

*Д.В. Ерофеев*

**ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
СОЛНЦА НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ФЛУКТУАЦИЙ  
В ИНЕРЦИОННОМ ИНТЕРВАЛЕ  
ТУРБУЛЕНТНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

Исследована ориентация поляризации флуктуаций магнитного поля и скорости в солнечном ветре по данным космического аппарата *WIND* за 1995–2011 гг. Исследованием охвачены флуктуации с масштабами от  $5 \times 10^3$  до  $1,5 \times 10^6$  км, то есть большая часть инерционного интервала турбулентности. Обнаружено изменяющееся в ходе солнечного цикла отклонение направления поляризации от среднего, причем это отклонение имеет противоположные знаки в эпохи двух последовательных минимумов активности, то есть изменяется с 22-летним периодом, характерным для изменения ориентации крупномасштабного магнитного поля Солнца. Амплитуда отклонения уменьшается с уменьшением масштаба турбулентных флуктуаций  $l$  приблизительно как  $l^{1/5}$ . Двадцатидвухлетняя вариация в направлении поляризации флуктуаций проявляется только в определенной области изменения направлений локального среднего магнитного поля  $\mathbf{V}_0$ , причем наиболее сильно при отклонении  $\mathbf{V}_0$  на  $90^\circ$  по азимуту от радиального направления.

*ВВЕДЕНИЕ*

В работе [9] обнаружено, что коэффициент корреляции между компонентами вектора межпланетного магнитного поля  $B_x$  и  $B_z$  (в системе GSE) изменяет знак с периодом 22-летнего магнитного цикла Солнца, причем наибольшая по модулю корреляция наблюдается в периоды минимумов активности, когда напряженность полярного магнитного поля Солнца максимальна. Анализ данных космических аппаратов *Helios* и *Ulysses* [1] показал, что найденная в [9] корреляция связана главным образом с вариациями направления межпланет-

ного магнитного поля (ММП), причем она наблюдается в широком интервале гелиоцентрических расстояний, по крайней мере, от 0,3 до 5 а.е., исключая, однако, полярные зоны гелиосферы, где проявления данного эффекта слабы или даже отсутствуют. В работе [1] также продемонстрировано, что указанный эффект в равной степени присущ низкоскоростным и высокоскоростным потокам солнечного ветра (СВ) и не связан с областями их взаимодействия или транзиентными явлениями. Таким образом, обнаружено влияние ориентации полярного магнитного поля Солнца на поляризацию турбулентных флуктуаций плазмы в большой области гелиосферы.

В цитируемых выше работах использованы данные с низким временным разрешением, причем фактически анализировались отклонения магнитного поля относительно фиксированного направления (спирали Паркера), а эти отклонения вызываются главным образом крупномасштабными структурами с размерами более  $10^6$  км. В [6] исследовалась поляризация флуктуаций часового диапазона в зависимости от направления локального (изменяющегося со временем) среднего магнитного поля. Обнаружено, что эффект ориентации полярного магнитного поля Солнца проявляется в поляризации флуктуаций как магнитного поля, так и вектора скорости плазмы, причем он хорошо выражен только в определенной области направлений локального магнитного поля. Эти результаты, однако, также относятся к структурам СВ большого масштаба  $\sim 10^6$  км, который примерно соответствует низкочастотной границе инерционного интервала турбулентности. Остается неясным, проявляется ли влияние ориентации полярного магнитного поля Солнца только в области крупных масштабов или во всем инерционном интервале турбулентности СВ до его наименьшего масштаба  $\approx 2 \times 10^3$  км. В настоящей работе предпринято исследование этого вопроса.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В качестве экспериментального материала использовались данные измерений векторов магнитного поля и скорости плазмы СВ, полученные космическим аппаратом *WIND* в 1995–2011 гг. Аппарат проводил измерения в околоземной области гелиосферы на геоцен-

трических расстояниях до 1,5 млн км. Для исследования мелкомасштабных флуктуаций мы использовали ряд измерений магнитного поля с временным усреднением 6 с, полученный из исходных данных с 3-секундным усреднением [11]. Вектор скорости СВ измерялся плазменным детектором аппарата *WIND* только с 1,5-минутным усреднением. Мы воспользовались рядами данных о магнитном поле и скорости с разрешением 1,5 мин, также взятыми из архивов NS-SDC [11], для изучения флуктуаций среднего масштаба. Из этих рядов после усреднения за 30 мин получены данные низкого разрешения, которые применялись для исследования флуктуаций вблизи низкочастотной границы инерционного интервала турбулентности.

