

Д.В. Ерофеев

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЖИМАЕМЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ИНЕРЦИОННОМ ИНТЕРВАЛЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

С целью исследования сжимаемых флуктуаций плазмы солнечного ветра вблизи орбиты Земли проанализированы данные космических аппаратов Advanced Composition Explorer (ACE) и WIND за 1995–2010 гг. В низкоскоростном солнечном ветре ($V_0 < 430$ км/с) обнаружена корреляция флуктуаций направления магнитного поля с плотностью плазмы, а также флуктуаций скорости с плотностью плазмы. Свойства симметрии ковариационных функций этих параметров соответствуют характерным особенностям поляризации быстрых магнитозвуковых волн, распространяющихся преимущественно от Солнца вдоль направления регулярного магнитного поля (спирали Паркера). При этом корреляция модуля магнитного поля с плотностью плазмы отрицательна, что соответствует присутствию хорошо известных PBS (сбалансированных по давлению структур). В высокоскоростном ветре PBS также присутствуют, но корреляция флуктуаций направления магнитного поля с плотностью плазмы не обнаружена.

ВВЕДЕНИЕ

В инерционном интервале турбулентности солнечного ветра (масштабы структур $\sim 10^3$ – 10^7 км) магнитное поле флуктуирует главным образом по направлению, что связано с доминированием «почти несжимаемых» мод, таких как альвеновские волны и «квазидвумерные» структуры. Флуктуации модуля магнитного поля и магнитного давления также имеют место, но относительно малы [4–5,7]. Тем не менее сжимаемые магнитогидродинамические (МГД) структуры, в частности магнитозвуковые (МЗ) волны, могут играть важную роль в развитии турбулентности, вызывая диссипацию энергии и переда-

чу ее от одних мод к другим. Вероятно, они играют существенную роль и в передаче энергии солнечного ветра (СВ) в магнитосферу Земли [2].

Для флуктуаций с периодами короче нескольких часов корреляция магнитного давления P_m с термодинамическими параметрами плазмы (плотностью n , температурой T , давлением P_g) в среднем отрицательна. Это говорит о том, что в инерционном интервале турбулентности главным образом проявляют себя сжимаемые структуры, частично или полностью сбалансированные по давлению; их принято обозначать PBS (сокращение термина «pressure-balanced structures»). PBS обнаружены как в плоскости эклиптики, так и в полярном СВ и интерпретировались либо как конвективные структуры (возможно, магнитные трубки), либо как медленные МЗ волны [3–7]. Однако в течение некоторых периодов времени наблюдаются положительные корреляции P_m (или модуля магнитного поля) с термодинамическими величинами.

Изучая корреляционные связи между флуктуациями магнитного поля и плазмы СВ, Ту и Марч [8] пришли к выводу, что в солнечном ветре присутствуют как PBS, так и быстрые МЗ волны, распространяющиеся поперек локального (среднего) магнитного поля. Вывод о направлении распространения МЗ волн сделан на основании того, что обнаружена только корреляция вариаций модуля магнитного поля с термодинамическими параметрами, хотя последние должны коррелировать также с флуктуациями направления магнитного поля, если МЗ волны распространяются наклонно по отношению к локальному магнитному полю. Как следует из поляризационных свойств МЗ волн, величина и знак корреляции между флуктуациями термодинамических параметров и направления магнитного поля зависит от взаимной ориентации локального магнитного поля и волнового вектора, поэтому для поиска этой корреляции требуется применение соответствующей методики обработки данных. В настоящей работе показано, что такая корреляция существует и выявляется при анализе обширного массива данных о СВ, полученных космическими аппаратами Advanced Composition Explorer (ACE) в 1998–2010 гг. и WIND в 1995–1997 гг.

*ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ
МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ*

Пусть \mathbf{B}_0 , \mathbf{V}_0 и n_0 – постоянные магнитное поле, скорость и плотность плазмы, \mathbf{k} и v_{\pm} – волновой вектор и фазовая скорость МЗ волны (знаки « \pm » соответствуют быстрой и медленной моде), ψ – угол между \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 ($0 < \psi < 180^\circ$). Соотношения, определяющие поляризацию плоской монохроматической МЗ волны, приводятся, например, в книге Ахиезера с соавторами [1]. Переписанные в координатно-независимой форме, эти соотношения могут быть представлены в следующем виде:

$$n = an_0 \cdot \exp i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = a \frac{v_{\pm}^2 B_0}{v_{\pm}^2 - v_A^2 \cos^2 \psi} (\mathbf{k} \times \mathbf{b} \times \mathbf{k}) \cdot \exp i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \text{к.с.}, \quad (2)$$

$$\mathbf{V} = a \left[v_{\pm} \mathbf{k} - \frac{v_{\pm}^2 v_A^2 \cos \psi}{v_{\pm}^2 - v_A^2 \cos^2 \psi} (\mathbf{k} \times \mathbf{b} \times \mathbf{k}) \right] \cdot \exp i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \text{к.с.}, \quad (3)$$

