

## ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЙ ВЕКТОРА МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

## EFFECT OF LARGE-SCALE INHOMOGENEITY OF SOLAR WIND VELOCITY ON DISTRIBUTION OF DIRECTIONS OF INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD VECTOR

**Д.В. Ерофеев**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН,  
Уссурийск, Россия, dve\_08@mail.ru*

**D.V. Erofeev**

*Ussuriisk Astrophysical Observatory, FEB RAS,  
Ussuriisk, Russia, dve\_08@mail.ru*

**Аннотация.** По данным с часовым разрешением, полученным в околоземной гелиосфере в 1965–2014 гг. рассчитаны статистические характеристики углов, описывающих направление межпланетного магнитного поля (ММП): среднеквадратичные отклонения азимута и наклона, коэффициенты асимметрии их распределений, а также коэффициент корреляции этих углов. Показано, что все перечисленные характеристики изменяются в цикле солнечной активности, причем часть изменяет знак при изменении направления полярного магнитного поля Солнца. Результаты обработки экспериментальных данных сравнивались с моделью, которая описывает перенос неоднородным солнечным ветром крупномасштабных возмущений силовых линий магнитного поля. Сравнение показало, что изменение характеристик углового распределения ММП в солнечном цикле, вероятно, происходит вследствие появления крупномасштабного широтного градиента скорости солнечного ветра в периоды минимумов солнечной активности. Существенное влияние на угловое распределение ММП оказывают также долготный градиент скорости в хвостовых частях высокоскоростных потоков и кратковременные локальные вариации градиентов скорости.

**Ключевые слова:** межпланетное магнитное поле, солнечный ветер, солнечный цикл.

**Abstract.** Using data with hourly resolution obtained in near-Earth heliosphere in 1965–2014, we have calculated statistical characteristics of the angles describing the direction of the interplanetary magnetic field (IMF): root-mean-square deviations of azimuthal and elevation angles, asymmetries of their distributions, and coefficient of correlation of the angles. It has been shown that the above characteristics varied in the course of solar cycle, and some of them changed their signs when solar polar magnetic field reversed. The results obtained from the experimental data analysis were compared with a model describing transport of large-scale disturbances of IMF lines by the inhomogeneous solar wind. The comparison has shown that the variations in the angular distribution of IMF in the course of solar cycle probably occur due to the appearance of the large-scale latitudinal gradient of solar wind velocity during solar minima. In addition, the angular distribution of IMF has been found to be substantially affected by the longitudinal velocity gradient in trailing parts of high-speed streams and short-term local-scale variations in velocity gradients.

**Keywords:** interplanetary magnetic field, solar wind, solar cycle.

### ВВЕДЕНИЕ

Межпланетное магнитное поле (ММП) претерпевает значительные отклонения от среднего направления, которое приблизительно соответствует хорошо известной спирали Паркера [Коваленко, 1983; Forsyth et al., 1996; Burlaga, Ness, 1997; Веселовский, Тарсина, 2001; Borovsky, 2010; Xu et al., 2015]. Отчасти такие отклонения вызваны присутствием в солнечном ветре (СВ) сильных неоднородностей — таких как области взаимодействия быстрых и медленных потоков и возмущения, вызванные солнечной активностью [Schwadron, McComas, 2005; Borovsky, 2010]. Однако в относительно невозмущенных областях СВ модуль и направление вектора ММП также обнаруживают случайные колебания (флуктуации). Двумерное статистическое распределение углов, характеризующих направление ММП, будем называть

угловым распределением ММП. Обычно задающие направление вектора ММП углы отсчитываются от линии, соединяющей центр Солнца и точку наблюдения. Один из этих углов отсчитывается в направлении восток–запад (азимут), а второй — в направлении север–юг (наклонение). Иногда используют названия долгота и широта. Характеристики углового распределения ММП зависят от длины интервала усреднения измерений [Веселовский, Тарсина, 2001; Borovsky, 2010], что, очевидно, связано с широким спектром пространственных и временных масштабов флуктуаций направления ММП. В настоящей работе нас интересуют крупномасштабные вариации ММП, поэтому мы рассматриваем угловое распределение ММП по данным с часовым усреднением.

При анализе экспериментальных данных статистические характеристики азимута и наклона ММП, как правило, рассматриваются отдельно. До-

вольно подробно исследовано поведение среднеквадратичных отклонений (СКО) углов в плоскости эклиптики, в частности, показано их возрастание с увеличением гелиоцентрического расстояния [Vorovsky, 2010]. По измерениям с часовым усреднением, полученным на околоземных орбитах с 1963 по 2008 г., найдено, что СКО азимутов и наклонений претерпевают небольшие временные изменения, которые не обнаруживают отчетливо выраженной связи с фазой солнечного цикла [Vorovsky, 2010]. Однако ранее Burlaga, Ness [1997] определили, что СКО наклонений немного возрастает в периоды высокой солнечной активности.

В ряде исследований обращалось внимание на форму статистических распределений азимутов и наклонений ММП. В низкоширотной зоне гелиосферы распределение азимутов ММП в среднем не обнаруживает значительной асимметрии (говоря об асимметрии распределения азимутов, мы имеем в виду не различие двух пиков бимодального распределения по высоте, а присущую этим пикам асимметричную форму). Отмечалось некоторое изменение вида распределений азимутов и наклонений в солнечном цикле [Burlaga, Ness, 1997; Vorovsky, 2010], а также различие этих распределений в медленном СВ и высокоскоростных потоках [Vorovsky, 2010]. Однако какая-либо количественная мера, характеризующая форму распределений, в цитированных выше работах не рассматривалась. В статье [Erofeev, 2014] количественно исследована асимметрия распределения наклонений ММП по измерениям в околоземной области гелиосферы на протяжении четырех циклов солнечной активности. В результате обнаружено, что распределение наклонений ММП в эпохи минимумов солнечного цикла несколько асимметрично, причем знак коэффициента асимметрии зависит от ориентации полярного магнитного поля Солнца, но не зависит от полярности сектора ММП. Кроме того, анализ измерений, полученных в плоскости эклиптики, показал, что в эпохи минимумов активности угловое распределение ММП становится существенно двумерным: флуктуации азимута и наклонения ММП заметно коррелируют, при этом знак коэффициента корреляции зависит от ориентации полярного магнитного поля Солнца [Lyatsky et al., 2003; Erofeev, 2014]. Измерения космического аппарата Ulysses позволили сравнить угловые распределения ММП на низких и высоких гелиографических широтах. В работе [Erofeev, 2014] из анализа данных космических аппаратов Helios 1, Helios 2 и Ulysses сделан вывод, что в периоды низкой солнечной активности корреляция азимута и наклонения ММП имела место в низкоширотной области на гелиоцентрических расстояниях от 0.3 до 5 а.е., но отсутствовала в полярных зонах гелиосферы. Было обнаружено также, что в этих зонах в периоды, близкие к минимумам солнечной активности, распределение азимутов ММП имеет сильно асимметричную форму в отличие от низкоширотной области [Forsyth et al., 1996].

Из сказанного выше следует, что угловое распределение ММП изменяется в солнечном цикле, причем в периоды низкой солнечной активности его

характеристики в низкоширотной и полярной зонах существенно различаются. Изменения характеристик углового распределения ММП, происходящие в солнечном цикле в низкоширотной гелиосфере, могут быть связаны с различной степенью неоднородности СВ. В частности, на угловое распределение ММП может оказывать влияние устойчивый широтный градиент скорости СВ, который наблюдается в приэкваториальной зоне гелиосферы в эпохи минимумов солнечного цикла [McComas et al., 2000]. Полярный СВ в эпохи минимумов 11-летнего цикла сравнительно однороден, тогда как в низкоширотной зоне присутствуют области взаимодействия потоков и крупномасштабные градиенты скорости СВ. Поэтому различия между характеристиками углового распределения ММП на низких и высоких гелиоширотах, вероятно, являются также следствием разной степени неоднородности течения СВ.

Как отмечалось выше, характеристики углового распределения ММП зависят от длины интервала усреднения измерений. Это связано с тем, что флуктуации магнитного поля имеют широкий спектр пространственных и временных масштабов. Низкочастотная часть спектра содержит крупномасштабные «реликтовые» структуры магнитного поля, которые образуются в околосолнечном пространстве и в той или иной степени сохраняются до гелиоцентрических расстояний в несколько астрономических единиц. Высокочастотная часть спектра флуктуаций ММП формируется вследствие развития турбулентности при постепенном распаде реликтовых структур по мере удаления их от Солнца [Bruno, Carbone, 2005]. При выборе определенной длины интервала усреднения данных подавляется вклад турбулентности и угловое распределение ММП характеризует свойства реликтовых структур магнитного поля. Согласно Tu, Marsch [1993], такие структуры можно рассматривать как поперечные возмущения силовых линий магнитного поля. Причиной формирования этих возмущений могут быть перемещения оснований силовых линий, вызванные движениями плазмы в фотосфере или процессами магнитного пересоединения в солнечной короне [Giacalone, 2001; Giacalone, Jokipii, 2004; Ulrich, Tran, 2016].

Реликтовая природа крупномасштабных возмущений силовых линий ММП не означает, что они не подвергаются изменениям в процессе переноса из околосолнечного пространства до той точки, где производятся измерения ММП. Даже в рамках кинематического подхода, т. е. в предположении, что возмущения силовых линий магнитного поля пассивно переносятся течением СВ, форма этих возмущений изменяется вследствие закручивания ММП в спираль Паркера и воздействия градиентов скорости СВ (см. Коваленко [1983] и приведенные там ссылки). Кинематический подход был применен в работе Giacalone [2001], в которой получены уравнения, описывающие перенос солнечным ветром поперечных возмущений силовых линий ММП, вызванных перемещениями оснований силовых линий на Солнце. Поскольку скорость СВ полагалась не зависящей от гелиографических координат, эти уравнения описывают эволюцию возмущений в результате радиаль-

ного расширения СВ и закручивания ММП в спираль Паркера. Giacalone, Jokipii [2004] нашли, что модель правильно описывает дисперсию флуктуаций направления ММП и ее зависимость от гелиоцентрического расстояния. В работе [Erofeev, 2017] рассматривалась простая кинематическая модель с учетом воздействия широтного и долготного градиентов скорости СВ на поперечные возмущения силовых линий ММП. Как показали проделанные в указанной работе расчеты, учет неоднородности течения СВ позволяет качественно объяснить поведение асимметрии распределений азимутов и наклонов ММП, а также появление корреляции азимута и наклона ММП в периоды низкой солнечной активности.

