

Д.В. Ерофеев

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Межпланетное магнитное поле (ММП) подвержено сильным флуктуациям, средняя амплитуда которых сравнима с регулярной составляющей поля. Флуктуации ММП и параметров межпланетной плазмы обнаружены и исследованы на различных гелиоцентрических расстояниях, как в плоскости эклиптики, так и вне ее [5,7,11]. Условно их можно разделить на три составляющие: структуры, волны и турбулентность, которые тесно связаны между собой. Структуры представляют собой нераспространяющиеся (относительно движущейся плазмы солнечного ветра) образования и формируют в основном низкочастотную часть спектра флуктуаций с периодами около суток и более. Колебания ММП и скорости плазмы с периодами короче 10 ч представляют собой преимущественно МГД волны альвеновского типа [3], причем флуктуации с периодами меньше часа образуют турбулентный спектр, имеющий приблизительно колмогоровскую зависимость мощности от частоты [6]. Турбулентная составляющая флуктуаций ММП также в значительной степени представляет собой альвеновские волны, поэтому четкой границы между волнами и турбулентностью нет.

Для волн Альвена характерна поперечность колебаний магнитного поля и скорости плазмы по отношению как к волновому вектору \mathbf{k} , так и к фоновому (постоянному или медленно меняющемуся) магнитному полю \mathbf{V}_0 . Этим, в значительной степени, обусловлена сильная анизотропия высокочастотных флуктуаций межпланетной плазмы, у которых вариации магнитного поля и скорости преимущественно ортогональны регулярному магнитному полю. Направление минимума дисперсии колебаний обычно отождествляется с направлением \mathbf{k} , и результаты [8–10] указывают на то, что у

высокочастотных альвеновских волн (периоды короче часа) в межпланетном пространстве направления \mathbf{k} и \mathbf{V}_0 в среднем совпадают, однако они заметно различаются у волн часового диапазона. Систематическое различие в направлениях \mathbf{k} и \mathbf{V}_0 должно приводить к линейной поляризации альвеновской волны вдоль направления $[\mathbf{k}, \mathbf{V}_0]$. В работе [1] показано, что флуктуации ММП из диапазона периодов 2–5 ч обладают линейной поляризацией, направление которой существенно изменяется в ходе 22-летнего магнитного цикла Солнца, оставаясь при этом ортогональным направлению регулярного магнитного поля \mathbf{V}_0 . Флуктуации с часовыми периодами в основном представляют собой альвеновские волны, и долговременное изменение их поляризации следует связать с изменением направления волнового вектора \mathbf{k} , так как направление ММП на шкале времени порядка солнечного цикла изменяется слабо. С другой стороны, направление ММП претерпевает существенные (десятки угл. градусов) колебания в диапазоне периодов от 10 ч до нескольких суток, которые в принципе могут влиять на направление поляризации альвеновских волн часового диапазона. Этот эффект исследуется в настоящей работе.

2. ДАННЫЕ

В качестве источника экспериментальных данных использована созданная в NSSDC база данных OMNI-2, которая содержит измерения магнитного поля и параметров плазмы на околоземных орбитах, полученные в 1964–2005 гг. Мы используем среднечасовые значения компонент векторов магнитного поля \mathbf{V} и скорости плазмы \mathbf{V} , заданные в координатной системе RTN. В этой системе орт \mathbf{R} направлен радиально от Солнца, $\mathbf{T}=[\mathbf{W}, \mathbf{R}]$, $\mathbf{N}=[\mathbf{R}, \mathbf{T}]$, где \mathbf{W} – единичный вектор, параллельный солнечной оси вращения. Данные разделены на две выборки, соответствующие секторам ММП с разным направлением регулярного магнитного поля. Флуктуационные составляющие магнитного поля и скорости разделены на несколько частотных диапазонов с помощью простейших нерекурсивных цифровых фильтров, как описано в [1]. В настоящей работе нас интересует наиболее высокочастотный (3-часовой) диапазон, в кото

ром вклад альвеновских волн наибольший. Отметим, что более или менее полные данные о векторе скорости плазмы имеются только с 1974 г., поэтому мы в основном работаем с измерениями магнитного поля.