Для анализа отобраны только измерения, полученные в периоды стационарного поведения солнечного ветра. С этой целью из рядов данных были исключены те интервалы времени, когда космический аппарат находился в областях взаимодействия высокоскоростных и низкоскоростных потоков СВ, вблизи секторных границ, резких скачков плотности или напряженности магнитного поля, а также в пределах различного рода транзиентных потоков. Кроме того, при селекции данных требовалось, чтобы каждый период стационарного поведения СВ можно было однозначно отнести к сектору ММП определенного знака. Принадлежность к сектору определялась по поведению направления сглаженного за сутки вектора магнитного поля, которое не должно было существенно отклоняться от направления спирали Паркера или иметь быстрые тренды. В результате каждое из отобранных для анализа измерений было снабжено двумя индексами, обозначающими принадлежность его к сектору ММП определенного знака, а также к определенному типу течения СВ, высокоскоростному или низкоскоростному. Измерения, полученные в отрицательном секторе ММП, использовались для анализа вместе с данными для положительного сектора после изменения азимута магнитного поля на  $180^\circ$ .

### МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для исследования турбулентных флуктуаций векторных величин (магнитного поля  $\mathbf{B}$  и скорости  $\mathbf{V}$ ) нами использовались оценки их

корреляционных тензоров (КТ). Согласно определению корреляционного тензора [2], его матричные элементы определяются следующим образом:

$$K_{ik} = \langle \delta B_i(\mathbf{r}, t) \delta B_k(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (1)$$

где  $\delta B_i$  – компоненты вектора  $\delta \mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{R}_2, t) - \mathbf{B}(\mathbf{R}_1, t)$ ,  $\mathbf{r} = \mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1$  – радиус-вектор между двумя близкими точками пространства  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$ , а угловые скобки означают усреднение по времени. КТ скорости рассчитывается аналогичным способом по вектору  $\delta \mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{R}_2, t) - \mathbf{V}(\mathbf{R}_1, t)$ . Кроме того, можно определить симметричный кросс-тензор магнитного поля и скорости с элементами

$$C_{ik} = \langle \pm [\delta B_i(\mathbf{r}, t) \delta V_k(\mathbf{r}, t) + \delta V_i(\mathbf{r}, t) \delta B_k(\mathbf{r}, t)] \rangle, \quad (2)$$

где знак « $\pm$ » берется для положительного сектора ММП, чтобы учесть известную зависимость знака кросс-спиральности от направления крупномасштабного магнитного поля [4, 7].

Оценка КТ по измерениям параметров плазмы одним космическим аппаратом имеет определенные особенности [6, 8]. Приборы космического аппарата дают только временные ряды параметров СВ, измеренных в одной точке. Однако, поскольку измерения делаются в потоке солнечного ветра, набегаящего со сверхзвуковой скоростью  $\mathbf{V}_0$ , можно считать, что разность значений любого параметра в два близких момента времени  $t_1$  и  $t_2$  равна разности их в двух точках пространства, разделенных интервалом  $\mathbf{r} = \mathbf{V}_0(t_2 - t_1)$ . Это предположение называют «гипотезой Тейлора». Таким образом, имеется только одно фиксированное направление выборки данных  $\mathbf{r}$ , и этого было бы достаточно для расчета КТ в случае изотропной турбулентности. Однако в присутствии постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  турбулентность является анизотропной, поэтому КТ зависит от угла между  $\mathbf{B}_0$  и  $\mathbf{r}$ . Изменить направление  $\mathbf{r}$  не представляется возможным, но можно использовать тот факт, что усредненное за определенный, не слишком большой, интервал времени магнитное поле в СВ изменяет направление в широких пределах. Для высокочастотных флуктуаций такое «локальное среднее» играет роль постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  – это второе предположение, позволяющее получить оценки КТ анизотропной турбулентности по измерениям одним космическим

аппаратом. Отметим, однако, что при этом неявно используется третье предположение – свойства турбулентности одинаковы в областях СВ с разным направлением локального магнитного поля. Тогда для оценки КТ не имеет значения, изменяется ли направление  $\mathbf{r}$  при неизменном направлении  $\mathbf{V}_0$  или наоборот.

