяющееся с удалением от Солнца распределение по сфере абсолютной величины радиальной компоненты ГМП. Если вблизи Солнца эта величина постоянна в пределах 10 %, то к расстоянию  $r \approx 10$  а.е. ее разброс относительно среднего составляет уже около 70 % и далее слабо изменяется до внешней границы МГД-симуляции. Этот факт ставит под сомнение предположение, часто используемое при моделировании ГКЛ, что измерение значения радиальной компоненты ГМП на орбите Земли позволяет распространить его на все широты, а используя паркеровскую модель ГМП, — и на всю гелиосферу. Эти сильные изменения в крупномасштабных характеристиках гелиосферы, важных для долговременного поведения ГКЛ, связаны с образованием и эволюцией КОВ.

Складывается представление, что наилучшим подходом к моделированию усредненной по долготе интенсивности ГКЛ для описания долговременных вариаций этой интенсивности, в явном виде учитывающего КОВ-эффекты, является наиболее прямой — воспользоваться схемой, принятой для моделирования рекуррентных вариаций, а затем усреднить результаты расчетов по долготе. Кроме того, очень желательно было бы дополнить 3D-расчеты интенсивности методом Монте-Карло расчетами методами конечных разностей, хотя это и довольно сложная задача.

Что касается возможности описания долговременных вариаций ГКЛ с эмуляцией эффектов КОВ в 2D-моделях, или даже в 3D-моделях с не зависящими от долготы скоростью СВ и коэффициентами диффузии, это пока еще открытый вопрос. Вызывает сомнение также возможность использования в качестве наблюдаемых параметров модели квазитилта ГТС, рассчитанного на поверхности источника около Солнца, и усредненных за оборот Солнца гелиосферных характеристик, измеренных в районе орбиты Земли, в частности, абсолютной величины радиальной компоненты ГМП. Для эмуляции эффектов КОВ должны быть использованы значительно более содержательные входные параметры.

Некоторые интересные выводы можно сделать из радиально-широтного распределения усредненной по долготе относительной разности между напряженностью ГМП, рассчитанной в МГД-приближении, и без учета взаимодействия разноскоростных потоков СВ. Как следует из результатов МГД-симуляции, в околосолнечной области ( $r < (3 \div 5)$  а.е.) взаимодействие разноскоростных потоков СВ приводит в среднем к усилению ГМП на всех широтах. Во внешней же области ( $(3 \div 5)$  а.е.  $< r \leq r_{\text{out}}^{\text{MHD}}$ ) напряженность ГМП из-за этого взаимодействия в среднем ослабевает на низких и высоких широтах при некотором усилении в узких диапазонах средних широт.

Если эту тенденцию — ослабление напряженности ГМП в средней гелиосфере — распространить на наружную по отношению к области МГД-симуляции область ( $r_{\text{out}}^{\text{MHD}} < r < r_{\text{out}}$ ), можно сделать осторожный вывод, что во многих областях такой модифицированной взаимодействием разноскоростных потоков СВ гелиосферы модулированная интенсивность ГКЛ может быть выше, чем без этой модификации. Отметим, что этот парадоксальный вывод совпадает с результатами расчетов [Kopp et al., 2017; Guo, Florinski, 2014], хотя эти авторы используют для расчета интенсивности ГКЛ без учета влияния КОВ модели гелиосферы, которые сильно отличаются от использованной нами. Таким образом, мы связываем эффект ослабления модуляции ГКЛ при учете КОВ, возможно, наиболее существенный для долговременных вариаций интенсивности, с ослаблением напряженности ГМП в средней гелиосфере из-за эволюции областей разрежения КОВ.