Обозначим флуктуационные составляющие магнитного поля и скорости плазмы соответственно $\delta\mathbf{B}$ и $\delta\mathbf{V}$, а фоновое (медленно меняющееся по сравнению с характерными периодами флуктуаций) магнитное поле \mathbf{B}_0 . Для диагностики альвеновских волн в межпланетном пространстве большое значение имеет характерная связь между флуктуациями магнитного поля и скорости, описываемая следующим уравнением [2]:

$$\delta\mathbf{V} = \pm \frac{\delta\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (1)$$

где ρ – плотность плазмы, а знак перед правой частью зависит от направления распространения волны («-» если $\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0 > 0$, и «+» в обратном случае). Исходя из уравнения (1), о присутствии волн Альвена можно судить по величине и знаку так называемой «альвеновской корреляции»:

$$C_A = \frac{\langle \delta\mathbf{B}\delta\mathbf{V} \rangle}{(\langle \delta\mathbf{B}^2 \rangle \cdot \langle \delta\mathbf{V}^2 \rangle)^{1/2}}. \quad (2)$$

Существенно отличные от нуля значения C_A позволяют сделать вывод о присутствии в межпланетном пространстве альвеновских волн, распространяющихся преимущественно в одном направлении. Эта ситуация характерна для высокоскоростного солнечного ветра, тогда как в низкоскоростных потоках наблюдаются сравнительно малые значения C_A . Низкая альвеновская корреляция, однако, не говорит однозначно об отсутствии волн Альвена, она может соответствовать встречным волнам одинаковой амплитуды, вклады которых в C_A имеют, согласно (1), разные знаки. В этом случае о присутствии волн Альвена косвенно свидетельствует ортогональность флуктуаций $\delta\mathbf{B}$ и $\delta\mathbf{V}$ по отношению к фоновому магнитному полю. Волны Альвена, распространяющиеся в противоположных

направлениях, можно разделить с помощью переменных Эльзассера \mathbf{e}^\pm :

$$\mathbf{e}^\pm = \delta\mathbf{V} \pm \frac{\delta\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (3)$$

где знак в правой части (3) берется таким, чтобы вектор \mathbf{e}^+ описывал волну, распространяющуюся от Солнца, а \mathbf{e}^- – к Солнцу.

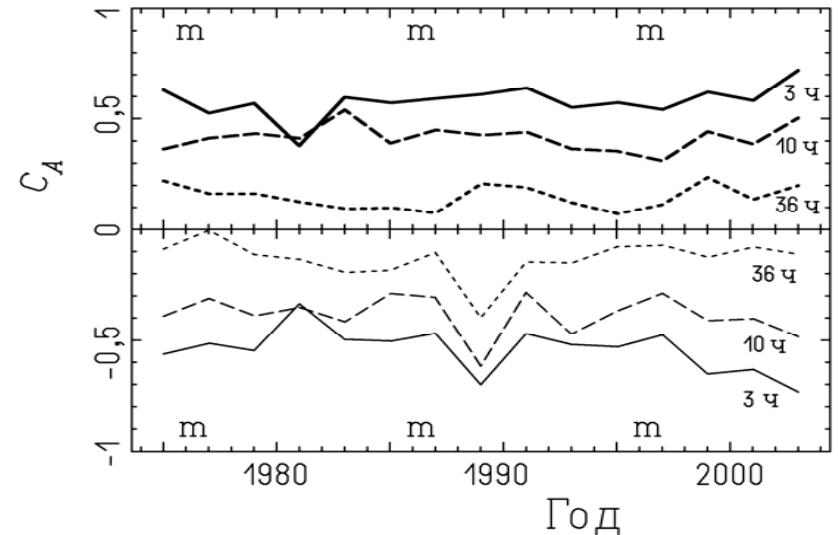


Рис.1. Альвеновская корреляция в зависимости от времени, для флуктуаций межпланетной плазмы из трех частотных диапазонов (характерные значения периодов флуктуаций указаны на графиках). Толстые и тонкие линии соответствуют отрицательному и положительному секторам ММП, знаком m отмечены минимумы солнечного цикла