Относительно того, каким должен быть интервал усреднения при вычислении локального магнитного поля  $\mathbf{V}_0$ , среди авторов опубликованных работ нет единого мнения (см. [8]). Мы полагаем, что наиболее отвечающим физической ситуации является следующий подход: высокочастотная граница вариаций  $\mathbf{V}_0$  должна примыкать к низкочастотной границе исследуемого диапазона флуктуаций. На практике выделение ограниченных частотных диапазонов флуктуаций и вычисление  $\mathbf{V}_0$  производилось с помощью нерекурсивных цифровых фильтров.

Таким образом, имеется возможность рассчитать КТ в функции направления локального магнитного  $\mathbf{V}_0$ , которое принято задавать двумя углами  $\varphi$  и  $\theta$ . В координатной системе RTN азимут  $\varphi$  отсчитывается в плоскости RT от радиального направления R, а наклонение  $\theta$  – на север от плоскости RT. Множеству углов  $\varphi$  и  $\theta$  соответствует множество точек на сфере единичного радиуса, которую назовем координатной сферой. Так как КТ является функцией  $\varphi$  и  $\theta$ , он формально определен на поверхности координатной сферы. Следует отметить, что заполнение координатной сферы данными весьма неравномерно, поскольку направления  $\mathbf{V}_0$  концентрируются к направлению спирали Паркера ( $\varphi_0 \approx 45^\circ$ ,  $\theta_0 = 0$ ). Поэтому нужны весьма обширные наборы данных для получения статистически обеспеченных оценок КТ на значительной доле поверхности координатной сферы. Детали метода расчета КТ описаны в [6].

Мощность и поляризация флуктуаций характеризуются тремя собственными значениями КТ и тремя соответствующими им единичными векторами – главными осями. В настоящей работе нас в основном интересуют главные оси КТ. Относительно их ориентации имеются следующие априорные теоретические предположения. Во-первых, в присутствии постоянного (или медленно меняющегося) магнитного поля  $\mathbf{V}_0$  турбулентность должна быть осесимметричной, и тогда из свойств симметрии КТ (см. [6]) следует, что одна из его

главных осей направлена ортогонально к  $\mathbf{B}_0$  и  $\mathbf{r}$ . Обозначим эту ось  $X_1$ . Исходя из довольно хорошо обоснованной эмпирическими данными «двухкомпонентной» модели турбулентности СВ [3, 5, 10], можно ожидать, что ось  $X_1$  соответствует наибольшему из собственных значений КТ. Во-вторых, в инерционном интервале турбулентности СВ флуктуации преимущественно поперечны (по отношению к  $\mathbf{B}_0$ ) [4], причем корреляция между флуктуациями модуля и направления магнитного поля мала или отсутствует. Поэтому вторая главная ось  $X_2$ , которая соответствует второму по величине собственному значению КТ, ортогональна  $\mathbf{B}_0$ . Третья ось  $X_3$  направлена параллельно  $\mathbf{B}_0$  и соответствует наименьшему из собственных значений КТ. Указанные теоретические направления  $X_1, X_2, X_3$  удобно использовать в качестве осей локальной системы координат, относительно которых измеряются отклонения главных осей экспериментальных оценок КТ. Последние обозначим  $S_1, S_2$  и  $S_3$  (нумерация в порядке убывания соответствующих собственных значений КТ).

В заключение этого раздела мы приводим на рис. 1а теоретическое направление главной оси корреляционного тензора  $X_1$  для осе-