Задачей настоящей работы является качественное и количественное исследование влияния кинематических эффектов, связанных с крупномасштабной неоднородностью СВ, на характеристики углового распределения ММП. Первый этап решения поставленной задачи заключается в получении из экспериментальных данных количественных характеристик, характеризующих изменение углового распределения ММП в солнечном цикле. Для этого проведена обработка измерений магнитного поля, полученных в околоземной области гелиосферы на протяжении четырех циклов солнечной активности. Методика обработки измерений описана в разделе 1, а результаты анализа экспериментальных данных представлены в разделе 2. На втором этапе решения поставленной задачи с помощью модельных уравнений, полученных в работе [Erofeev, 2017], рассчитаны характеристики углового распределения ММП, аналогичные характеристикам, полученным из анализа экспериментальных данных. Описание модели и методов выбора параметров, характеризующих свойства СВ, содержится в разделе 3. В разделе 4 производится качественное и количественное сравнение модельных расчетов с результатами обработки экспериментальных данных. В разделе 5 даются выводы и обсуждения.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОД ИХ АНАЛИЗА

### 1.1. Экспериментальные данные

Экспериментальными данными для нашего исследования послужили измерения вектора ММП и параметров плазмы СВ, полученные в 1965–2014 гг. приборами ряда космических аппаратов в околоземной области гелиосферы. Измерения усреднены за один час и опубликованы в базе данных NASA NSSDC в виде хорошо известного каталога OMNI-2. Мы используем данные измерений, представленные в системе отсчета RTN: орт  $\mathbf{e}_R$  направлен вдоль линии, соединяющей центр Солнца и точку наблюдения, орт  $\mathbf{e}_T$  параллелен  $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_R$ , где  $\boldsymbol{\Omega}$  — вектор угловой скорости вращения Солнца,  $\mathbf{e}_N = \mathbf{e}_R \times \mathbf{e}_T$  (см. рис. 1, а).

Для анализа были отобраны интервалы времени, когда космический аппарат находился вне областей сильно возмущенного СВ. К сильными возмущениям были отнесены, в частности, области взаимодействия

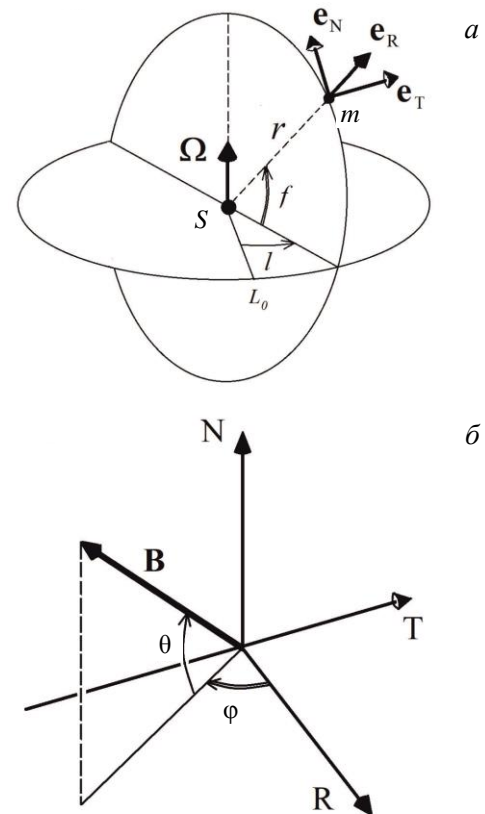


Рис. 1. Используемые в статье системы координат RTN и  $(r, f, l)$ . Символами  $s$  и  $m$  обозначены центр Солнца и точка, где производятся измерения,  $L_0$  — начало отсчета долготы (прочие обозначения описаны в тексте) (а); пояснение способа определения углов  $\varphi$  и  $\theta$ , описывающих направление вектора магнитного поля  $\mathbf{B}$  (б)

быстрых и медленных потоков СВ (включая фронты высокоскоростных потоков и предшествующие им уплотнения) и окрестности секторных границ ММП. Сильными возмущениями считались также резкие возрастания плотности плазмы или напряженности магнитного поля, интервалы с нестабильной ориентацией вектора ММП и другие вариации параметров, которые по морфологическим признакам могли быть связаны с солнечными эруптивными явлениями. Исключение возмущений из рядов данных проводилось с помощью компьютерной программы, которая позволяла идентифицировать возмущения визуально, наблюдая вариации ММП и параметров плазмы СВ на экране монитора (при этом какие-либо формальные числовые критерии не применялись). Измерения в пределах каждого из отобранных для анализа интервалов времени были помечены как относящиеся к сектору ММП определенной полярности, а также к одному из двух типов квазистационарных течений — медленному СВ или хвостовой части высокоскоростного потока. Отобранные измерения составили около 60 % объема исходных данных. Непосредственно для анализа использовались углы  $\varphi$  (азимут) и  $\theta$  (наклонение), которые содержат всю информацию о направлении вектора ММП:

$$\tan \varphi = -\frac{B_T}{B_R}, \quad (1a)$$



$$\tan \theta = \frac{B_N}{\sqrt{B_R^2 + B_T^2}}, \quad (16)$$

где  $B_R$ ,  $B_T$ ,  $B_N$  — компоненты вектора ММП в системе отсчета RTN (направления отсчета углов  $\varphi$  и  $\theta$  показаны на рис. 1, б).

В результате селекции измерений были получены две выборки данных, одна из которых включала измерения ММП в медленном СВ, а вторая — в хвостовых частях высокоскоростных потоков. На рис. 2, а показаны распределения скоростей СВ для двух указанных выборок. Эти распределения перекрываются в пределах небольшого интервала около 450 км/с, так как в областях медленных и быстрых потоков СВ скорость сильно флуктуирует. Отобранные для анализа данные содержали также информацию о принадлежности к сектору ММП определенной полярности. На рис. 2, б показаны распределения азимута  $\varphi$ , рассчитанные отдельно для интервалов времени, когда измерения проводились в положительном или отрицательном секторах ММП. Униmodalность этих распределений свидетельствует о достаточно эффективном разделении измерений по принадлежности к секторам ММП разной полярности.

### 1.2. Метод анализа экспериментальных данных

При расчете характеристик углового распределения ММП мы воспользовались методикой, описанной в книге Mardia [1972]. Пусть имеется выборка значений одномерной случайной величины, которая характеризует направление какого-либо вектора (для определенности, возьмем азимутальный угол ММП  $\varphi$ ). Оценка математического ожидания  $\varphi_m$  угла  $\varphi$  находится из соотношения

$$\tan \varphi_m = \frac{\langle \sin \varphi \rangle}{\langle \cos \varphi \rangle}. \quad (2)$$

Здесь и далее угловые скобки означают усреднение по выборке. Оценка дисперсии дается выражением

$$D_\varphi = 2(1-\rho), \quad (3)$$

где  $\rho^2 = \langle \sin \varphi \rangle^2 + \langle \cos \varphi \rangle^2$ . В настоящей работе мы исследуем поведение двух характеристик распределения угла  $\varphi$ : СКО азимута  $S_\varphi$

$$S_\varphi = D_\varphi^{1/2} \quad (4)$$

и коэффициента асимметрии  $A_\varphi$ :

$$A_\varphi = -\frac{\langle \sin 2(\varphi - \varphi_m) \rangle}{D_\varphi^{3/2}}, \quad (5)$$

а также поведение аналогичных характеристик распределения наклонений ММП,  $S_\theta$  и  $A_\theta$ . Оценки (2)–(5) инвариантны относительно выбора начала отсчета угла  $\varphi$ , причем в низшем порядке разложения по степеням  $\varphi - \varphi_m$  формулы для дисперсии и асимметрии совпадают с обычными выражениями для параметров распределения, заданного на прямой. Очевидно, что описанная методика плохо подходит для анализа бимодального распределения, каким является распределение азимутов ММП. Эта трудность устраняется тем обстоятельством, что отобранные

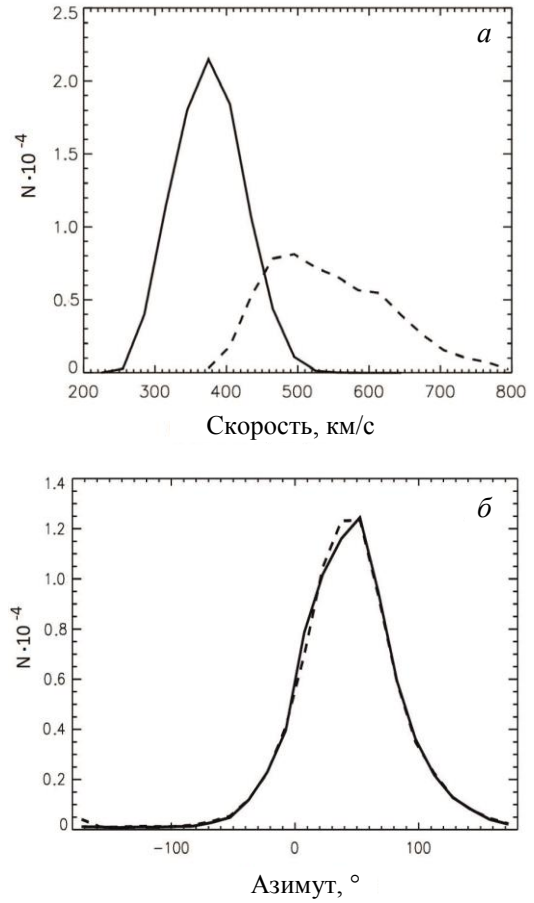


Рис. 2. Распределение отобранных для анализа данных по скоростям солнечного ветра (сплошная линия — низкоскоростной ветер, штриховая линия — хвостовые части высокоскоростных потоков) (а); распределение азимутов ММП для измерений, отнесенных к положительному и отрицательному секторам ММП (соответственно сплошная и штриховая линии) (б). Распределение для отрицательного сектора ММП сдвинуто на 180° по азимуту

нами для анализа данные разделены по принадлежности к секторам ММП разной полярности и в результате каждая из полученных выборок имеет униmodalное распределение углов  $\varphi$  (см. рис. 2, б).