Альвеновская корреляция, рассчитанная по данным OMNI-2 для 2-хгодичных интервалов времени, показана на рис.1, отдельно для секторов ММП разного знака и для флуктуаций из трех частотных диапазонов. Как можно видеть, значения C_A довольно велики у

флуктуаций 3-часового диапазона, причем знак корреляции указывает на распространение альвеновских волн от Солнца. С ростом характерного периода флуктуаций альвеновская корреляция падает, причем, как показано в [1], у флуктуаций с периодами около 1 сут и более преимущественное направление вариаций магнитного поля становится почти параллельным среднему магнитному полю, откуда можно сделать вывод, что с возрастанием периода флуктуаций происходит переход от поперечных альвеновских волн к колебаниям иного типа. В настоящей работе мы будем исследовать флуктуации 3-часового диапазона (периоды 2–5 ч), у которых вклад альвеновских волн наибольший.

3. МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИИ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Параметры поляризации поперечной волны естественно измерять в плоскости, ортогональной волновому вектору \mathbf{k} . Однако направление волнового вектора низкочастотных альвеновских волн в межпланетном пространстве неизвестно, или известно неточно: для надежного определения его требуется наличие измерений ММП, полученных одновременно в нескольких достаточно удаленных точках пространства, а таких данных, как правило, нет. Часто направление \mathbf{k} отождествляют с направлением минимума дисперсии колебаний, однако неизвестно, во всех ли ситуациях и насколько такое отождествление корректно. Поэтому будем измерять линейную поляризацию альвеновской волны в плоскости, ортогональной фоновому магнитному полю. Фоновое магнитное поле \mathbf{B}_0 определим операционально, как результат скользящего усреднения вектора ММП в интервале времени длиной T (конкретное значение T определим позже):

$$\mathbf{B}_0(t) = \pm \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \mathbf{B}(t + \tau) d\tau. \quad (4)$$

В (4) предусмотрен знак «-» для отрицательного сектора ММП, такой прием часто применяется для того, чтобы избежать формальных математических неудобств и путаницы в связи с разным на-

правлением магнитного поля в секторах ММП. Введем прямоугольную систему координат, связанную с фоновым магнитным полем: ось X направим вдоль \mathbf{B}_0 , ось Z пусть лежит в плоскости, содержащей \mathbf{B}_0 и полярную ось N координатной системы RTN, и направлена так, чтобы проекция орта \mathbf{Z} на ось N была положительной. Ось Y , как обычно, дополняет систему координат до правой ортогональной. Началом отсчета углов поляризации выберем положительное направление оси Z . Пусть $\delta\mathbf{B}_\perp = (\delta B_Y, \delta B_Z)$ – составляющая флуктуационного магнитного поля, ортогональная к \mathbf{B}_0 . Мгновенное значение угла поляризации P_t определяется просто направлением вектора $\pm\delta\mathbf{B}_\perp$ в плоскости YZ , причем знак выбирается таким, чтобы угол P_t лежал в интервале от -90° до $+90^\circ$. На практике интерес представляют не мгновенные, а средние по времени (или по каким-то выборкам данных) углы поляризации P , а также средняя величина, или степень, линейной поляризации. Для определения этих параметров целесообразно применить к выборке «мгновенных» значений вектора $\delta\mathbf{B}_\perp$ хорошо известный метод минимума дисперсии, то есть рассчитать ковариационную матрицу размерности 2×2 с элементами

$$R_{ij} = \langle \delta B_i \delta B_j \rangle \quad (5)$$

и найти ее собственные значения λ_i и соответствующие им собственные векторы w_i , $i=1,2$. Пусть λ_i упорядочены по убыванию, $\lambda_1 > \lambda_2$, тогда средняя степень поляризации S дается выражением

$$S = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}, \quad (6)$$

а средний угол поляризации – ориентацией собственного вектора w_1 . Заметим, что поскольку направление фонового магнитного поля, вообще говоря, может претерпевать значительные колебания, средний угол поляризации нельзя вполне однозначно привязать к какой-либо заранее выбранной системе отсчета. Описанную выше процедуру определения угла поляризации можно применить также к вариациям скорости $\delta\mathbf{V}$ или к переменным Эльзассера \mathbf{e}^\pm .