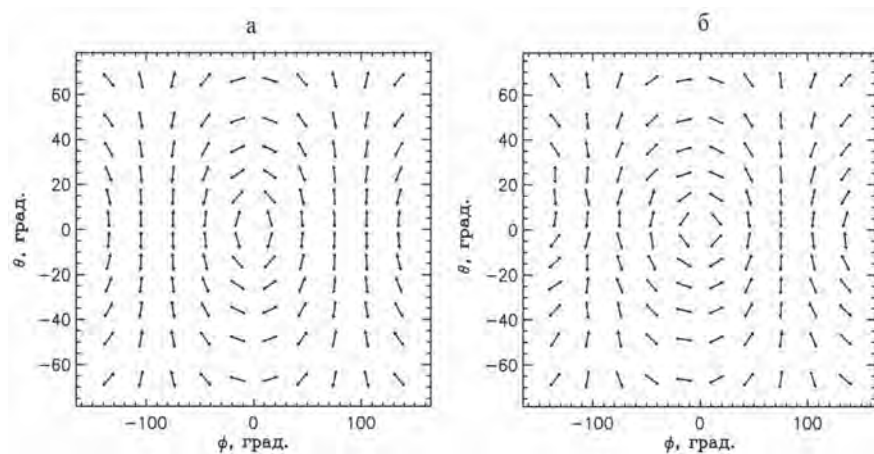


Рис. 1. Ориентация главной оси корреляционного тензора в зависимости от направления локального магнитного поля: а – теоретическая для осесимметричной турбулентности, б – рассчитанная для флуктуаций магнитного поля минутного диапазона по данным КА WIND за 1995–2011 гг. Пояснения см. в тексте

симметричной турбулентности в зависимости от направления локального магнитного поля. Представление данных на рис. 1а требует пояснений. Так как вектор  $X_1$  является функцией углов  $\varphi$  и  $\theta$ , его область определения – координатная сфера, которая отображена на плоскость графика в цилиндрической проекции. Вектор  $X_1$ , заданный в любой точке координатной сферы ( $\varphi$ ,  $\theta$ ), лежит в плоскости, касательной к сфере в этой точке (вследствие ортогональности  $X_1$  и  $\mathbf{B}_0$ ). Касательная плоскость также проектируется на плоскость графика, для чего на ней строится координатная система, начало которой лежит в точке касания, одна из осей направлена по касательной к параллели, а другая – к меридиану координатной сферы. При проектировании на плоскость графика эти оси ориентируются параллельно осям  $\varphi$  и  $\theta$ , а затем на них строится проекция вектора  $X_1$ . Прделав такую процедуру для регулярной системы точек, выбранной на координатной сфере, мы получаем плоскую проекцию поля направлений вектора  $X_1$ . На рис. 1а, кроме того, учтено, что главная ось КТ определена с точностью до отражения, поэтому стрелками показаны оба ее возможных направления; длина вектора показана в произвольном масштабе.

## *РЕЗУЛЬТАТЫ*

Для исследования мы выбрали три частотных диапазона флуктуаций, которые назовем секундным, минутным и часовым. Каждый из них имеет полосу частот шириной примерно в одну октаву, причем средние для трех названных диапазонов значения периодов флуктуаций составляют 12 с, 3 мин и 1 ч, а соответствующие им пространственные масштабы приблизительно равны  $5 \times 10^3$  км,  $8 \times 10^4$  км и  $1,5 \times 10^6$  км. Крайние диапазоны расположены вблизи границ инерционного интервала турбулентности и различаются по масштабу флуктуаций в 300 раз.

В качестве основного параметра, характеризующего ориентацию поляризации турбулентных флуктуаций, мы используем главную ось  $S_1$  корреляционного тензора. Этот вектор определяет то направление в пространстве, вдоль которого мощность флуктуаций максимальна. Заметим, что  $S_1$  содержит почти всю информации о системе трех глав-

ных осей КТ, которая в силу условия ортонормированности задается не девятью, а всего тремя независимыми величинами.

Рассмотрим в качественном отношении свойства поля направлений главной оси  $S_1$  корреляционного тензора на примере флуктуаций магнитного поля минутного диапазона. Сначала сравним среднее, то есть рассчитанное по всем данным за 1995–2011 гг., поле направлений  $S_1$  (рис. 1б) с теоретически ожидаемым (рис. 1а). Из сравнения можно сделать вывод, что в целом ориентация  $S_1$  близка к ожидаемой для осесимметричной турбулентности, хотя между теоретическими и экспериментальными оценками есть небольшие систематические различия. Последние свидетельствуют о некотором отклонении турбулентности от осевой симметрии, однако мы не будем анализировать это среднее по времени отклонение, поскольку в настоящей работе нас интересует изменение ориентации  $S_1$  в ходе солнечного цикла.