Однако, как видно из сравнения результатов расчетов с наблюдениями, прежде чем делать уверенные количественные выводы о влиянии взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра на гелиосферные характеристики и интенсивность ГКЛ, требуется доработка методик как МГД-симуляции гелиосферных факторов, так и расчетов интенсивности ГКЛ методом Монте-Карло. Отметим также, что в данной работе мы используем результаты МГД-симуляции и МК-расчетов на довольно редкой выборке из исходной сетки, на которой проводилась симуляция. Для уточнения результатов (например, для построения силовых линий ГМП, положения контактной поверхности и ударных волн, построения траекторий псевдочастиц ГКЛ) необходимо использование всей исходной сетки. Кроме того, некоторые выводы из симуляции гелиосферных характеристик и интенсивности ГКЛ могут быть специфичны для рассмотренного кэррингтоновского оборота. Для более обоснованных выводов надо рассмотреть ситуацию в другие периоды. Полезно также рассмотреть результаты упрощенных МГД-симуляций с постулированием простых граничных условий: простейшая форма ГТС, заданная зависимостью скорости СВ от углового расстояния от ГТС и т. д.

Наконец, чтобы разобраться с закономерностями образования и эволюции коротирующих областей взаимодействия солнечного ветра и связанных с ними вариаций интенсивности ГКЛ в гелиосфере в цикле солнечной активности, надо понять, как эти явления связаны с развитием обеих ветвей (полоидальной и тороидальной) магнитных полей Солнца.

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., Крайнев М.Б. Двумерное транспортное уравнение для галактических космических лучей как след-

ствие редукции трехмерного уравнения. *Геомагнетизм и астрономия*. 2014. Т. 54, № 4. С. 463–469. DOI: [10.7868/S0016794014040051](https://doi.org/10.7868/S0016794014040051).

Крайнев М.Б. Проявления в гелиосфере и в интенсивности ГКЛ двух ветвей солнечной активности. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 4. С. 12–25. DOI: [10.12737/szf-54201902](https://doi.org/10.12737/szf-54201902).

Крайнев М.Б., Базилевская Г.А., Боркут И.К. и др. О связи долготного распределения гелиосферных характеристик и интенсивности ГКЛ в 2007–2008 и 2014–2015 гг. *Ядерная физика и инжиниринг*. 2017. Т. 8, № 4. С. 373–379. DOI: [10.1134/S2079562917040157](https://doi.org/10.1134/S2079562917040157).

Крымский Г.Ф. Диффузионный механизм суточных вариаций космических лучей. *Геомагнетизм и астрономия*. 1964. Т. 4. С. 977.

Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А., Калинин М.С. и др. Моделирование интенсивности галактических космических лучей с учетом пространственной и временной зависимости спектра флуктуаций гелиосферного магнитного поля. *Известия РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79, № 5. С. 663–666. DOI: [10.7868/S0367676515050415](https://doi.org/10.7868/S0367676515050415).

Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А., Калинин М.С. и др. Гелиосферное магнитное поле и модель Паркера. *Геомагнетизм и астрономия*. 2021. Т. 61, № 3. С. 282–294. DOI: [10.31857/S0016794021030160](https://doi.org/10.31857/S0016794021030160).

Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. *СО АН СССР. ВЦ*. Новосибирск: Наука, 1967. 197 с.

Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaia G.A., et al. Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during the 2006 July – 2009 December solar minimum. *Astrophys. J.* 2013. Vol. 765: 91, no. 2. DOI: [10.1088/0004-637X/765/2/91](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. *Astrophys. J.* 2019. Vol. 873:70, no. 1. DOI: [10.3847/1538-4357/ab05e6](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.* 1971. Vol. 76, iss. 16. P. 3534. DOI: [10.1029/JA076i016p03534](https://doi.org/10.1029/JA076i016p03534).

Burlaga L.F., Ness N.F., Wang J.-M., Sheeley N.R. Heliospheric magnetic field strength and polarity from 1 to 81 AU during the ascending phase of solar cycle 23. *J. Geophys. Res.* 2002. Vol. 107, no. A11. 1410. DOI: [10.1029/2001JA009217](https://doi.org/10.1029/2001JA009217).