Описанная выше методика предназначена для исследования одномерных угловых переменных и применялась нами отдельно для анализа распределений углов  $\varphi$  и  $\theta$ . Поскольку свойства этих распределений существенно различны (см. раздел 2), такой подход представляется в определенной степени оправданным. Однако при этом упускается из виду статистическая связь между флуктуациями углов  $\varphi$  и  $\theta$ . Для восполнения этого пробела мы рассматриваем коэффициент корреляции углов, который рассчитывался по формуле

$$C_{\varphi\theta} = \frac{\langle \sin(\varphi - \varphi_m) \sin(\theta - \theta_m) \rangle}{\sqrt{D_\varphi D_\theta}}. \quad (6)$$

В книге Mardia [1972] не приводится метод расчета статистических погрешностей оценок параметров распределений, поэтому погрешности оценок были получены нами посредством численных экспериментов с использованием генератора случайных чисел.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Расчет параметров углового распределения ММП производился для интервала времени длиной два года, который последовательно сдвигался на один год. Большая длина интервала усреднения данных выбрана для обеспечения приемлемого уровня статистических погрешностей оценок асимметрии распределений углов  $\varphi$  и  $\theta$ . Расчеты показали, что поведение характеристик углового распределения ММП в основных чертах одинаково в секторах ММП разной полярности, за исключением различия средних значений угла  $\varphi$  на  $180^\circ$ . Это позволило улучшить статистическое обеспечение оценок посредством объединения данных для обоих секторов ММП после исключения средних значений угла  $\varphi$ .

На рис. 3 даны оценки СКО углов  $\varphi$  и  $\theta$ , рассчитанные по формулам (3), (4) отдельно для медленного СВ (рис. 3, *a*) и хвостовых частей высокоскоростных потоков (рис. 3, *б*). Видно что СКО азимутов  $S_\varphi$  систематически больше СКО наклонений  $S_\theta$ , в среднем их различие составляет  $12^\circ$ . При сравнении можно заметить также, что СКО углов  $\varphi$  и  $\theta$  в медленном СВ в среднем выше, чем в быстром (различие составляет приблизительно  $4^\circ$ ). Поскольку вероятные ошибки определения  $S_\varphi$  и  $S_\theta$  не превышают  $1^\circ$ , все отмеченные выше систематические различия между СКО углов можно считать достоверными. В медленном СВ СКО  $S_\varphi$  претерпевает относительно небольшие (амплитуда около 15 % от среднего значения), но вполне отчетливо выраженные изменения в ходе 11-летнего цикла, причем максимумы  $S_\varphi$  имеют место в эпохи минимумов солнечной активности. В дополнение к этой вариации  $S_\varphi$  демонстрирует небольшие возрастания вблизи максимумов солнечной активности. В быстром СВ  $S_\varphi$  имеет максимумы сравнимой величины как в минимумах 11-летнего цикла, так и в периоды высокой солнечной активности. СКО  $S_\theta$  демонстрирует небольшие возрастания в периоды высокой солнечной активности, при этом минимумы  $S_\theta$  не показывают отчетливой локализации по отношению к минимумам солнечного цикла. Связанные с высокой солнечной активностью возрастания  $S_\theta$  имеют небольшую амплитуду (несколько градусов), но выделяются независимо по измерениям в медленном и быстром СВ, что подтверждает их реальность. Можно заключить, что вариации СКО углов содержат две компоненты. Одна из них представляет собой изменения, происходящие в противофазе с изменением солнечной активности, и характерна только для СКО  $S_\varphi$ . Вторая компонента проявляется в виде небольшого возрастания СКО обоих углов, которое происходит вблизи эпох максимумов 11-летних циклов. Кроме вариаций, связанных с 11-летним циклом, СКО азимутов и наклонений демонстрируют долговременный нелинейный тренд, величина которого составляет несколько градусов, а характерное время превышает длину исследованного временного ряда (этот тренд лучше выражен в быстром СВ).

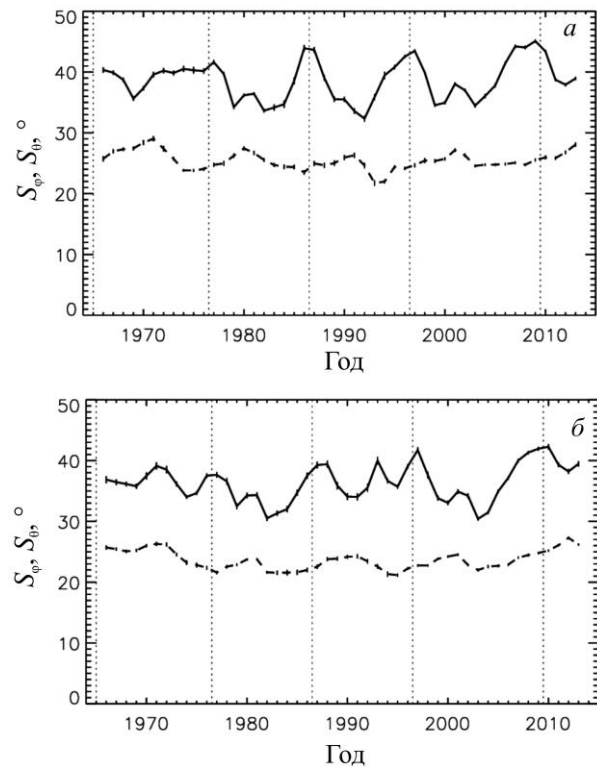


Рис. 3. Среднеквадратичные отклонения азимутов ММП  $S_\varphi$  (сплошная линия) и наклонений ММП  $S_\theta$  (штриховая линия) в зависимости от времени: *a* — медленный СВ; *б* — хвостовые части высокоскоростных потоков СВ. Вертикальными штрихами показаны вероятные ошибки оценок. Эпохи минимумов солнечного цикла отмечены вертикальными пунктирными линиями

Временные зависимости СКО азимута и наклонения ММП (в системе отсчета GSE) рассматривались ранее в работе [Borovsky, 2010], где эти параметры были оценены по часовым данным OMNI-2 путем аппроксимации распределений углов гауссианами. Несмотря на различие методов оценки, полученные нами и Borovsky [2010] значения СКО углов в среднем отличаются всего на несколько градусов. Однако результат нашего расчета более отчетливо показывает связь вариаций СКО углов  $\varphi$  и  $\theta$  с солнечным циклом. Burlaga, Ness [1997] оценивали СКО распределения наклонений ММП по среднечасовым измерениям OMNI-2, применяя аппроксимацию распределения гауссианой. Эти авторы нашли, что СКО наклонений приблизительно на 5 % возрастает в периоды высокой солнечной активности, что согласуется с результатами наших расчетов.

На рис. 4 показаны оценки коэффициента асимметрии  $A_\varphi$  распределения азимутов ММП, рассчитанные по формуле (5) отдельно для медленного СВ и хвостовых частей высокоскоростных потоков. Оценки  $A_\varphi$  имеют сравнительно большие статистические погрешности, особенно в период до 1995 г., когда измерения ММП проводились относительно редко. Тем не менее, можно отметить вполне отчетливо выраженную вариацию  $A_\varphi$  в 11-летнем цикле. Максимумы этой вариации приходятся на периоды низкой солнечной активности, с небольшими отклонениями в ту или иную сторону от моментов минимума солнечного цикла. Амплитуда вариации коэф-

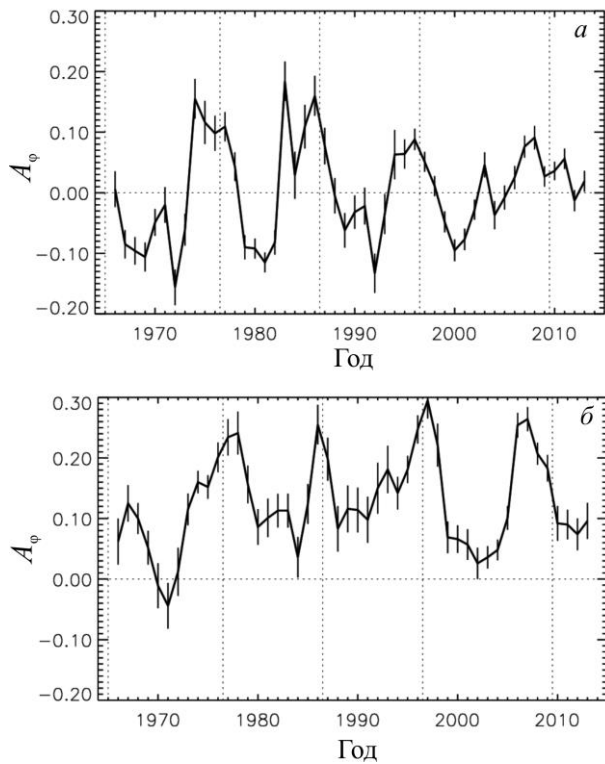


Рис. 4. Коэффициент асимметрии распределения азимутов ММП  $A_\phi$  в зависимости от времени: *a* — медленный СВ; *б* — хвостовые части высокоскоростных потоков СВ. Штрихами показаны вероятные ошибки оценок. Эпохи минимумов солнечного цикла отмечены вертикальными пунктирными линиями

коэффициента асимметрии (изменение  $A_\phi$  от максимума до минимума солнечного цикла) в среднем составляет около 0.2 как в медленном, так и в быстром СВ. По-видимому, амплитуда несколько изменяется от цикла к циклу, однако эти изменения отчасти могут быть следствием статистических погрешностей оценок. При сравнении можно заметить, что усредненные за большой интервал времени значения  $A_\phi$  в медленном и быстром СВ систематически различаются. В медленном СВ (рис. 4, *a*) коэффициент асимметрии  $A_\phi$  в среднем близок нулю, поэтому 11-летняя вариация приводит к регулярному изменению его знака. В хвостовых частях высокоскоростных потоков СВ (рис. 4, *б*) в среднем  $A_\phi > 0$  и, как правило, не изменяет знак на всем протяжении цикла солнечной активности (исключение составляет короткий период вблизи максимума активности 1970–1971 гг.).

Количественные исследования асимметрии распределения азимутов и ее изменения в солнечном цикле, по-видимому, ранее не проводились, хотя были отмечены некоторые изменения формы распределения в связи с изменением солнечной активности (см. например [Borovsky, 2010]). Судя по приведенным в статье [Borovsky, 2010] данным, асимметрия распределения азимутов ММП может возникать вследствие присутствия сильных возмущений СВ и магнитного поля. Однако результаты нашего расчета не подвержены прямому влиянию сильных возмущений, так как последние были исключены при селекции данных (см. раздел 1.1).