На рис. 2а, б показаны поля направлений  $S_1$ , рассчитанные для минимумов активности 1995–1997 гг. и 2008–2010 гг., когда полярное магнитное поле Солнца имело противоположные знаки. При сравнении этих графиков следует учесть, что некоторые различия между ними вызваны случайными ошибками определения  $S_1$ , происходящи-

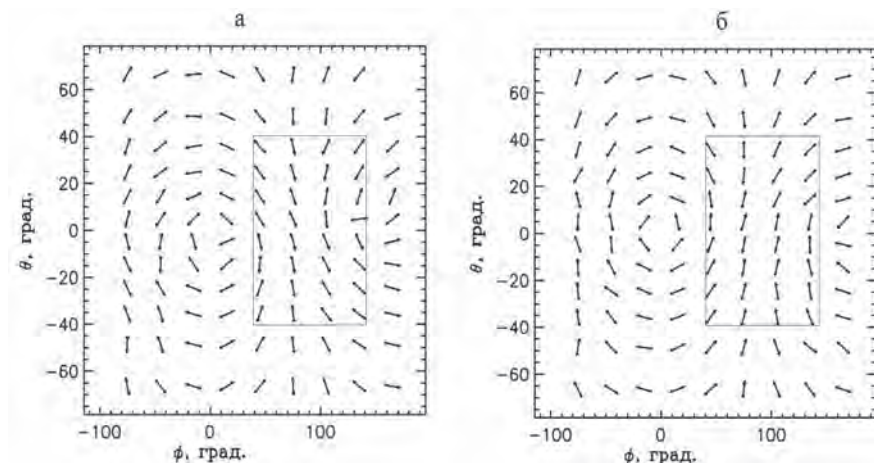


Рис. 2. Ориентация главной оси корреляционного тензора в зависимости от направления локального магнитного поля для флуктуаций магнитного поля минутного диапазона: а – период 1995–1997 г., б – период 2008–2010 г. Пояснения см. в тексте



ми из-за ограниченной статистической обеспеченности оценок (это в основном касается данных, расположенных на краях графиков). Однако, кроме случайных отклонений, между сравниваемыми полями направлений есть и систематическое различие, причем оно хорошо выражено только в определенной области направлений локального магнитного поля, которая выделена на рис. 2а, б прямоугольными рамками (координаты центра этой области  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\theta = 0$ ). Можно видеть, что в пределах указанной области векторы  $S_1$ , рассчитанные для минимума активности 2008–2010 гг., в целом повернуты на угол порядка  $30^\circ$  по часовой стрелке относительно их направлений в период предыдущего минимума 1995–1997 гг. Подобное различие в ориентации  $S_1$  между соседними минимумами активности было найдено ранее [6] для часовых флуктуаций магнитного поля и скорости СВ, причем в этом случае обнаруженное различие было значительно больше, достигая  $90^\circ$ . Можно сделать вывод, что вариация поля направлений  $S_1$ , связанная с изменением ориентации полярного магнитного поля Солнца, имеет место как на низкочастотной границе инерционного интервала турбулентности, так и в его середине, однако с уменьшением периода (а следовательно, и пространственного масштаба) флуктуаций эта вариация уменьшается.

Рассмотрим теперь количественные оценки исследуемого эффекта во всех трех диапазонах флуктуаций, от часового до секундного. Для этого мы используем два параметра, которые были рассчитаны следующим образом. Сначала из рядов данных были выбраны только измерения, сделанные в те моменты времени, когда направление  $\mathbf{V}_0$  находилось в пределах телесного угла ( $60^\circ < \varphi < 120^\circ$ ,  $|\theta| < 30^\circ$ ). Это как раз та область, где исследуемый нами эффект имеет наибольшую амплитуду. Данные из полученной таким способом выборки были преобразованы в локальную систему координат, оси которой совпадают с теоретическими направлениями  $X_1$ ,  $X_2$  и  $X_3$  главных осей КТ (см. ранее). Первый из рассчитанных нами параметров представлял собой коэффициент корреляции  $R$  компонент  $\delta B_1$  и  $\delta B_2$  вектора магнитного поля. Очевидно, что при совпадении главной оси  $S_1$  корреляционного тензора с осью  $X_1$  этот параметр равен нулю, а его отличие от нуля является индикатором отклонения  $S_1$  от теоретического направления. При этом имеется хорошо известная методика проверки статисти-