где \mathbf{B} , \mathbf{V} и n – флуктуационные составляющие параметров плазмы, v_A – альвеновская скорость, a – безразмерная комплексная амплитуда, $\mathbf{k} = \mathbf{k} / |\mathbf{k}|$, $\mathbf{b} = \mathbf{B}_0 / |\mathbf{B}_0|$, частота $\omega = kv_{\pm}$, к.с. – комплексно-сопряженный член. Поскольку измерения параметров СВ производятся в набегавшем сверхзвуковом потоке, имеет место «принцип замороженной конвекции» (именуемый также «гипотеза Тейлора»): так как скорость СВ намного больше скоростей всех МГД волн, фактически регистрируется одномерная пространственная структура измеряемых параметров в направлении распространения СВ. Поэтому оператор производной для всех параметров

$$\frac{d}{dt} = i(\omega - kV_0 \cos \mu) \approx -ikV_0 \cos \mu, \quad (4)$$

где m – угол между \mathbf{k} и \mathbf{V}_0 .

Для случая плоской МЗ волны из (1)–(3), с учетом (4) можно получить выражения для смешанных вторых моментов – ковариаций между производными по времени от плотности и векторных величин.

Фактически турбулентность существует в виде ансамбля волн с амплитудным спектром: $a(\mathbf{k}) = a(k, q, j)$, где θ и φ – направляющие углы волновых векторов. Интегрируя по спектру и учитывая, что волны с разными \mathbf{k} не коррелируют, для ковариаций указанных выше параметров получим следующие выражения:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{V_0^2 B_0 n_0} \left\langle \frac{d\mathbf{B}}{dt} \cdot \frac{dn}{dt} \right\rangle = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) \frac{v_{\pm}^2}{v_{\pm}^2 - v_A^2 \cos^2 \psi} \mathbf{L} \cos^2 \mu \cos \theta d\varphi d\theta, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= \frac{1}{V_0^2 v_A n_0} \left\langle \frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot \frac{dn}{dt} \right\rangle = \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) \left[\frac{v_{\pm}^2}{v_A} \mathbf{k} \frac{v_{\pm}^2 v_A \cos \psi}{v_{\pm}^2 - v_A^2 \cos^2 \psi} \mathbf{L} \right] \cos^2 \mu \cos \theta d\varphi d\theta, \end{aligned} \quad (6)$$

$$A(\theta, \varphi) = \int_0^{k_0} |a(k, \theta, \varphi)|^2 k^2 dk, \quad (7)$$

где угловые скобки обозначают усреднение, $\mathbf{L} = \mathbf{k} \times \mathbf{b} \times \mathbf{k}$, ($|\mathbf{L}| = \sin \mu$), а k_0 соответствует верхней границе спектра, которая на практике определяется временным разрешением данных. В выражениях (5)–(6) неизвестной является $A(\theta, \varphi)$ – угловая зависимость мощности МЗ волн, которую будем называть диаграммой направленности. Отметим существенную особенность: фактически поведение ковариаций определяется не истинной, а эффективной диаграммой направленности $A(\theta, \varphi) \cos^2 \mu$. Это следствие «принципа замороженной конвекции» и особенностей процесса измерения параметров СВ одним космическим аппаратом (КА).

В солнечном ветре магнитное поле принимает любые направления, хотя и с разной вероятностью, поэтому вместо постоянного поля рассматривается локальное (или среднее) магнитное поле, которое изменяется, но медленно по сравнению с характерным периодом исследуемых флуктуаций. В соответствии с этим фактом имеет смысл рассматривать ковариации \mathbf{P} и \mathbf{Q} как функции направления \mathbf{V}_0 . Это до некоторой степени компенсирует недостаток информации, связанный

с «одномерным» характером экспериментальных данных, которые получены при измерениях в одной точке.

Будем использовать в качестве основной системы координат систему RTN, у которой орт \mathbf{R} направлен радиально от Солнца, \mathbf{T} ориентирован параллельно $\mathbf{W} \cdot \mathbf{R}$, где \mathbf{W} – единичный вектор, параллельный солнечной оси вращения, $\mathbf{N} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{T}$. Направление любого вектора в системе RTN описывается двумя углами, азимутальным φ и экваториальным θ (φ отсчитывается в плоскости RT на запад от положительного направления оси R, θ – на север от плоскости RT). Скорость СВ \mathbf{V}_0 имеет практически постоянное направление ($\varphi = 0$, $\theta = 0$), а углы, задающие направление локального (изменяющегося со временем) магнитного поля, обозначим θ_B и φ_B . Будем считать, что диаграмма направленности МЗ волн $A(\theta, \varphi)$ является аксиально-симметричной относительно некоторой оси \mathbf{S} , заданной в системе RTN направляющими углами Q и F.