На рис. 5 показаны оценки коэффициента асимметрии  $A_\theta$  распределения наклонений ММП, расчи-

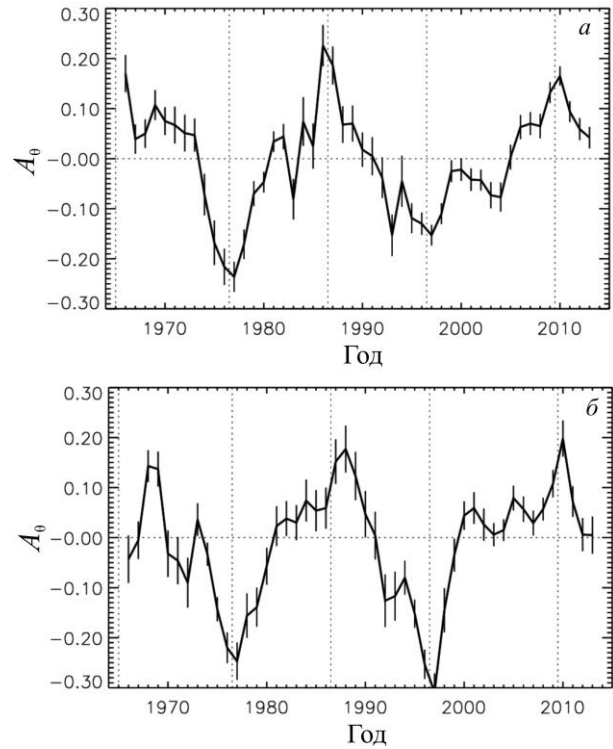


Рис. 5. Коэффициент асимметрии распределения наклонений ММП  $A_\theta$  в зависимости от времени: *a* — медленный СВ; *б* — хвостовые части высокоскоростных потоков СВ. Штрихами показаны вероятные ошибки оценок. Вертикальными пунктирными линиями отмечены эпохи минимумов солнечного цикла

танные отдельно для медленного СВ и хвостовых частей высокоскоростных потоков. В отличие от асимметрии распределения азимутов, асимметрия распределения наклонений ММП изменяется с периодом магнитного (22-летнего) солнечного цикла, причем максимальные по абсолютной величине значения  $A_\theta$  достигаются в эпохи минимумов солнечной активности. Этот факт был ранее обнаружен в работе [Erofeev, 2014], в которой приведены графики распределений угла  $\theta$  для минимумов солнечной активности при разной ориентации полярного магнитного поля Солнца. Отметим интересное обстоятельство, что, хотя знак коэффициента асимметрии  $A_\theta$  зависит от ориентации полярного магнитного поля Солнца, он не зависит от полярности сектора ММП (на рис. 5 показан результат расчета по выборке, объединяющей измерения в обоих секторах). Амплитуда 22-летней вариации коэффициента асимметрии  $A_\theta$  варьирует от цикла к циклу, в среднем ее значение составляет около 0.25 как в медленном, так и в быстром СВ.

На рис. 6 мы приводим зависимость от времени коэффициента корреляции  $C_{\phi\theta}$  вариаций углов  $\phi$  и  $\theta$ , рассчитанного по формуле (6). Поведение  $C_{\phi\theta}$  подобно описанному выше поведению асимметрии наклонений: знак  $C_{\phi\theta}$  изменяется с периодом магнитного цикла Солнца, но не зависит от полярности сектора ММП (этот факт отмечен ранее в работе [Erofeev, 2014]).

Таким образом, все рассмотренные нами характеристики углового распределения ММП регулярно изменяются в солнечном цикле, причем две из них (асимметрия распределения наклонений и корреляция



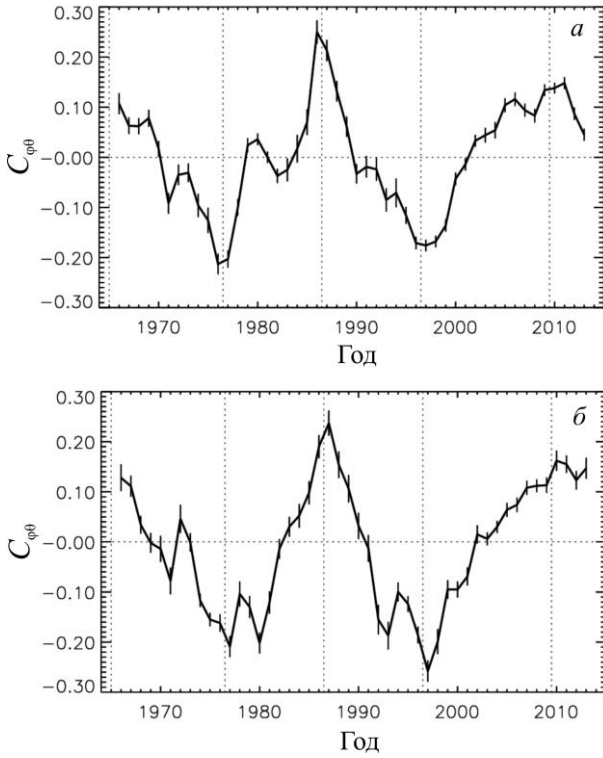


Рис. 6. Коэффициент корреляции флуктуаций азимута и наклона ММП в зависимости от времени: *a* — медленный СВ; *b* — хвостовые части высокоскоростных потоков СВ. Вертикальными пунктирными линиями отмечены эпохи минимумов солнечного цикла

углов  $\varphi$  и  $\theta$ ) изменяют знак в зависимости от направления полярного магнитного поля Солнца.

### 3. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматриваемая нами модель является обобщением кинематической модели, предложенной Giacalone [2001]. Обобщение состоит в учете неоднородности течения СВ. Пусть  $(r, f, l)$  — гелиоцентрическое расстояние, широта и долгота в инерциальной системе отсчета (см. рис. 1, *a*),  $r_0$  — радиус поверхности источника,  $\mathbf{V}(r, f, l, t)$  — скорость течения плазмы СВ, которая при  $r > r_0$  направлена радиально,  $\mathbf{V} = (V, 0, 0)$ . Уравнения, описывающие эволюцию магнитного поля в области  $r > r_0$ , получены из уравнений индукции  $\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B})$  и Максвелла  $\text{div} \mathbf{B} = 0$  и имеют следующий вид:

$$\frac{d}{dt} (r^2 B_r) - \frac{r}{\cos f} \left( B_f \cos f \frac{\partial V}{\partial f} + B_l \frac{\partial V}{\partial l} \right) = 0, \quad (7a)$$

$$\frac{d}{dt} (r B_f) + r B_f \frac{\partial V}{\partial r} = 0, \quad (7б)$$

$$\frac{d}{dt} (r B_l) + r B_l \frac{\partial V}{\partial r} = 0, \quad (7в)$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial r}. \quad (7г)$$

При  $r > r_0$  скорость элемента плазмы полагается постоянной, поэтому  $dV/dt = 0$  и  $V(r, f, l, t) = V(r_0, f, l, t_0)$ , где  $t_0 = t - (r - r_0)/V$  (аналогичные соотношения имеют место для градиентов скорости  $\partial V / \partial f$  и  $\partial V / \partial l$ ). Ради-

альный градиент поля скорости СВ возникает при  $\partial V / \partial l \neq 0$  вследствие вращения Солнца с угловой скоростью  $\Omega$ :

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\Omega}{V} \frac{\partial V}{\partial l}.$$

На поверхности источника задана радиальная компонента магнитного поля  $B_r(r_0, f, l, t)$ , а также скорости  $v_f(r_0, f, l, t)$  и  $v_l(r_0, f, l, t)$  случайных перемещений оснований силовых линий магнитного поля. Линейные скорости  $v_f$  и  $v_l$  удобно выразить через угловые скорости  $w_f$  и  $w_l$ :  $v_f = w_f r_0$ ,  $v_l = w_l r_0 \cos f$ . Вследствие вращения Солнца и случайных перемещений оснований силовых линий, на поверхности источника генерируются поперечные компоненты магнитного поля  $B_f$  и  $B_l$ :

$$B_f(r_0, f, l, t) = -B_r(r_0, f, l, t) \frac{r_0}{V} w_f(r_0, f, l, t), \quad (8a)$$

$$B_l(r_0, f, l, t) = -B_r(r_0, f, l, t) \frac{r_0 \cos f}{V} [w_l(r_0, f, l, t) + \Omega], \quad (8б)$$

которые затем переносятся течением СВ. Таким образом, происходит искривление силовых линий ММП. Поскольку течение СВ неоднородно, в процессе переноса случайных вариаций  $B_f$  и  $B_l$  генерируются также случайные вариации радиальной компоненты магнитного поля  $B_r$ .

Решение системы уравнений (7) с граничными условиями (8) можно найти путем интегрирования по времени в системе отсчета, движущейся с элементом плазмы СВ. Оно имеет следующий вид:

$$B_r(r_0, f, l, t) = B_r(r_0, f, l, t_0) P(r) \times \left\{ 1 - Q(r) \left[ w_f(r_0, f, l, t_0) \frac{\partial V}{\partial f} + w_l(r_0, f, l, t_0) \frac{\partial V}{\partial l} \right] \right\}, \quad (9a)$$

$$B_f(r_0, f, l, t) = -B_r(r_0, f, l, t_0) P(r) \frac{r}{V} w_f(r_0, f, l, t_0), \quad (9б)$$

$$B_l(r_0, f, l, t) = -B_r(r_0, f, l, t_0) P(r) \frac{r \cos f}{V} [w_l(r_0, f, l, t_0) + \Omega], \quad (9в)$$

$$P(r) = \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \exp \left( - \frac{\partial V}{\partial l} \frac{\Omega (r - r_0)}{V^2} \right), \quad (9г)$$

$$Q(r) = \left[ \exp \left( \frac{\partial V}{\partial l} \frac{\Omega (r - r_0)}{V^2} \right) - 1 \right] \left( \Omega \frac{\partial V}{\partial l} \right)^{-1}, \quad (9д)$$

где  $t - t_0 = (r - r_0)/V$ . При моделировании использовалось линейное приближение для экспоненты (9д), которое дает простую аппроксимацию  $Q = (r - r_0)/V^2$  с относительной погрешностью около 10 % при  $r = 1$  а.е. и характерных значениях  $\partial V / \partial l$  (исключение составляют области взаимодействия быстрых и медленных потоков СВ, которые мы не рассматриваем). Компоненты вектора  $\mathbf{B}$  в системе отсчета RTN равны:  $B_R = B_r$ ,  $B_T = B_l$ ,  $B_N = B_f$ . Заметим, что при исследовании направления ММП абсолютное значение множителя

$B_r(r_0, f, l, t_0)P(r)$ , общего для всех компонент магнитного поля, несущественно. Поэтому величина и конкретный вид распределения  $|B_r|$  на поверхности источника не имеют значения. Однако следует учитывать знак  $B_r(r_0, f, l, t_0)$ , которым определяется полярность магнитного сектора.