ческой достоверности оценок  $R$ . Вторым рассчитанным нами параметром – сам угол отклонения главной оси КТ  $S_1$  от ее теоретического направления  $X_1$ . Этот параметр, который обозначим  $A$ , имеет более наглядный физический смысл, чем  $R$ , однако нам неизвестен надежный теоретический метод оценки его статистической достоверности. Последнюю можно оценить косвенно по наличию систематического изменения  $A$  со временем. Оба указанных параметра были рассчитаны в функции времени с использованием годичного интервала усреднения по данным как о магнитном поле, так и о векторе скорости СВ.

На рис. 3 показаны в функции времени два введенных выше параметра для флуктуаций магнитного поля – коэффициент корреляции  $R$  и угол отклонения  $A$  главной оси КТ от теоретического направления. Можно видеть, что оба указанных параметра имеют отрицательные значения в эпоху минимума активности 1995–1997 г., испытывают нерегулярные колебания вблизи нулевого значения в период высокой активности 2000–2004 гг., а затем становятся существенно положительными и достигают максимума в эпоху минимума активности

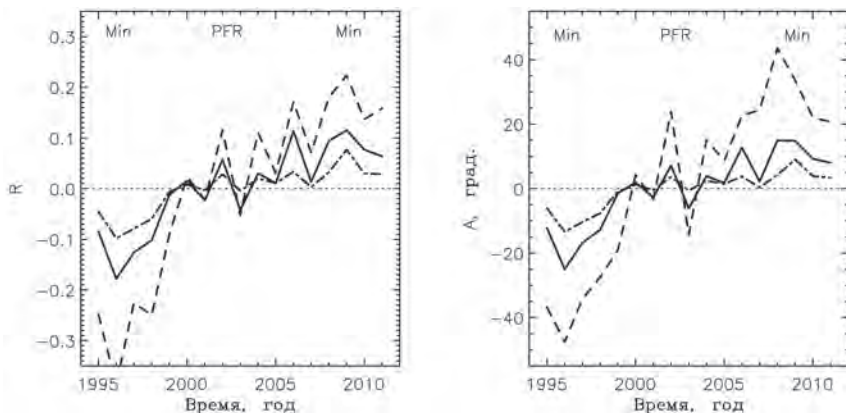


Рис. 3. Изменение направления поляризации флуктуаций магнитного поля со временем. Слева – коэффициент корреляции компонент магнитного поля, справа – угол отклонения главной оси КТ. Данные для часового, минутного и секундного диапазонов флуктуаций показаны соответственно штриховой, сплошной и штрихпунктирной линиями. Обозначены эпохи минимумов солнечной активности (Min) и смены знака полярного магнитного поля Солнца (PFR)

2008–2010 г. Значения коэффициента корреляции  $R$  даже в эпохи минимумов невысоки, однако большая статистическая обеспеченность каждой оценки (от  $\sim 10^3$  для часового диапазона до  $\sim 10^5$  для секундного) позволяет считать корреляцию достоверной с вероятностью выше 0,995. Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о наличии 22-летней вариации параметров  $R$  и  $A$  у флуктуаций всех трех диапазонов масштабов. При этом амплитуда вариации этих параметров последовательно уменьшается от часового к секундному диапазону. Если взять абсолютные значения  $A$  в периоды минимумов активности в качестве количественного выражения амплитуды 22-летней вариации, то по данным рис. 3 можно заключить, что при уменьшении масштаба  $l$  флуктуаций в 300 раз амплитуда уменьшается примерно вчетверо, то есть приблизительно пропорционально  $l^{1/5}$ . Такое уменьшение можно охарактеризовать как весьма медленное по сравнению с падением мощности флуктуаций, которое близко соответствует закону Колмогорова  $l^{5/3}$  [4, 7].