Так как МЗ волны обладают характерной поляризацией, ковариации \mathbf{P} и \mathbf{Q} , заданные как функции направления локального магнитного поля (т.е. углов θ_B и φ_B), будут обладать определенными свойствами симметрии. Наилучшим образом эти свойства проявляются, если преобразовать флуктуационные составляющие магнитного поля и скорости в локальную систему отсчета хуз, ориентированную следующим образом: орт \mathbf{x} в каждый момент времени направлен вдоль локального магнитного поля \mathbf{B}_0 , орт \mathbf{y} направлен параллельно $\mathbf{N} \cdot \mathbf{x}$, а $\mathbf{z} = \mathbf{x} \cdot \mathbf{y}$. В этой системе отсчета x -компонента вариаций магнитного поля описывает флуктуации его модуля, а y - и z -компоненты – флуктуации его направления. Соответственно будем рассматривать x -, y - и z -компоненты ковариаций \mathbf{P} и \mathbf{Q} , рассчитанных в функции направляющих углов вектора локального магнитного поля θ_B и φ_B (формально область определения \mathbf{P} и \mathbf{Q} можно рассматривать как «координатную сферу» единичного радиуса).

Рассмотрим симметрию функции $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ для самого простого случая, когда присутствуют только плоские МЗ волны одного направления (все \mathbf{k} параллельны оси диаграммы направленности \mathbf{S}), и пусть \mathbf{S} лежит в плоскости RT, т.е. Q = 0 (если это не так, то можно повернуть систему координат). Симметрия характеризуется положением на координатной сфере (θ_B, φ_B) линий, на которых компоненты

вектора \mathbf{P} обращаются в ноль. Поляризация плоской МЗ волны такова, что вектор \mathbf{B} направлен ортогонально волновому вектору \mathbf{k} (который в данном простом случае параллелен оси \mathbf{S}) и лежит в плоскости, содержащей \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 . Согласно (2) отсюда следует, что компонента P_y обращается в ноль на линиях $\varphi_B = F \pm 90^\circ m$, где m – целое число. Таким образом, P_y – это четная функция θ_B , изменяющаяся в зависимости от φ_B периодически с периодом 180° . Компонента P_z изменяет знак при $\theta_B = 0$, т.е. это нечетная (антисимметричная) функция θ_B , и, кроме того, она обращается в ноль при $\varphi_B = F \pm 90^\circ$. Однако изменения знака P_z на линиях $\varphi_B = F \pm 90^\circ$ не происходит, то есть P_z как функция φ_B имеет и постоянную, и периодическую с периодом 180° составляющие. Различие быстрой и медленной МЗ волн заключается в разном распределении знаков ковариации на координатной сфере: в случае быстрой моды P_z совпадает по знаку с θ_B , а P_y – с $\sin(F - \varphi_B)$; для медленной моды знаки обратные. Компонента P_x , связанная с вариациями модуля магнитного поля, обращается в ноль только в двух точках, соответствующих прямому и обратному направлениям оси \mathbf{S} , причем $P_x > 0$ для быстрой моды, $P_x < 0$ для медленной. Отметим также, что вектор \mathbf{P} инвариантен относительно замены \mathbf{k} на $-\mathbf{k}$ (отражения).

Таким образом, из свойств симметрии вектора \mathbf{P} или даже только его компонент P_y и P_z можно определить тип МЗ волны и направление ее фазовой скорости (с точностью до отражения) при априорном условии, что поток МЗ волн обладает узкой диаграммой направленности. Если диаграмма не узкая, то $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ можно рассчитать численно по формуле (5). Расчеты с применением функций $A(\theta, \varphi)$ разного вида показали, что при диаграмме направленности любой ширины тип симметрии у компонент вектора \mathbf{P} сохраняется (примеры теоретических зависимостей $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ можно видеть на рис. 1), исключение составляет «вырожденный» случай, когда ось диаграммы \mathbf{S} точно ортогональна направлению скорости СВ. Однако при широкой диаграмме направленности положение нулевых линий на координатной сфере уже не связано однозначно с направлением \mathbf{S} . Причина в том, что в формуле (5) интегрируется «эффективная» диаграмма направленности $A(\theta, \varphi) \cos^2 m$ и именно ее ориентация отражается в свойствах симметрии вектора \mathbf{P} . Если все же исходить из свойств симметрии плоской волны для определения оси диаграммы направленности, то