Рассматриваемая нами модель описывает эволюцию направления ММП под действием трех факторов: радиального расширения СВ, закручивания магнитного поля в спираль Паркера и воздействия градиентов скорости СВ. Модель является кинематической и поэтому применима для исследования крупномасштабных реликтовых вариаций силовых линий ММП, которые не успевают подвергнуться распаду и турбулизации при перемещении от Солнца до точки наблюдения. Для измерений, полученных в околоземной гелиосфере, реликтовыми являются вариации с периодами в несколько часов и более [Bruno, Carbone, 2005] — соответственно, их линейные масштабы больше  $2 \cdot 10^6$  км.

Если известны параметры, характеризующие скорость СВ, описанная выше модель позволяет рассчитать угловое распределение ММП на заданном гелиоцентрическом расстоянии и широте (предполагается, что распределение усредняется по гелиографической долготе и за определенный интервал времени, как это обычно делается при анализе экспериментальных данных). Для определения углового распределения ММП требуется задать некоторое множество случайных значений угловых скоростей перемещения оснований силовых линий на поверхности источника  $w_l$  и  $w_f$  и по формулам (9) и (1) рассчитать соответствующее множество значений азимута и наклона ММП  $\varphi$  и  $\theta$ . В настоящей работе такой подход применяется для моделирования вариаций характеристик углового распределения ММП в ходе солнечного цикла в околоземной области гелиосферы ( $r=1$  а.е.,  $f \approx 0$ ). С этой целью рассчитывались модельные выборки значений углов  $\varphi$  и  $\theta$  при условиях, характерных для разных фаз магнитного цикла Солнца. Одна выборка соответствовала интервалу времени длиной один год и содержала  $10^4$  оценок углов  $\varphi$  и  $\theta$ . Модельные выборки значений углов обрабатывались тем же способом, который применялся в разделе 2 для обработки измерений ММП. В результате получены зависимости характеристик углового распределения ММП от времени, аналогичные зависимостям, найденным нами из экспериментальных данных. Моделирование делалось отдельно для медленного и быстрого СВ (исключая области взаимодействия быстрых и медленных потоков). Ниже описаны методы задания параметров модели.

При модельных расчетах предполагалось, что случайные перемещения оснований силовых линий на поверхности источника не имеют какой-либо преимущественной ориентации, поэтому угловые скорости  $w_l$  и  $w_f$  являются независимыми случайными величинами, а их стандартные отклонения  $\delta w_l$  и  $\delta w_f$  связаны соотношением  $\delta w_f = \delta w_l \cos f$ . Таким образом, флуктуации оснований силовых линий характеризовались одним параметром  $\delta w = \delta w_f$ , который

считался не зависящим от гелиографических координат и времени. Скорости  $w_l$  и  $w_f$  задавались нормально распределенными случайными величинами, а значение  $\delta w$  выбиралось из условия достижения наилучшего согласия модельных расчетов с экспериментальными данными. Следует отметить, что при таком способе задания  $w_l$  и  $w_f$  рассчитанные выборки углов  $\varphi$  и  $\theta$  характеризуют статистические свойства ансамбля силовых линий ММП, наблюдаемых в случайной последовательности. Для моделирования упорядоченных по времени рядов измерений, полученных приборами космических аппаратов, следует учитывать временные и пространственные корреляции, присущие флуктуациям оснований силовых линий. В настоящей работе такая цель не преследуется.

Скорость СВ варьирует в широких пределах, даже если медленный и быстрый СВ рассматриваются по отдельности (см. рис. 2, а). Чтобы учесть это обстоятельство, скорость СВ  $V$  при моделировании задавалась следующим образом. Из показанных на рис. 2, а распределений определялись относительные частоты  $P_i$  попадания значений скорости в дискретные ячейки размером 20 км/с с центрами  $V_i$ , где  $i$  — номер ячейки. При расчетах скорость СВ полагалась дискретной случайной величиной, принимающей значения  $V_i$  с вероятностями  $P_i$ . При этом предполагалось отсутствие статистической связи между значениями скорости и других параметров модели.

Хорошо известно, что за исключением относительно узких областей взаимодействия быстрых и медленных потоков СВ, которые мы не рассматриваем, измеренная космическими аппаратами скорость СВ уменьшается со временем вследствие вращения Солнца. Это свидетельствует о присутствии крупномасштабного долготного градиента скорости СВ. По данным OMNI-2 можно оценить среднее значение долготного градиента скорости  $G_l = \langle \partial V / \partial l \rangle$ , которое оказалось равным 1.3 км/с/град в медленном СВ и 3.7 км/с/град в хвостовых частях высокоскоростных потоков СВ. При моделировании крупномасштабный долготный градиент скорости СВ полагался постоянным и равным одному из приведенных выше значений  $G_l$ .

Косвенные данные [Kojima et al., 1998], а также прямые измерения приборами КА Ulysses [Goldstein et al., 1996; McComas et al., 2000] показали, что в периоды минимумов солнечной активности в низкоширотной зоне гелиосферы существует устойчивый широтный градиент скорости СВ, отрицательный в южном полушарии и положительный в северном. Величина  $|\partial V / \partial f|$  может достигать 10 км/с/град и более на широтах  $\pm(10^\circ - 20^\circ)$ . Однако детали поведения  $\partial V / \partial f$  в зоне эклиптики известны плохо, так как прямые измерения широтного градиента скорости по данным нескольких аппаратов имеют эпизодический характер (см. [Crooker et al., 1997; Веселовский, Шугай, 2010]). Косвенно о наличии широтного градиента скорости в зоне эклиптики свидетельствует присутствие полугодовой и годовой вариаций скорости СВ, измеренной на орбите Земли в периоды минимумов солнечной активности ([Zieger,



Mursula, 1998]; см. также скорректированную версию этой статьи в *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25, N 6. P. 2653). Основываясь на имеющихся данных, в частности, на результатах [Crooker et al., 1997], мы полагаем, что в эпохи минимумов солнечной активности поверхность, разделяющая области гелиосферы с разными знаками  $\partial V/\partial f$ , приблизительно совпадает с гелиосферным токовым слоем (ГТС). Таким образом,  $\partial V/\partial f > 0$  и  $\partial V/\partial f < 0$  соответственно севернее и южнее ГТС, поскольку ГТС имеет наклон к плоскости экватора [Smith, 2008], в приэкваториальной зоне гелиосферы знак  $\partial V/\partial f$  зависит от гелиографической долготы и в среднем  $\partial V/\partial f \approx 0$ . Но, поскольку ГТС разделяет также области с разной полярностью ММП (магнитные секторы), в пределах каждого из секторов  $\partial V/\partial f$  имеет постоянный знак и в среднем не равен нулю. В зависимости от ориентации полярного магнитного поля Солнца, радиальная компонента ММП  $B_R$  и широтный градиент скорости либо совпадают по знаку, либо имеют противоположные знаки. С учетом указанных обстоятельств, вариация широтного градиента скорости СВ в ходе 22-летнего цикла при модельных расчетах задавалась выражением

$$\frac{\partial V}{\partial f} = -\text{sign}(B_R) G_f \cos^3 \left[ \frac{2\pi(t-t_m)}{T} \right], \quad (10)$$

где  $\text{sign}(B_R)$  — полярность сектора ММП,  $G_f$  — амплитуда вариации,  $T$  — период магнитного цикла Солнца, а начало отсчета времени  $t_m$  соответствует эпохе минимума солнечной активности при положительной полярности магнитного поля на южном полюсе Солнца (такая ситуация имела место в минимумах солнечного цикла 1965, 1986 и 2009 г.). Применение выражения (10) означает, что при моделировании принималось во внимание изменение знака  $\partial V/\partial f$  в зоне эклиптики, однако зависимость абсолютной величины  $\partial V/\partial f$  от гелиографических координат не учитывалась. Амплитуда вариации широтного градиента скорости  $G_f$  полагалась постоянной, а значение ее выбиралось исходя из наилучшего согласия модельных расчетов с экспериментальными данными.

Учет регулярных, т. е. постоянных или изменяющихся на временном масштабе 11-летнего цикла, градиентов скорости СВ слишком грубо описывает реальную ситуацию, так как поток СВ содержит неоднородности с относительно небольшими масштабами и временами существования. Мы будем называть такие неоднородности и связанные с ними градиенты скорости локальными. Судя по предварительным расчетам [Egofeev, 2017], локальные неоднородности СВ оказывают существенное влияние на угловое распределение ММП. При моделировании их влияние можно учесть посредством добавления случайных вариаций к регулярным градиентам скорости СВ. На практике случайные вариации широтного и долготного градиентов скорости задавались независимыми нормально распределенными случайными величинами с одинаковыми стандартными отклонениями  $\delta G$ . Параметр  $\delta G$  считался не зависящим от времени, а его значение варьировалось для достижения наилучшего количественного согласия модели с экспериментальными оценками.

Как показали расчеты, выбор радиуса поверхности источника  $r_0$  практически не влияет на результаты моделирования при выполнении условия  $r_0 \ll r$ . К этому выводу можно прийти непосредственно из соотношений (9), если не рассматривать зависимость модуля магнитного поля от расстояния. Таким образом, присутствие  $r_0$  в нашей кинематической модели является в определенной степени формальным, и значение этого параметра всегда может быть выбрано достаточно большим, для того чтобы выполнялось условие преобладания кинетической энергии СВ над энергией магнитного поля. В частности, можно выбрать  $r_0$  зависящим от гелиографической широты и/или скорости течения СВ, тогда поверхность источника будет иметь несферическую форму. Представленные ниже результаты (см. раздел 4) получены при постоянном значении  $r_0 = 0.015$  а.е. (три солнечных радиуса).