Представляет интерес сравнить вариации угла  $A$  по данным о высокоскоростных и низкоскоростных потоках СВ. Такое сравнение представлено на рис. 4 для минутного и секундного диапазонов флук-

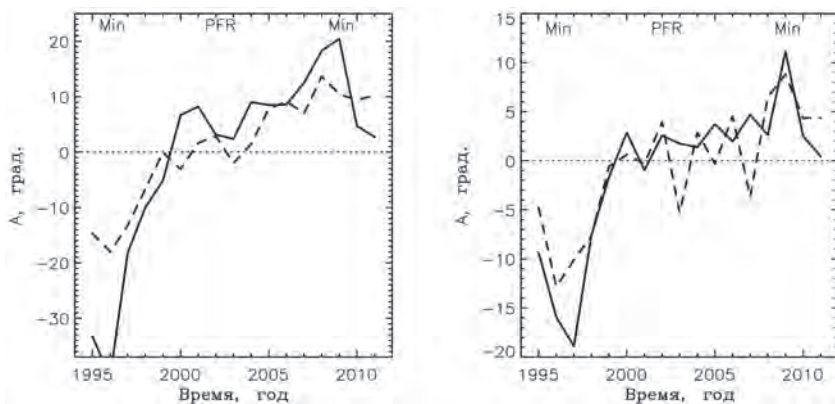


Рис. 4. Изменение со временем угла отклонения направления поляризации флуктуаций магнитного поля для высокоскоростных (сплошная линия) и низкоскоростных (штриховая линия) потоков СВ. Слева – для минутного диапазона, справа – для секундного диапазона флуктуаций

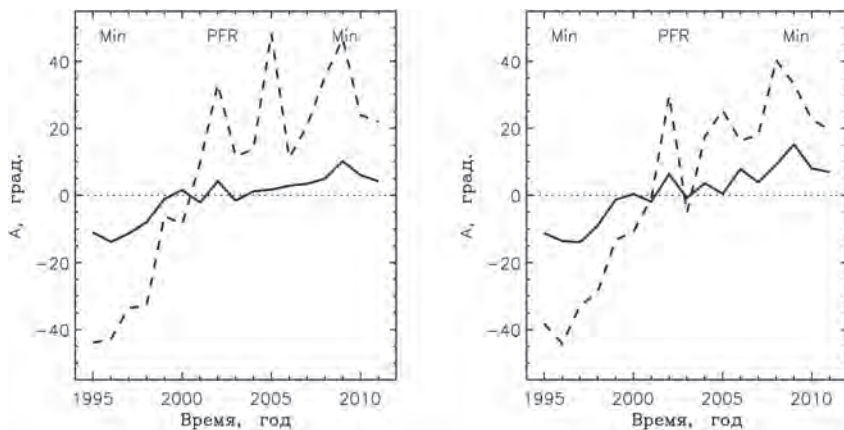


Рис. 5. Изменение со временем угла отклонения направления поляризации флуктуаций, рассчитанное по данным о скорости СВ (слева) и по кросс-тензору флуктуаций скорости и магнитного поля (справа). Данные для часового и минутного диапазонов флуктуаций показаны соответственно штриховой и сплошной линиями

туаций. На рис. 4 можно видеть, что изменения  $A$  в ходе солнечного цикла у потоков СВ обоих типов в качественном отношении одинаковы, однако значения  $A$  в периоды минимумов активности у низкоскоростных потоков несколько меньше, чем у высокоскоростных, причем это различие в 1995–1997 гг. было более значительным, чем в 2008–2010 гг.

На рис. 5 показаны вариации угла  $A$ , рассчитанные по КТ флуктуаций скорости СВ, а также по кросс-тензору флуктуаций скорости и магнитного поля. В обоих случаях изменения  $A$  в ходе солнечного цикла ведут себя в целом так же, как и в случае флуктуаций магнитного поля (однако у скорости СВ угол  $A$  имеет более значительные короткопериодические вариации). Это согласуется с известным фактом высокой корреляции флуктуаций магнитного поля и скорости плазмы в СВ [4, 7].