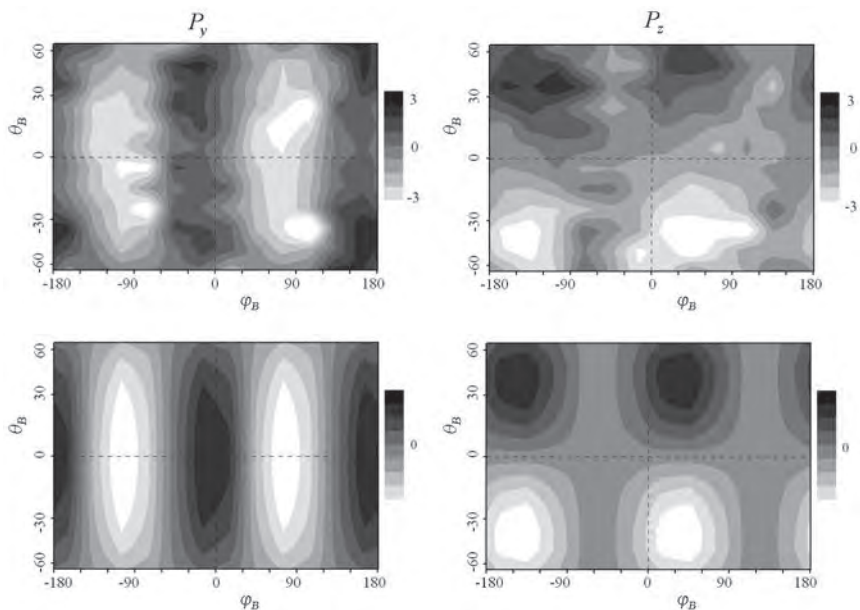


Рис. 1. Компоненты P_y и P_z вектора ковариации между магнитным полем и плотностью плазмы, в зависимости от направления локального магнитного поля. Вверху – результаты обработки экспериментальных данных, внизу – теоретические расчеты (подробности см. в тексте)

найденное эффективное направление $\mathbf{S}_{\text{эфф}}$ будет систематически отличаться от истинного, исключая случай, когда ось \mathbf{S} ориентирована радиально ($Q = F = 0$). Чем шире диаграмма направленности, тем сильнее $\mathbf{S}_{\text{эфф}}$ смещается относительно \mathbf{S} в сторону радиального направления, совпадая с ним в предельном случае изотропного распространения МЗ волн.

Дополнительную информацию о пространственной анизотропии спектра МЗ волн дает ковариация скорости и плотности, $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B)$. Вклад в эту функцию от одной плоской МЗ волны зависит от знака проекции волнового вектора \mathbf{k} на направление локального магнитного поля \mathbf{B}_0 . Поэтому $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B) = 0$, если спектр мощности обладает отражательной симметрией $|a(\mathbf{k})|^2 = |a(-\mathbf{k})|^2$. Если такой симметрии нет, то зависимость $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B)$ отличается от зависимости $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ множи-

телем, который имеет положительный или отрицательный знак в зависимости от знака проекции оси **S** на направление **V**₀ (см. примеры на рис. 2). Сравнивая **P** и **Q**, можно более точно определить истинное направление оси диаграммы направленности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБРАБОТКА

Экспериментальные данные представляют собой временные ряды векторов магнитного поля **B**, скорости **V** и плотности *n* плазмы СВ, измеренных в 1998–2010 гг. приборами космического аппарата Advanced Composition Explorer (ACE) в точке Лагранжа L1, на расстоянии $1,5 \times 10^6$ км от Земли. Все параметры усреднены за временной интервал $t = 4$ мин, что соответствует пространственному разрешению $V_0 t \sim 10^5$ км. Чтобы иметь набор данных за полный солнечный цикл, мы добавили к данным ACE измерения параметров СВ космическим аппаратом WIND, сделанные в 1995–1997 гг. на эллиптической геоцентрической орбите и также усредненные за 4 мин. Из исходных рядов измерений были исключены временные интервалы, в течение которых СВ был сильно нестационарным: фронты высокоскоростных потоков, окрестности секторных границ, а также структуры, которые по морфологическим признакам соответствуют транзиентным явлениям. В итоге, для анализа использовано около 75% от полного числа измерений. В исходных данных векторные величины представлены в координатной системе GSE; они были преобразованы в более удобную для наших целей систему RTN, которая описана ранее.

Алгоритм обработки данных состоит из следующих операций.

1. Рассчитываются производные по времени от всех параметров (магнитное поле, скорость и плотность плазмы) как разности их значений в двух последовательных временных точках, отнесенные к интервалу t , а также локальное магнитное поле как среднее по двум соседним точкам значение вектора **B**.