Таким образом, рассматриваемая нами модель имела три свободных параметра: амплитуду случайных скоростей перемещения оснований силовых линий на поверхности источника  $\delta w$ , амплитуду вариации широтного градиента скорости СВ солнечном цикле  $G_f$  и среднее квадратичное значение локальных градиентов скорости  $\delta G$ . При этом широтный градиент скорости был единственной характеристикой течения СВ, которая полагалась регулярно изменяющейся в солнечном цикле.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

При сопоставлении модельных расчетов с результатами анализа экспериментальных данных сравнивались временные зависимости пяти характеристик углового распределения ММП: СКО углов  $S_\phi$  и  $S_\theta$ , коэффициентов асимметрии распределений углов  $A_\phi$  и  $A_\theta$  и коэффициента корреляции углов  $C_{\phi\theta}$ . Количественное согласование модели с экспериментальными данными проводилось сравнением средних значений указанных характеристик, а также средних значений амплитуд их вариаций в солнечном цикле (поведение коэффициента корреляции  $C_{\phi\theta}$  сравнивалось только в качественном отношении). Наилучшее согласие с экспериментальными данными получено в случае медленного СВ при значениях свободных параметров модели  $\delta w = 2.5 \cdot 10^{-6}$  рад/с,  $G_f = 5.4$  км/с/град,  $\delta G = 4.2$  км/с/град, а для быстрого СВ — при значениях  $\delta w = 2.7 \cdot 10^{-6}$  рад/с,  $G_f = 6.5$  км/с/град,  $\delta G = 5.3$  км/с/град. Поскольку достигнутое количественное согласие не идеально, приведенные значения параметров модели (ниже называемые оптимальными значениями) являются только приближенной оценкой характеристик СВ. Результаты расчетов при оптимальных значениях параметров модели приведены на рис. 7 (для медленного СВ) и 8 (для быстрого СВ). Показанные на этих рисунках временные зависимости характеристик углового распределения ММП имеют случайные флуктуации

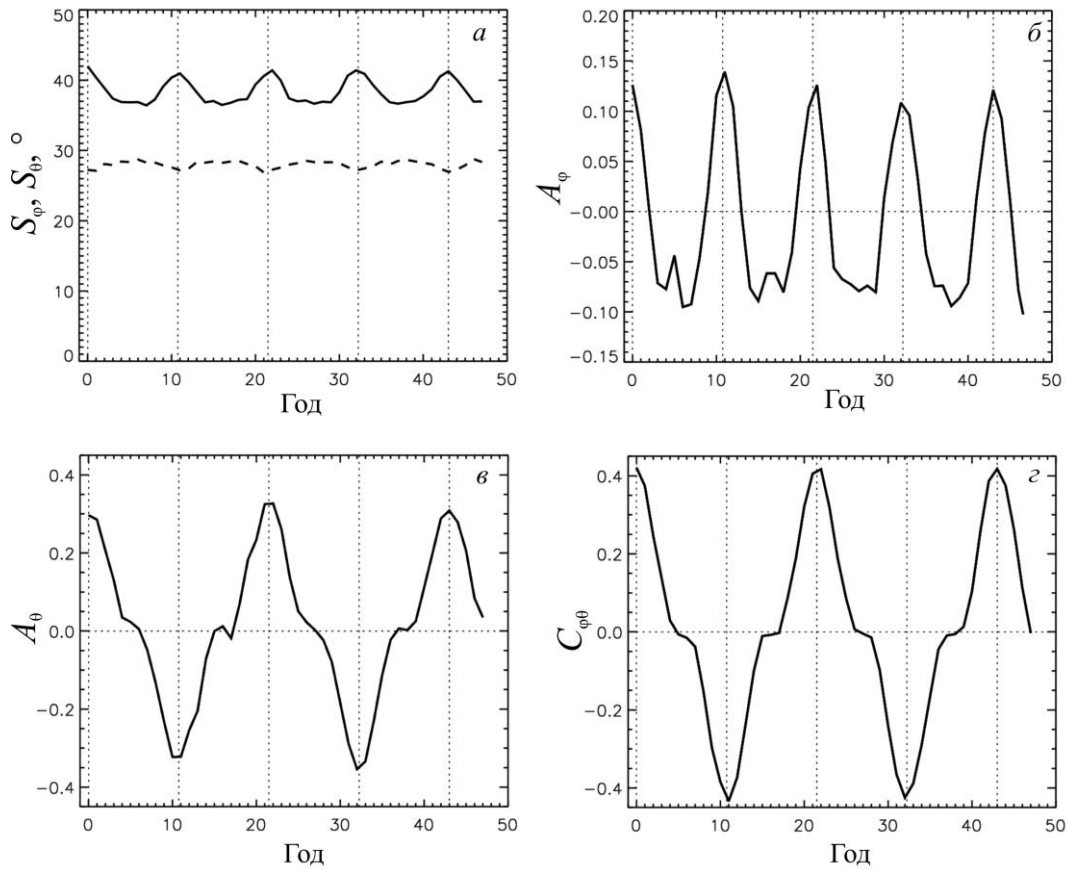


Рис. 7. Смоделированные зависимости от времени характеристик углового распределения ММП для медленного СВ: *a* — среднеквадратичные отклонения азимутов и наклонений ММП (сплошная и штриховая линии); *б* — коэффициент асимметрии распределения азимутов ММП; *в* — коэффициент асимметрии распределения наклонений ММП; *г* — коэффициент корреляции

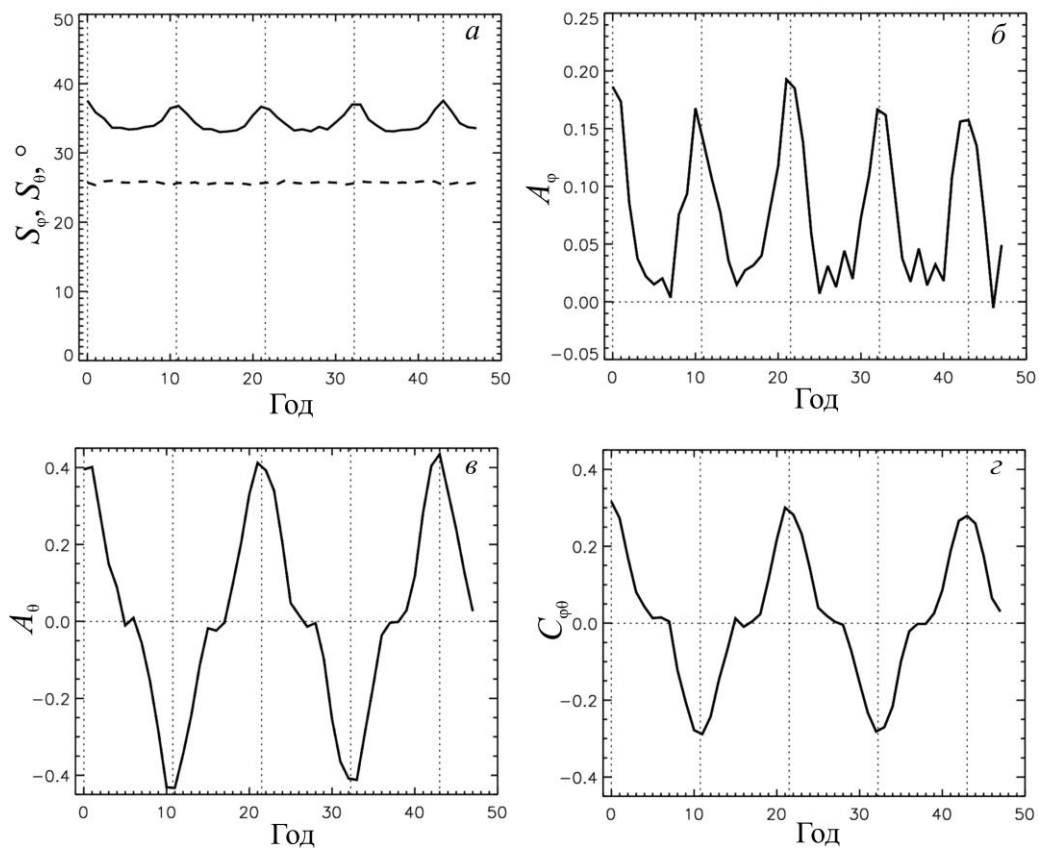


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для хвостовых частей высокоскоростных потоков СВ

вследствие ограниченного объема модельных выборок углов  $\varphi$  и  $\theta$ .

Рассмотрим смоделированные временные зависимости СКО углов  $\varphi$  и  $\theta$  (рис. 7, а и 8, а). При оптимальных значениях параметров модели средние значения  $S_\varphi$  и  $S_\theta$  согласуются с экспериментальными оценками с точностью  $\sim 10\%$ . В частности, модельный расчет воспроизводит превышение  $S_\varphi$  над  $S_\theta$  приблизительно на  $10^\circ$ . Как отмечено в работе Borovsky [2010], неравенство  $S_\varphi > S_\theta$  может быть обусловлено геометрическим эффектом, связанным с несимметричным способом определения углов  $\varphi$  и  $\theta$  сферической системы координат. Указанный геометрический эффект, несомненно, влияет на оценки СКО углов  $\varphi$  и  $\theta$ , однако расчеты показали, что СКО азимутов  $S_\varphi$  существенно изменяется под воздействием кинематических эффектов, тогда как СКО наклонений  $S_\theta$  изменяется незначительно. Поэтому систематическое различие  $S_\varphi$  и  $S_\theta$  определяется главным образом присутствием градиентов скорости СВ. При высокой солнечной активности на величину  $S_\varphi$  оказывают влияние постоянный долготный градиент скорости и локальные неоднородности СВ, а в эпохи минимумов активности к ним добавляется воздействие крупномасштабного широтного градиента скорости. Вследствие этого  $S_\varphi$  изменяется в 11-летнем цикле, достигая максимальных значений в эпохи минимумов солнечного цикла. Присутствие 11-летней вариации  $S_\varphi$  согласуется с результатами анализа экспериментальных данных. Анализ измерений ММП (раздел 2) показал также небольшие возрастания  $S_\varphi$  и  $S_\theta$  в периоды высокой солнечной активности. В целом модель не воспроизводит такую вариацию СКО углов, хотя в случае медленного СВ смоделированная зависимость  $S_\theta$  от времени показывает слабые регулярные изменения, происходящие синфазно с изменениями солнечной активности (см. рис. 7, а). По-видимому, возрастания СКО углов  $\varphi$  и  $\theta$  в эпохи максимумов 11-летнего цикла вызываются не кинематическими эффектами, а небольшим (на 5–10 %) возрастанием амплитуды флуктуаций оснований силовых линий ММП.

Смоделированные временные зависимости коэффициента асимметрии распределения азимутов ММП (рис. 7, б и 8, б) демонстрируют 11-летнюю вариацию  $A_\varphi$  с максимумами в эпохи минимумов солнечного цикла. Подобная вариация  $A_\varphi$  была обнаружена при анализе экспериментальных данных (см. раздел 2). При оптимальных значениях параметров модели, амплитуды 11-летней вариации  $A_\varphi$  в медленном и быстром СВ приблизительно одинаковы и близки значению 0.2, полученному по экспериментальным данным. Кроме того, среднее значение коэффициента асимметрии  $A_\varphi$  равно нулю в случае медленного СВ (см. рис. 7, б) и существенно положительно в случае быстрого СВ (см. рис. 8, б), что также находится в согласии с результатами анализа экспериментальных данных. В целом количественное согласие между моделью и экспериментальными данными для  $A_\varphi$  составляет около 30 %. Приведем некоторые детали, поясняющие влияние разных составляющих неоднородности СВ на поведение  $A_\varphi$ .