4. ПОПЕРЕЧНОСТЬ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНОВОГО ПОЛЯ

Альвеновские волны поперечны по отношению к фоновому магнитному полю, при условии, что \mathbf{V}_0 постоянно и однородно [2]. Поперечность колебаний очевидно сохраняется и по отношению к медленным вариациям направления фонового поля, характерные периоды которых много больше, чем период волны, однако для быстрых вариаций \mathbf{V}_0 это может быть и не так. В турбулентной среде альвеновская волна определенной частоты распространяется в переменном магнитном поле, создаваемом множеством других волн и конвективных структур. Возникает следующий практически важный вопрос: если исследуются альвеновские волны с периодами $T \leq T_A$, то вариации какого минимального временного масштаба T_0 следует включить в фоновое магнитное поле, чтобы сохранялось условие поперечности колебаний к \mathbf{V}_0 ?

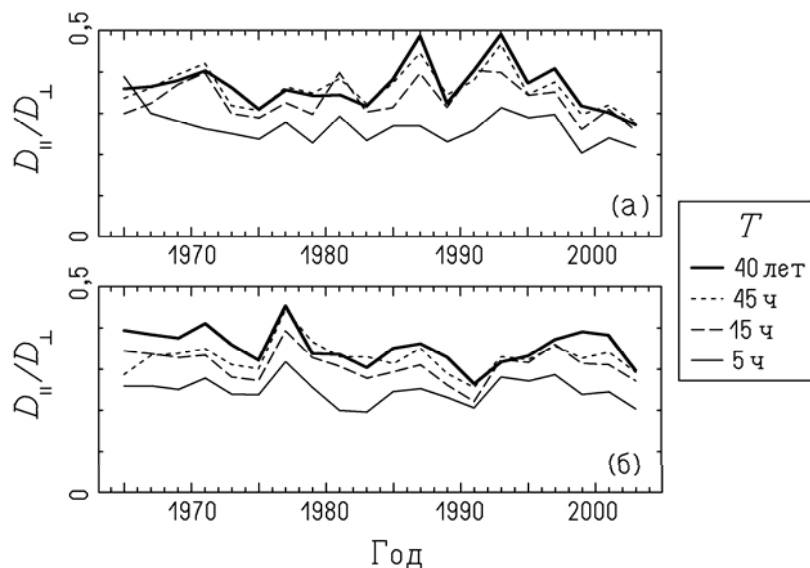


Рис.2. Отношение $L = D_{\parallel} / D_{\perp}$ для флуктуаций ММП 3-часового диапазона, при разном выборе интервала усреднения фонового поля T , (а) – для положительного, (б) – для отрицательного сектора ММП