Вычисление производных, по сути, осуществляет непараметрическую высокочастотную фильтрацию данных, подавляя вклад крупномасштабных компонент турбулентности, не относящихся к инерционному интервалу. Это избавляет от необходимости проводить специ-

альную полосовую фильтрацию или преобразование Фурье исходных данных, которые ведут к излишнему усложнению методики.

2. Производные векторных величин преобразуются в описанную выше локальную систему координат xuz , ось x которой параллельна локальному магнитному полю. Это нужно потому, что в вариациях модуля магнитного поля заведомо доминирует вклад от PBS, тогда как нас интересует поиск структур другого типа.

3. Каждый из рядов $d\mathbf{B}/dt$, $d\mathbf{V}/dt$ и dn/dt разделяется на ряд выборок, соответствующих разным направлениям локального магнитного поля. Для этого область определения направляющих углов локального магнитного поля θ_B и φ_B (координатная сфера) разбивается на $M \times N$ ячеек определенного размера. Если в момент t направление локального магнитного поля попадает в ячейку с номерами i, j , то значение $dn(t)/dt$ относится к этой же ячейке, т.е. записывается в выборку с номерами i, j . Аналогичным способом формируется по $M \times N$ выборок для каждого из векторных параметров, $d\mathbf{B}/dt$ и $d\mathbf{V}/dt$. На практике использовалось разбиение сферы на $12 \times 12 = 144$ ячейки равной площади, размеры которых составляют 30° по азимуту φ_B и $1/6$ по $\sin(\theta_B)$.

4. Рассчитываются ковариации каждой из векторных величин (производные магнитного поля и скорости) с плотностью, отдельно для каждой из $M \times N$ ячеек. Таким образом получаем оценки векторов $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ и $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B)$ в $M \times N$ дискретных точках координатной сферы. На практике рассчитывались также корреляции (нормированные ковариации), которые лучше подходят для оценок статистической достоверности найденных зависимостей. Кроме того, применялось разделение данных на выборки, соответствующие разным интервалам изменения скорости СВ.

Для исследования функций, заданных на сфере, таких как компоненты векторов \mathbf{P} и \mathbf{Q} , полезен хорошо известный метод разложения на сферические гармоники. Разложение любой скалярной функции $D(q, j)$ имеет вид

$$D(\theta, \varphi) = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{m=0}^j g_{jm} Y_{jm}(\sin \theta) \cos[m(\varphi - f_{jm})], \quad (8)$$

где $Y_{jm}(\sin q)$ – сферические функции, g_{jm} и f_{jm} – амплитуды и фазы гармоник. Отдельные компоненты ряда (гармоники) будем обозначать в

тексте G_{jm} . В случае если исследуемая функция обладает симметрией простого вида, основная мощность ее вариаций концентрируется в одной-двух сферических гармониках. Это дает удобный способ параметризации двумерной функции набором нескольких чисел g_{jm} и f_{jm} .

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены поперечные (y, z) компоненты вектора ковариации $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ флуктуаций плотности с магнитным полем, рассчитанные как функция направляющих углов локального магнитного поля. Для расчета использовались экспериментальные данные за 1995–2010 гг. для низкоскоростного СВ ($V_0 < 450$ км/с). Можно видеть, что наряду с некоторыми нерегулярными флуктуациями компоненты P_y и P_z содержат хорошо выраженные регулярные составляющие определенного типа симметрии. Регулярная составляющая P_y является четной функцией θ_B , а как функция φ_B изменяется периодически с периодом 180° . Регулярная составляющая P_z является нечетной функцией θ_B , а как функция φ_B содержит постоянную и периодическую составляющие. Следует отметить, что нормированные ковариации (корреляции) имеют характерные значения 0,2–0,3, что при имеющейся статистической обеспеченности каждой оценки (10^3 – 10^4 измерений) соответствует наличию хотя и невысокой, но вполне достоверной корреляции флуктуаций магнитного поля с плотностью.

Описанная выше симметрия y - и z -компонент вектора \mathbf{P} вполне согласуется с тем, что можно ожидать в присутствии МЗ волн, причем распределения знаков ковариаций на координатной сфере соответствуют быстрой МЗ волне (см. выше). Для сравнения на рис. 1 приведены теоретические расчеты компонент вектора $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ для ориентации диаграммы направленности $Q = 0$, $F = 50^\circ$ (что соответствует направлению спирали Паркера), причем ширина диаграммы $D = 60^\circ$. Как экспериментальные, так и теоретические зависимости $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ обладают симметрией относительно $\theta_B = 0$, но не являются симметричными относительно $\varphi_B = 0$. Последнее свидетельствует о том, что диаграмма направленности МЗ волн анизотропна, а ее ось S лежит в плоскости гелиоэкватора, но отклоняется от радиального направления по азимуту.