При отсутствии градиентов скорости СВ распределение углов  $\varphi$  получается сильно асимметричным, причем коэффициент асимметрии  $A_\varphi < 0$ . Причиной является закручивание ММП в спираль Паркера, которое нарушает симметрию флуктуаций магнитного поля относительно направления невозмущенных силовых линий (см. подробности в статье [Erofeev, 2017]). Однако воздействие градиентов скорости СВ уменьшает по модулю отрицательную асимметрию распределения  $\varphi$ , а при достаточно больших значениях градиентов скорости знак  $A_\varphi$  изменяется на положительный (примеры распределений угла  $\varphi$  при разных характеристиках неоднородности СВ приведены в статье [Erofeev, 2017]). При высокой солнечной активности изменение  $A_\varphi$  в сторону положительных значений происходит вследствие воздействия локальных неоднородностей СВ, а также долготного градиента скорости. Присутствие значительного долготного градиента скорости в хвостовых частях высокоскоростных потоков СВ отчасти объясняет различие средних значений коэффициента асимметрии  $A_\varphi$  в медленном и быстром СВ. В эпохи минимумов солнечного цикла на асимметрию распределения азимутов дополнительно оказывает влияние крупномасштабный широтный градиент скорости, что приводит к 11-летней вариации  $A_\varphi$ .

Смоделированные временные ряды коэффициента асимметрии наклонений  $A_\theta$  (рис. 7, в и 8, в) и коэффициента корреляции углов  $C_{\varphi\theta}$  (рис. 7, г и 8, г) демонстрируют вариации с периодом 22-летнего магнитного цикла, которые происходят синфазно в положительном и отрицательном секторах ММП (на рис. 7, 8 представлены результаты для положительного сектора). Такое поведение  $A_\theta$  и  $C_{\varphi\theta}$  обусловлено следующими обстоятельствами. Как показали модельные расчеты,  $A_\theta$  и  $C_{\varphi\theta}$  являются нечетными функциями  $\partial V/\partial f$ , поэтому они отличны от нуля только в присутствии крупномасштабного широтного градиента скорости СВ, который существует в периоды низкой солнечной активности. Кроме того, знаки  $A_\theta$  и  $C_{\varphi\theta}$  зависят от знака радиальной компоненты магнитного поля на поверхности источника  $B_R$ , т. е. от полярности сектора ММП. В итоге  $A_\theta$  и  $C_{\varphi\theta}$  совпадают по знаку с выражением  $-B_R \partial V/\partial f$ . Знак этого выражения зависит от ориентации магнитного поля Солнца, но не зависит от полярности сектора ММП (см. обсуждение в разделе 3). Таким образом, модель дает качественное объяснение особенностям поведения  $A_\theta$  и  $C_{\varphi\theta}$ , обнаруженным при анализе экспериментальных данных (см. раздел 2). В количественном отношении согласие с экспериментальными данными для  $A_\theta$  несколько хуже, чем для других характеристик углового распределения ММП. При оптимальных значениях параметров модели среднее значение амплитуды 22-летней вариации  $A_\theta$  получается завышенным по сравнению с результатами обработки экспериментальных данных приблизительно в 1.4 раза для медленного СВ и в 1.7 раза для быстрого СВ. Это расхождение не удастся устранить посредством изменения свободных параметров модели без значительного ухудшения количественного согласия с экспериментальными



данными по другим характеристикам углового распределения ММП. Амплитуда 22-летней вариации коэффициента корреляции  $C_{\varphi\theta}$  также получается завышенной по сравнению с результатами обработки измерений ММП. Указанные расхождения можно формально объяснить присутствием в экспериментальных данных некоррелированных флуктуаций углов  $\varphi$  и  $\theta$ , которые не описываются рассматриваемой нами моделью. Физической причиной таких вариаций может быть частичное разрушение (турбулизация) реликтовых флуктуаций магнитного поля, происходящее при переносе их из околосолнечного пространства до гелиоцентрического расстояния 1 а.е.

## 5. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчета количественных параметров углового распределения ММП использовался 48-летний ряд усредненных за час измерений вектора магнитного поля, полученных на околоземных орбитах. При этом измерения, сделанные в периоды сильных возмущений СВ (в частности, в областях взаимодействия быстрых и медленных потоков СВ), из исходного ряда были исключены. Получены следующие результаты.

Среднеквадратичные отклонения (СКО) азимута и наклона ММП демонстрируют изменения в ходе солнечного цикла. Эти изменения содержат две компоненты: первая представляет собой возрастания приблизительно на 15 % СКО азимута в эпохи минимумов солнечного цикла; вторая, более слабая компонента, приводит к небольшому возрастанию СКО азимута и наклона ММП в периоды максимумов солнечного цикла. СКО азимуты систематически выше СКО наклонов ММП.

Коэффициент асимметрии  $A_{\varphi}$  распределения азимуты ММП демонстрирует вариацию в ходе цикла солнечной активности, причем максимумы  $A_{\varphi}$  имеют место в эпохи минимумов 11-летних циклов. Имеется систематическое различие коэффициентов асимметрии  $A_{\varphi}$  между медленным СВ и хвостовыми частями высокоскоростных потоков.

Коэффициент асимметрии  $A_{\theta}$  распределения наклонов ММП изменяется в ходе солнечного цикла, причем абсолютные значения  $A_{\theta}$  имеют максимумы в эпохи минимумов 11-летних циклов. При этом знак  $A_{\theta}$  зависит от ориентации полярного магнитного поля Солнца, но не зависит от полярности сектора ММП.

Коэффициент корреляции  $C_{\varphi\theta}$  флуктуаций азимута и наклона ММП изменяется в ходе солнечного цикла, достигая экстремумов в эпохи минимумов 11-летних циклов. При этом знак  $C_{\varphi\theta}$  зависит от ориентации полярного магнитного поля Солнца, но не зависит от полярности сектора ММП.

Часть из перечисленных выше результатов анализа экспериментальных данных была получена ранее в работах [Burlaga, Ness, 1997; Borovsky, 2010; Erofeev, 2014], в которых применялись несколько иные методы обработки измерений ММП. Новыми, по-видимому, являются выводы о поведении коэффициента асимметрии распределения азимуты

ММП, а также обнаруженная связь вариаций СКО азимуты ММП с фазой 11-летнего солнечного цикла.

Сравнение результатов моделирования углового распределения ММП с результатами анализа экспериментальных данных показало, что в качественном отношении их согласие можно признать удовлетворительным. Модель в основных чертах воспроизводит вариации в цикле солнечной активности пяти основных параметров углового распределения ММП: СКО углов (азимута и наклона ММП), асимметрией распределений углов и коэффициента корреляции азимута и наклона. Эти вариации вызываются регулярным изменением широтного градиента скорости в приэкваториальной области гелиосферы. Отметим, что воздействие широтного градиента скорости СВ вызывает не только изменение формы распределений азимуты и наклонов ММП, но также и появление корреляции углов, т. е. анизотропию флуктуаций магнитного поля. Для объяснения некоторых особенностей поведения углового распределения ММП имеет значение также присутствие постоянного долготного градиента скорости и локальных неоднородностей СВ. Единственная регулярная вариация, которая обнаружена при анализе измерений и не воспроизводится моделью — небольшое возрастание СКО азимута и наклона ММП в эпохи максимумов солнечного цикла. Эта вариация, вероятно, вызывается изменением амплитуды случайных смещений оснований силовых линий, т. е. не является прямым следствием неоднородности течения СВ.

Количественное согласие модели с экспериментальными данными в целом также может быть признано удовлетворительным, принимая во внимание, что модель содержит минимальное количество свободных параметров. При этом важные характеристики модели, (такие как широтно-долготная зависимость градиента скорости в зоне эклиптики и статистические свойства флуктуаций оснований силовых линий), известны плохо и задавались из наиболее простых предположений. Вполне вероятно, что те параметры, которые при моделировании считались постоянными, в действительности несколько изменяются в цикле солнечной активности, а также на большой шкале времени. Кроме того, эти параметры могут зависеть от гелиографической широты и долготы. Такого рода пространственные и временные зависимости параметров могут быть включены в модель для улучшения количественного согласия с экспериментальными данными. Однако учет дополнительных эффектов с плохо известными характеристиками требует увеличения количества свободных параметров модели, что в конечном счете не повышает доверия к результатам моделирования. С другой стороны, приблизительное согласие с экспериментальными данными, полученное для самого простого варианта модели, свидетельствует о том, что различные дополнительные эффекты не играют принципиальной роли в процессе формирования углового распределения ММП на гелиоцентрических расстояниях до 1 а.е.

Рассмотренная нами модель имеет ограниченную применимость, так как описывает эволюцию только

крупномасштабных реликтовых возмущений силовых линий ММП в ограниченном диапазоне гелиоцентрических расстояний. Однако модель демонстрирует важную роль кинематических эффектов, связанных с присутствием градиентов скорости СВ, и может быть полезной для некоторых приложений. Помимо расчета углового распределения ММП, модель может быть применена для более подробного исследования геометрии крупномасштабных возмущений силовых линий магнитного поля. Геометрия силовых линий оказывает влияние на перенос заряженных частиц в гелиосфере и, возможно, на процессы воздействия возмущений ММП на магнитосферу Земли и планет. Кроме того, крупномасштабные вариации направления ММП могут оказывать влияние на анизотропию и другие параметры мелкомасштабной турбулентности, генерируемой в СВ.

Использованные в настоящей работе экспериментальные данные получены из архива National Space Science Data Center and Space Physics Data Facility [[ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft\\_data](ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft_data)].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Веселовский И.С., Тарсина М.В. Угловое распределение вектора межпланетного магнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41, № 4. С. 471–476.

Веселовский И.С., Шугай Ю.С. Высокоскоростные потоки солнечного ветра вблизи орбиты Земли и их источники на Солнце по стереоскопическим наблюдениям в минимуме 23-го цикла // Косм. иссл. 2010. Т. 48, № 1. С. 33–42.

Коваленко В.А. Солнечный ветер. М.: Наука, 1983. 272 с.