Gosling J.T., Pizzo V. Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure. *Space Sci. Rev.* 1999. Vol. 89. P. 21–52. DOI: [10.1023/A:1005291711900](https://doi.org/10.1023/A:1005291711900).

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 Phys.* 2014. Vol. 119, iss. 14. P. 2411–2429. DOI: [10.1002/2013JA019546](https://doi.org/10.1002/2013JA019546).

Guo X., Florinski V. Galactic cosmic-ray intensity modulation by corotating interaction region stream interfaces at 1 AU. *Astrophys. J.* 2016. Vol. 826:65, no. 1. DOI: [10.3847/0004-637X/826/1/65](https://doi.org/10.3847/0004-637X/826/1/65).

Hundhausen A.J. *Coronal Expansion and Solar Wind*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. 1972. 238 p. DOI: [10.1007/978-3-642-65414-5](https://doi.org/10.1007/978-3-642-65414-5).

Jokipii J.R., Levy E.H., Hubbard W.B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation. *Astrophys. J.* 1977. Vol. 213. P. 861. DOI: [10.1086/155218](https://doi.org/10.1086/155218).

Kalinin M.S., Bazilevskaia G.A., Krainev M.B., Svirzhevskaya N.S., Svirzhevskaya A.K., Stozhkov Yu.I. Description of galactic cosmic ray intensity in the last three solar activity minima. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. Vol. 79, no. 5. P. 606–608. DOI: [10.3103/S1062873815050238](https://doi.org/10.3103/S1062873815050238).

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. 2021. PoS(ICRC2021)1323. <https://pos.sissa.it>.



Khabarova O., Obridko V. Puzzles of the interplanetary magnetic field in the inner heliosphere. *Astrophys. J.* 2012. Vol. 761: 82. DOI: [10.1088/0004-637X/761/2/82](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/2/82).

Kopp A., Wiengarten T., Fichtner H., et al. Cosmic-ray transport in heliospheric magnetic structures. II. Modeling particle transport through corotating interaction regions. *Astrophys. J.* 2017. Vol. 837:37, no.1. DOI: [10.3847/1538-4357/aa603b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa603b).

Kóta J., Jokipii J.R. Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI. A three-dimensional model including diffusion. *Astrophys. J.* 1983. Vol. 265. P. 573–581. DOI: [10.1086/160701](https://doi.org/10.1086/160701).

Kóta J., Jokipii J.R. The role of corotating interaction regions in cosmic-ray modulation. *Geophys. Res. Lett.* 1991. Vol. 18. P. 1797–1800. DOI: [10.1029/91GL02307](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.* 1998. Vol. 83. P. 137–145. DOI: [10.1007/978-94-017-1189-0\\_12](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. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 899:90, no. 2. DOI: [10.3847/1538-4357/aba7b5](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba7b5).

Mays M.L., Taktakishvili A., Pulkkinen A., Macneice P.J. Ensemble modeling of CMEs using the WSA-ENLIL+Cone model. *Solar Phys.* 2015. Vol. 290, iss. 6. P. 1775–1814. DOI: [10.1007/s11207-015-0692-1](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.* 2012. Vol. 50. P. 716. DOI: [10.1016/j.asr.2011.07.022](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. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 904, iss. 3. P. 13. DOI: [10.3847/1538-4357/abbdac](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbdac).

Ngobeni 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.* 2020. Vol. 365:182. DOI: [10.1007/s10509-020-03896-1](https://doi.org/10.1007/s10509-020-03896-1).

Ngobeni M.D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M., et al. Simulations of the solar modulation of helium isotopes constrained by observations. *Adv. Space Res.* 2022. Vol. 69. P. 2330–2341. DOI: [10.1016/j.asr.2021.12.018](https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.12.018).

Odstrcil D. Modeling 3-D solar wind structure. *Adv. Space Res.* 2003. Vol. 32, iss. 4. P. 497–506. DOI: [10.1016/S0273-1177\(03\)00332-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00332-6).

Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.* 1958a. Vol. 128. P. 664. DOI: [10.1086/146579](https://doi.org/10.1086/146579).

Parker E.N. Cosmic ray modulation by solar wind. *Phys. Rev.* 1958b. Vol. 110, iss. 6. P. 1445. DOI: [10.1103/PhysRev.110.1445](https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.1445).

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

Pizzo V.J., Gosling J.T. 3-D simulation of high-latitude interaction regions: comparison with Ulysses results. *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol. 21, iss. 18. P. 2063–2066. DOI: [10.1029/94GL01581](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. *Astronomy and Astrophysics.* 2017. Vol. 601. A23. DOI: [10.1051/0004-6361/201629995](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629995).

Richardson I.G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere. *Living Reviews Solar Physics.* 2018. Vol. 15, iss. 1. P. 1–95. DOI: [10.1007/s41116-017-0011-z](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.* 2012. Vol. 83. P. 1–10. DOI: [10.1016/j.jastp.2011.12.013](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. *Astrophys. J.* 2018. Vol. 866:18, no. 1. DOI: [10.3847/1538-4357/aad806](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad806).

Schulz M. Interplanetary sector structure and the heliographic equator. *Astrophys. Space Sci.* 1973. Vol. 24. P. 371–384. DOI: [10.1007/BF02637162](https://doi.org/10.1007/BF02637162).

Simpson J.A. A brief history of recurrent solar modulation of the galactic cosmic rays (1937–1990). *Space Sci. Rev.* 1998. Vol. 83. P. 169–176. DOI: [10.1007/978-94-017-1189-0\\_15](https://doi.org/10.1007/978-94-017-1189-0_15).

Smith E.J. Solar cycle evolution of the heliospheric magnetic field: The Ulysses legacy. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011. Vol. 73, iss. 2-3. P. 277–289. DOI: [10.1016/j.jastp.2010.03.019](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.03.019).

Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S., Stozhkov Yu.I. Step-like variations of cosmic rays and their relation to an inclination of the heliospheric current sheet. *Proc. ICRC.* 2001. Vol. 9. P. 3843–3846.

Wang Y.-M., Sheeley N.R. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *Astrophys. J.* 1990. Vol. 355. P. 726–732. DOI: [10.1086/168805](https://doi.org/10.1086/168805).

Wiengarten T., Kleimann J., Fichtner H., et al. Cosmic ray transport in heliospheric magnetic structures. I. Modeling background solar wind using the CRONOS magnetohydrodynamic code. *Astrophys. J.* 2014. Vol. 788:80. DOI: [10.1088/0004-637X/788/1/80](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/80).

Zhang M.A. path integral approach to the theory of heliospheric cosmic-ray modulation. *Astrophys. J.* 1999a. Vol. 510, no. 2. P. 715–725. DOI: [10.1086/306624](https://doi.org/10.1086/306624).

Zhang M.A. Markov stochastic process theory of cosmic-ray modulation. 1999b. Vol. 513. P. 40–420. DOI: [10.1086/306857](https://doi.org/10.1086/306857).

URL: <http://wso.stanford.edu> (дата обращения 30 января 2023 г.).

URL: <http://cr0.izmiran.ru/mosc/main.htm> (дата обращения 30 января 2023 г.).

URL: <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/> (дата обращения 30 января 2023 г.).

#### Как цитировать эту статью:

Крайнев М.Б., Калинин М.С., Базилевская Г.А., Свиржевская А.К., Свиржевский Н.С., Луо С., Аслам О.П.М., Шен Ф., Нгобени М.Д., Подгитер М.С. О проявлении коротящих областей взаимодействия солнечного ветра в вариациях интенсивности ГКЛ. *Солнечно-земная физика.* 2023. Т. 9, № 1. С.10–21. DOI: [10.12737/szf-91202302](https://doi.org/10.12737/szf-91202302).