Разложение y - и z - компонент вектора \mathbf{P} по сферическим гармоникам (8) показало, что в спектре P_y безусловно доминирует одна секторная гармоника G_{22} , а в спектре P_z доминируют две гармоники, антисимметричные относительно $\theta_B = 0$ и имеющие приблизительно равные амплитуды: зональная гармоника G_{10} и тессеральная G_{32} . Три перечисленные гармоники доминируют и в спектрах ковариаций, рассчитанных теоретически по формуле (5). Амплитуды указанных гармоник можно использовать как индикаторы наличия характерной симметрии у ковариации \mathbf{P} , поэтому назовем их диагностическими. Фазы диагностических гармоник G_{22} и G_{32} дают оценку эффективного направления оси диаграммы направленности \mathbf{S}_{eff} , точнее ее азимутального угла:

$$F_{\text{eff}} = f_{22} + 45^\circ = f_{32}. \quad (9)$$

Как отмечалось ранее, F_{eff} совпадает с истинным углом F только в случае узкой диаграммы направленности, иначе $|F_{\text{eff}}| < |F|$. Например, у теоретических ковариаций, показанных внизу на рис. 1, различие $F - F_{\text{eff}} = 15^\circ$. По экспериментальным данным получены следующие оценки эффективного направления диаграммы направленности: $F_{\text{eff}} = 30^\circ$ для компоненты P_y , $F_{\text{eff}} = 42^\circ$ для P_z . Это дает основание заключить, что диаграмма направленности МЗ волн существенно анизотропна и отклоняется от радиального направления в ту же сторону, что и регулярное магнитное поле. Из сравнения с модельными расчетами можно с большой вероятностью предположить, что истинная ось диаграммы направленности ориентирована в направлении регулярного магнитного поля (спирали Паркера), азимутальный угол которого $\approx 50^\circ$ в случае низкоскоростного СВ.

Поведение третьей компоненты вектора ковариации P_x , которая соответствует флуктуациям модуля магнитного поля, не описывается ансамблем быстрых МЗ волн. Расчет показал, что P_x отрицательна всюду на координатной сфере. Этот результат, впрочем, был заранее ожидаем, так как такое поведение P_x согласуется с присутствием в СВ интенсивных PBS (см. ранее).

Рассчитанная по экспериментальным данным ковариация между скоростью и плотностью плазмы $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B)$ представлена на рис. 2. Как можно видеть, ее компоненты Q_y и Q_z обладают хорошо выраженными регулярными составляющими, что свидетельствует о наличии асимметрии спектра МЗ волн по отношению к отражению волновых

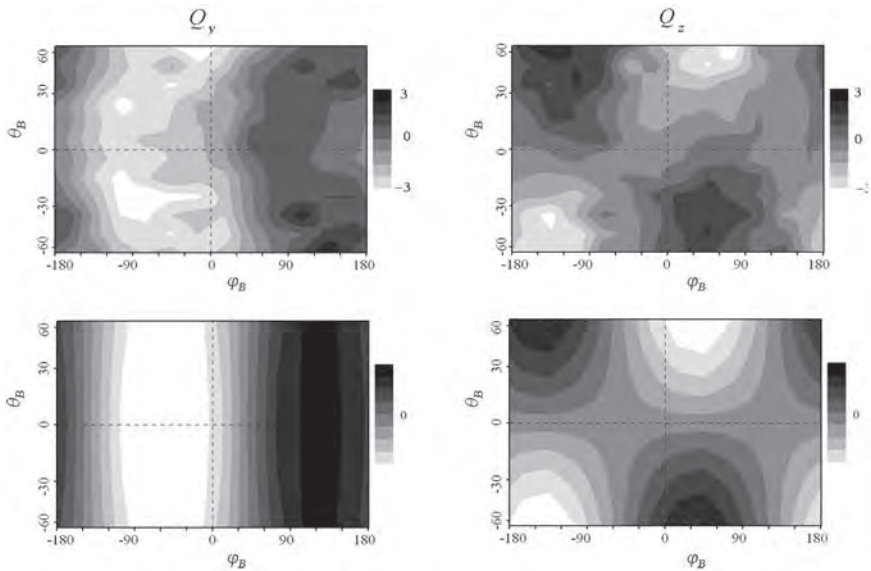


Рис. 2. Компоненты Q_y и Q_z вектора ковариации между скоростью и плотностью плазмы в зависимости от направления локального магнитного поля. Вверху – результаты обработки экспериментальных данных, внизу – теоретические расчеты (подробности см. в тексте)