Borovsky J.E. On the variations of the solar wind magnetic field about the Parker spiral direction // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. A09101. DOI: [10.1029/2009JA015040](https://doi.org/10.1029/2009JA015040).

Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // *Living Rev. in Solar Phys.* 2005. V. 2. P. 1–186. <https://link.springer.com/article/10.12942/lrsp-2005-4>.

Burlaga L.F., Ness R.F. Global patterns of heliospheric magnetic field polarities and elevation angles: 1990 through 1995 // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102, N A9. P. 19,731–19,742. DOI: [10.1029/97JA01568](https://doi.org/10.1029/97JA01568).

Crooker N.U., Lazarus A.J., Phillips J.L., et al. Coronal streamer belt asymmetries and seasonal solar wind variations deduced from Wind and Ulysses data // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102, N A3. P. 4673–4679. DOI: [10.1029/96JA03681](https://doi.org/10.1029/96JA03681).

Erofeev D.V. Variation in the statistical properties of IMF direction fluctuations during the 22-year solar magnetic cycle // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2014. V. 54, N 8. P. 1032–1038. DOI: [10.1134/S0016793214080039](https://doi.org/10.1134/S0016793214080039).

Erofeev D.V. Model of transport of large-scale magnetic field fluctuations in the solar wind // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2017. V. 57, N 7. P. 864–868. DOI: [10.1134/S0016793217070064](https://doi.org/10.1134/S0016793217070064).

Forsyth R.J., Balogh A., Smith E.J., et al. The underlying Parker spiral structure in the Ulysses magnetic field observations, 1990–1994 // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101, N A1. P. 395–403.

Giacalone J. The latitudinal transport of energetic particles associated with corotating interaction regions // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106, N A8. P. 15,881–15,887.

Giacalone J., Jokipii J.R. Magnetic footpoints diffusion at the Sun and its relation to the heliospheric magnetic field // *Astrophys. J.* 2004. V. 616. P. 573–577. DOI: [10.1086/424870](https://doi.org/10.1086/424870).

Goldstein B.E., Neugebauer M., Phillips J.L., et al. Ulysses plasma parameters: latitudinal, radial, and temporal variations // *Astron. Astrophys.* 1996. V. 316. P. 296–303.

Kojima M., Tokumaru M., Watanabe H., Yokobe A. Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations. 2. Latitude and heliocentric distance dependence of solar wind structure at 0.1–1 AU // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103, N A2. P. 1981–1989. DOI: [10.1029/97JA02162](https://doi.org/10.1029/97JA02162).

Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S. Effect of the Sun's magnetic field polarity on interplanetary magnetic field  $B_z$  // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. L2258. DOI: [10.1029/2003GL017431](https://doi.org/10.1029/2003GL017431).

Mardia K.V. Statistics of directional data. London & New York, Academic Press, 1972. 380 p.

McComas D.J., Barraclough B.L., Funsten H.O., et al. Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105, N A5. P. 10,419–10,433. DOI: [10.1029/1999JA000383](https://doi.org/10.1029/1999JA000383).

Schwadron N.A., McComas D.J. The sub-Parker spiral structure of the heliospheric magnetic field // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L03112. DOI: [10.1029/2004GL021579](https://doi.org/10.1029/2004GL021579).

Smith E.J. The global heliospheric magnetic field // *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle* / Eds. A. Balogh, L.J. Lanzerotti, S.T. Suess. Springer, 2008. P. 79–150.

Tu C.-Y., Marsch E. A Model of solar wind fluctuations with two components: Alfvén waves and convective structures // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98, N A2. P. 1257–1276.

Ulrich K., Tran T. Generation of a North/South magnetic field component from variations in the photospheric magnetic field // *Solar Phys.* 2016. V. 291. P. 1059–1076. DOI: [10.1007/s11207-016-0882-5](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0882-5).

Xu F., Li G., Zhao L., et al. Angular distribution of solar wind magnetic field vector at 1 AU // *Astrophys. J.* 2015. V. 801, iss. 1. Article id. 58. 7 p. DOI: [10.1088/0004-637X/801/1/58](https://doi.org/10.1088/0004-637X/801/1/58).

Zieger B., Mursula K. Annual variation in near-Earth solar wind speed: Evidence for persistent north-south asymmetry related to solar magnetic polarity // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25, N 6. P. 841–844.

URL: [ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft\\_data](ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft_data) (дата обращения 11 октября 2018 г.).

## REFERENCES

Borovsky J.E. On the variations of the solar wind magnetic field about the Parker spiral direction. *J. Geophys. Res.* 2010, vol. 115, A09101. DOI: [10.1029/2009JA015040](https://doi.org/10.1029/2009JA015040).

Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory. *Living Rev. Solar Phys.* 2005, vol. 2, pp. 1–186. <https://link.springer.com/article/10.12942/lrsp-2005-4>.

Burlaga L.F., Ness R.F. Global patterns of heliospheric magnetic field polarities and elevation angles: 1990 through 1995. *J. Geophys. Res.* 1997, vol. 102, no. A9, pp. 19,731–19,742. DOI: [10.1029/97JA01568](https://doi.org/10.1029/97JA01568).

Crooker N.U., Lazarus A.J., Phillips J.L., Steinberg J.T., Szabo A., Lepping R.P., Smith E.J. Coronal streamer belt asymmetries and seasonal solar wind variations deduced from Wind and Ulysses data. *J. Geophys. Res.* 1997, vol. 102, no. A3, pp. 4673–4679. DOI: [10.1029/96JA03681](https://doi.org/10.1029/96JA03681).

Erofeev D.V. Variation in the statistical properties of IMF direction fluctuations during the 22-year solar magnetic cycle. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2014, vol. 54, no. 8, pp. 1032–1038. DOI: [10.1134/S0016793217070064](https://doi.org/10.1134/S0016793217070064).

Erofeev D.V. Model of transport of large-scale magnetic field fluctuations in the solar wind. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2017, vol. 57, no. 7, pp. 864–868. DOI: [10.1134/S0016793217070064](https://doi.org/10.1134/S0016793217070064).

Forsyth R.J., Balogh A., Smith E.J., Erdos G., McComas D.J. The underlying Parker spiral structure in the Ulysses magnetic field observations, 1990–1994. *J. Geophys. Res.* 1996, vol. 101, no. A1, pp. 395–403.

Giacalone J. The latitudinal transport of energetic particles associated with corotating interaction regions. *J. Geophys. Res.* 2001, vol. 106, no. A8, pp. 15,881–15,887.

Giacalone J., Jokipii J.R. Magnetic footpoints diffusion at the Sun and its relation to the heliospheric magnetic field. *Astrophys. J.* 2004, vol. 616, pp. 573–577. DOI: [10.1086/424870](https://doi.org/10.1086/424870).

Goldstein B.E., Neugebauer M., Phillips J.L., Bame S., Gosling J.T., McComas D., Wang Y.-M., Sheeley N.R., Suess S.T. Ulysses plasma parameters: latitudinal, radial, and temporal variations. *Astron. Astrophys.* 1996, vol. 316, pp. 296–303.

Kojima M., Tokumaru M., Watanabe H., Yokobe A. Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations 2. Latitude and heliocentric distance dependence of solar wind structure at 0.1–1 AU. *J. Geophys. Res.* 1998, vol. 103, no. A2, pp. 1981–1989. DOI: [10.1029/97JA02162](https://doi.org/10.1029/97JA02162).

Kovalenko V.A. *Solnechniy veter* [Solar Wind]. Moscow, Nauka Publ., 1983. 272 p. (In Russian).

Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S. Effect of the Sun's magnetic field polarity on interplanetary magnetic field  $B_z$ . *Geophys. Res. Lett.* 2003, vol. 30, L2258. DOI: [10.1029/2003GL017431](https://doi.org/10.1029/2003GL017431).

Mardia K.V. *Statistics of directional data*. London & New York, Academic Press. 1972, 380 p.

McComas D.J., Barraclough B.L., Funsten H.O., Gosling J.T., Santiago-Munoz E., Skoug R.M., Goldstein B.E., Neugebauer M., Riley P., Balogh A. Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit. *J. Geophys. Res.* 2000, vol. 105, no. A5, pp. 10,419–10,433. DOI: [10.1029/1999JA000383](https://doi.org/10.1029/1999JA000383).

Schwadron N.A., McComas D.J. The sub-Parker spiral structure of the heliospheric magnetic field. *Geophys. Res. Lett.* 2005, vol. 32, L03112. DOI: [10.1029/2004GL021579](https://doi.org/10.1029/2004GL021579).

Smith E.J. The global heliospheric magnetic field. *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*. Springer, 2008, pp. 79–150.

Tu C.-Y., Marsch E. A Model of solar wind fluctuations with two components: Alfvén waves and convective structures. *J. Geophys. Res.* 1993, vol. 98, no. A2, pp. 1257–1276.

Ulrich K., Tran T. Generation of a North/South magnetic field component from variations in the photospheric magnetic field. *Solar Phys.* 2016, vol. 291, pp. 1059–1076. DOI: [10.1007/s11207-016-0882-5](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0882-5).

Veselovsky I.S., Tarsina M.V. Angular distribution of interplanetary magnetic field vector. *Geomagnetizm i aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 2001, vol. 41, no. 4, pp. 471–476. (In Russian).

Veselovsky I.S., Shugay Yu.S. High-speed flows of solar wind near the Earth's orbit and their sources on the Sun from stereoscopic observations during minimum of cycle 23. *Kosmicheskiye issledovaniya* [Cosmic Res.]. 2010, vol. 48, no. 1, pp. 33–42. (In Russian).

Xu F., Li G., Zhao L., Zhang Y., Khabarova O., Miao B., le Roux J. Angular distribution of solar wind magnetic field vector at 1 AU. *Astrophys. J.* 2015, vol. 801, iss. 1, article id. 58, 7 p. DOI: [10.1088/0004-637X/801/1/58](https://doi.org/10.1088/0004-637X/801/1/58).

Zieger B., Mursula K. Annual variation in near-Earth solar wind speed: Evidence for persistent north-south asymmetry related to solar magnetic polarity. *Geophys. Res. Lett.* 1998, vol. 25, no. 6, pp. 841–844.

URL: [ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft\\_data/](ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft_data/) (accessed October 11, 2018).

*Как цитировать эту статью:*

Ерофеев Д.В. Влияние крупномасштабной неоднородности скорости солнечного ветра на распределение направлений вектора межпланетного магнитного поля. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 3. С. 50–63. DOI: [10.12737/szf-53201905](https://doi.org/10.12737/szf-53201905).