Однако сравнение рис. 5а с рис. 3б показывает, что уменьшение угла  $A$  с уменьшением масштаба турбулентности у флуктуаций скорости, по-видимому, происходит несколько быстрее, чем в случае флуктуаций магнитного поля. К сожалению, этот вывод нельзя уточнить

ввиду отсутствия данных о векторе скорости СВ с временным разрешением выше 1,5 мин.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали ориентацию поляризации флуктуаций магнитного поля и скорости СВ по данным космического аппарата *WIND* за 1995–2011 гг. Исследованием охвачены флуктуации с масштабами от  $5 \times 10^3$  до  $1,5 \times 10^6$  км, то есть большая часть инерционного интервала турбулентности. Во всем интервале масштабов обнаружено изменяющееся в ходе солнечного цикла отклонение направления поляризации от среднего, причем это отклонение имеет противоположные знаки в эпохи двух последовательных минимумов активности, то есть изменяется с 22-летним периодом. Фактически по данным с высоким временным разрешением мы проследили только немного более половины одного 22-летнего цикла, однако ранее подобный анализ флуктуаций часового диапазона за 1965–2009 гг. показал наличие двух полных 22-летних циклов в ориентации их поляризации [6]. Использование данных высокого разрешения только подтвердило присутствие этого эффекта во всем инерционном интервале турбулентности и, в частности, показало, что амплитуда 22-летней вариации направления поляризации уменьшается с уменьшением масштаба  $l$  флуктуаций, но довольно медленно – приблизительно как  $l^{1/5}$ .

Отметим еще один факт, обнаруженный в [6] и подтвержденный в настоящей работе: влияние 22-летнего цикла на ориентацию поляризации флуктуаций проявляется только в определенной области изменения направлений локального магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ , центр которой сдвинут относительно радиального направления на  $90^\circ$  по азимуту. Этот факт можно интерпретировать, исходя из двукомпонентной модели турбулентности и учитывая следующие особенности процесса измерения параметров СВ. При отклонениях  $\mathbf{B}_0$  на угол  $\approx 90^\circ$  от радиального направления приборами космических аппаратов регистрируются главным образом флуктуации, связанные с так называемой квазидвумерной турбулентностью, которая имеет относительно малые масштабы в перпендикулярном к локальному магнитному полю направлении [3, 10]. Когда же  $\mathbf{B}_0$  направлено приблизительно радиаль-

но, приборами регистрируется главным образом вклад от альвеновских волн, распространяющихся вдоль локального магнитного поля. Следовательно, с точки зрения двукомпонентной модели результаты настоящей работы свидетельствуют о сильном влиянии 22-летнего солнечного цикла на квазидвумерную составляющую турбулентности и о значительно более слабом его влиянии на альвеновскую компоненту.

Данные о солнечном ветре получены из архивов NSSDC [11]. Работа поддержана грантами ДВО РАН 12-I-П22-02 и 12-II-СО-02-007.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ерофеев Д.В.* Влияние 22-летнего магнитного цикла Солнца на поляризацию турбулентных флуктуаций солнечного ветра // Тр. Всеросс. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика-2013» (ВАК-2013). С.-Петербург: Изд-во ГАО РАН, 2013. С. 79–82.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
3. *Bieber J.W., Wanner W., Matthaeus W.H.* Dominant two-dimensional solar wind turbulence with implication for cosmic ray transport // *J. Geophys. Res.* 1996. Vol. 101. P. 2511–2522.
4. *Bruno R., Carbone Vol.* The solar wind as a turbulence laboratory // *Living Reviews in Solar Physics.* 2005. Vol. 2. № 4. – <http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>.
5. *Dasso S., Milano L.J., Matthaeus W.H.* Anisotropy in fast and slow solar wind fluctuations // *Astrophys. J.* 2005. Vol. 635. P. L181–L184.
6. *Erofeev D.V.* Anisotropy and symmetry of fluctuations in the solar wind magnetic field and velocity // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2012. Vol. 52. P. 1097–1106.
7. *Goldstein M.L., Roberts D.A., Matthaeus W.H.* Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 33. P. 283–325.
8. *Horbury T.S., Wicks R.T., Chen C.H.K.* Anisotropy in space plasma turbulence: solar wind observations // *Space Sci. Rev.* 2012. Vol. 172. P. 325–342.
9. *Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S.* Effect of the Sun's magnetic field polarity on interplanetary magnetic field B // *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30. L2258.
10. *Osman K.T., Horbury T.S.* Quantitative estimates of the slab and 2-D power in solar wind turbulence using multispacecraft data // *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114. A06103.
11. [ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft\\_data/](ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft_data/)