векторов. В отсутствие такой асимметрии ковариация \mathbf{Q} должна обращаться в ноль (см. ранее). На рис. 2 для сравнения показан результат теоретического расчета функции $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B)$, проделанного с теми же параметрами, что и для данных рис.1, но с дополнительным условием что быстрые МЗ волны распространяются только в положительном направлении оси \mathbf{S} , т.е. $\mathbf{kS} > 0$ (на ковариацию \mathbf{P} это условие не влияет ввиду ее инвариантности по отношению к отражению \mathbf{k}). Можно видеть, что экспериментальные и модельные функции $\mathbf{Q}(\theta_B, \varphi_B)$ имеют в целом одинаковую симметрию. В терминах сферических гармоник эта симметрия описывается гармоникой G_{11} для компоненты Q_y и гармоникой G_{21} в случае компоненты Q_z . Эти две гармоники можно использовать как диагностические для ковариации \mathbf{Q} . Отметим, что соотношение амплитуд диагностических гармоник, описывающих структуру экспериментальных функций \mathbf{P} и \mathbf{Q} , заметно отличается от

такового для модельных расчетов при указанном выше условии отсутствия МЗ волн с $kS < 0$. Лучшее согласие получается, если предположить что МЗ волны с $kS < 0$ также присутствуют, но их мощность примерно вдвое меньше, чем у волн с $kS > 0$.

Таким образом, в случае низкоскоростного СВ соответствие теоретическим расчетам обнаружено для флуктуаций как магнитного поля, так и скорости плазмы. В случае быстрого СВ, как показали расчеты, отчетливой регулярной составляющей у функций **P** и **Q** не обнаруживается. Чтобы точнее определить интервал скоростей, в котором имеет место регулярная составляющая ковариационных функций, данные были разбиты на несколько выборок, соответствующих разным интервалам изменения V_0 (интервалы имели разную протяженность в связи с неравномерным распределением данных по скоростям). Для характеристики регулярной структуры ковариаций использовались амплитуды перечисленных выше диагностических гармоник. Результаты расчета приведены на рис. 3. Они показывают,

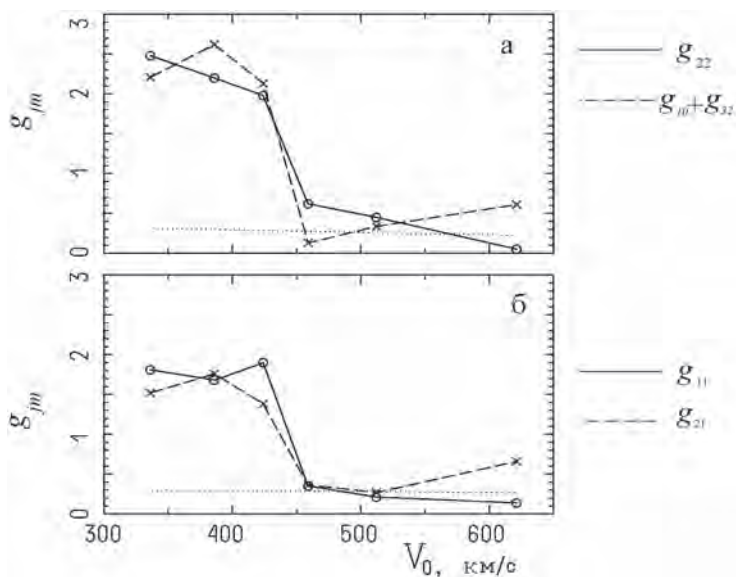


Рис. 3. Амплитуды диагностических гармоник в спектрах ковариаций магнитное поле–плотность (а) и скорость–плотность (б) в зависимости от скорости течения V_0 . Пунктирной линией показана оценка уровня шумовых флуктуаций.

что регулярная структура у ковариаций **P** и **Q** хорошо выражена при низких скоростях СВ $V_0 < 430$ км/с, но при превышении этого значения скорости амплитуды всех диагностических гармоник резко падают. Заметим, что при этом возрастания амплитуд каких-либо других гармоник в спектрах **P** и **Q** не происходит, т.е. регулярная структура ковариаций действительно сильно ослабевает или исчезает, а не изменяет форму. Вышесказанное относится к y - и z - компонентам векторов **P** и **Q**. Существенная отрицательная корреляция флуктуаций модуля магнитного поля с плотностью сохраняется и в высокоскоростном ветре, свидетельствуя о присутствии PBS.

Мы исследовали также поведение ковариаций **P** и **Q** в зависимости от фазы солнечного цикла. Для этого временные ряды данных были разбиты на трехлетние интервалы, для каждого из которых рассчитаны ковариации **P** и **Q** (только для низкоскоростного СВ), а по ним найдены амплитуды диагностических гармоник, которые показаны в зависимости от времени на рис. 4. Графики на рис. 4 показывают, что в низкоскоростном СВ регулярная структура ковариаций

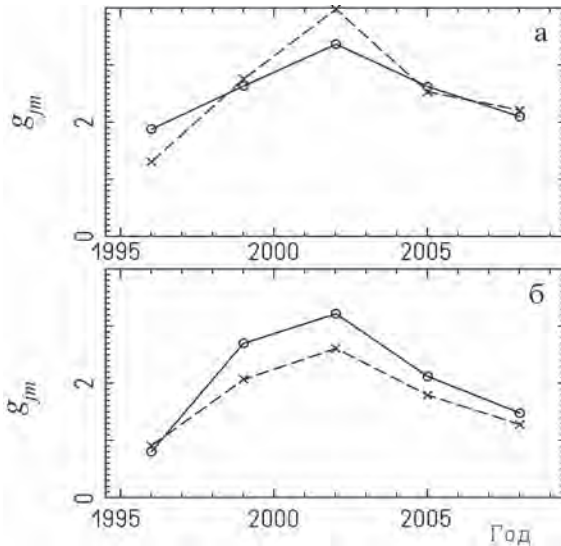


Рис. 4. Зависимость от времени амплитуд диагностических гармоник в спектрах ковариаций магнитное поле–плотность (а) и скорость–плотность (б) для низкоскоростного солнечного ветра. Обозначения такие же, как на рис. 3

существует на всех фазах солнечного цикла, однако в периоды низкой активности амплитуда ее заметно понижена. Вероятно, это связано с меньшим числом неоднородностей в СВ, которые могут быть источниками сжимаемых флуктуаций плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наше исследование показало, что в низкоскоростном СВ ($V_0 < 430$ км/с) вблизи орбиты Земли существует корреляция флуктуаций направления магнитного поля и плотности плазмы, а также между флуктуациями скорости с плотностью плазмы. Свойства симметрии ковариационных функций этих параметров хорошо соответствуют характерным особенностям поляризации быстрых магнитозвуковых волн, распространяющихся приблизительно вдоль направления регулярного магнитного поля (спирали Паркера) преимущественно от Солнца. Знак корреляции модуля магнитного поля с плотностью плазмы, однако, отрицателен, что не соответствует быстрой магнитозвуковой моде. Вероятно, это можно объяснить доминированием сбалансированных по давлению структур (PBS), которые, возможно, содержат медленные МЗ волны с волновыми векторами, ориентированными перпендикулярно локальному магнитному полю [6, 7]. Поэтому физическая интерпретация поведения рассмотренных нами ковариационных функций не бесспорна и требует дальнейших исследований.

В высокоскоростном ветре отрицательная корреляция модулей магнитного поля с плотностью плазмы также имеет место, что свидетельствует о присутствии PBS, однако корреляция флуктуаций направления магнитного поля с плотностью плазмы не обнаружена. Последнее говорит об отсутствии в высокоскоростном ветре МЗ волн, распространяющихся наклонно по отношению к локальному магнитному полю, но не противоречит наличию быстрых перпендикулярных МЗ волн, обнаруженных в [8] (такие волны не дают вклада в вариации направления магнитного поля). Заметим, что результаты настоящей работы относятся к флуктуациям плазмы СВ минутного диапазона, что соответствует средней части инерционного интервала турбулентности.

Использованные в статье экспериментальные данные получены из архива National Space Science Data Center, NASA [9]. Работа под-держана грантами ДВО РАН 12-I-П22-02, 12-II-СО-02-007.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ахиезер А.И. и др.* Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 719 с.
2. *Леонович А.С., Мишин В.В.* Поток энергии магнитозвуковых волн из солнечного ветра в магнитосферу // Геомагнетизм и аэрономия. 1999. Т. 39. № 2. С. 52–58.
3. *Bavassano B., Pietropaolo E., Bruno R.* Compressive fluctuations in high-latitude solar wind // *Annales Geophysicae*. 2004. Vol. 22. P. 689–696.
4. *Bruno R., Carbone V.* 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. *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.
6. *Howes G.G., Bale S.D., Klein K.G., Chen C.H. K., Salem C.S., TenBarge J.M.* The slow-mode nature of compressible wave power in solar wind turbulence // *Ap. J.* 2012. Vol. 753. P. L19.
7. *Tu C.-Y., Marsch E.* MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // *Space Sci. Rev.* 1995. Vol. 73. P. 1–210.
8. *Tu C.-Y., Marsch E.* On the nature of compressive fluctuations in the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1994. Vol. 99. № A11. P. 21, 481–4821, 509.
9. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data