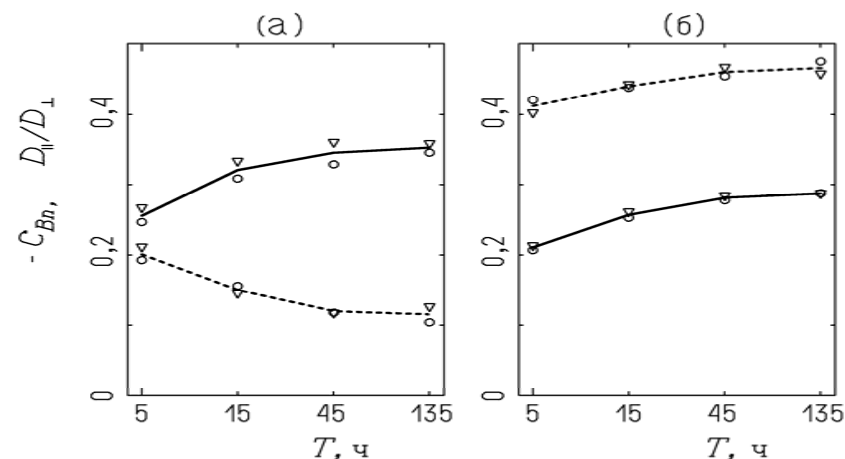


Рис.3: а – отношение $D_{\parallel} / D_{\perp}$ для 3-часовых флуктуаций магнитного поля (сплошная линия), и корреляция C_{Bn} между δB_{\parallel} и плотностью протонов n_p (пунктир), в зависимости от интервала усреднения фонового поля T ; б – отношение $D_{\parallel} / D_{\perp}$ для переменных Эльзассера e^+ (сплошная линия) и e^- (пунктир), в зависимости от T

Для ответа на поставленный вопрос рассмотрим анизотропию флуктуаций 3-часового диапазона $L = D_{\parallel} / D_{\perp}$, где D_{\parallel} и D_{\perp} – дисперсии флуктуаций в направлениях вдоль и поперек фонового магнитного поля соответственно. Мы рассмотрим, как изменяется L при уменьшении интервала временного сглаживания T в формуле (4) для фонового магнитного поля, т.е. при включении в фоновое поле вариаций всё меньших временных масштабов. Результаты расчета L показаны на рис.2 и 3. Как можно видеть, значения L медленно уменьшаются при уменьшении T от 40 лет до 15 ч, но наиболее существенное падение L происходит при изменении T от 15 ч до 5 ч (значение 5 ч уже соответствует границе исследуемого нами 3-часового диапазона флуктуаций). Такое поведение L указывает на то, что поперечность альвеновских волн к фоновому магнитному полю сохраняется, даже когда направление последнего изменяется с характерным временем, лишь в два–три раза превосходящим собственный период волн. Заметим, что вариации направления ММП с

периодами порядка 10 ч главным образом вызываются низкочастотными альвеновскими волнами, так что налицо признаки взаимодействия альвеновских волн разных масштабов.

Конечно, продольная компонента флуктуаций магнитного поля δB_{\parallel} не исчезает полностью при любом выборе T , но этого априори ожидать и не следует. Кроме волн Альвена, в часовом диапазоне периодов наблюдаются флуктуации других типов, в основном представляющие собой так называемые «сбалансированные по давлению структуры» [4]. Для этих структур характерны продольные колебания магнитного поля, вызывающие вариации магнитного давления, причем последние компенсируются вариациями давления плазмы. Баланс магнитного и плазменного давлений отражается в наличии отрицательной корреляции между δB_{\parallel} и термодинамическими характеристиками плазмы, такими как ее плотность и температура. Уменьшая интервал усреднения T при определении фонового магнитного поля, мы уменьшаем вклад в δB_{\parallel} со стороны альвеновских волн, соответственно относительный вклад сбалансированных по давлению структур увеличивается, и указанные корреляции должны усиливаться. Расчет показывает, что корреляция между δB_{\parallel} и флуктуациями плотности плазмы действительно возрастает почти вдвое при уменьшении T от 45 ч до 5 ч (рис.3,а). Отметим также, что значения L , рассчитанные для переменной Эльзассера e^+ (которая описывает волны, распространяющиеся от Солнца), значительно ниже, чем для флуктуаций только магнитного поля без учета скорости плазмы, тогда как у переменной e^- отношение L наоборот выше и близко к 0,5 – значению, соответствующему изотропным флуктуациям (см. рис.3,б).

Итак, ответ на поставленный в начале этого раздела вопрос таков: если исследуются альвеновские волны с периодами T_A и меньше, то в фоновое магнитное поле следует включить все вариации с периодами длиннее T_A .

5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Вариации магнитного поля альвеновской волны ортогональны как волновому вектору \mathbf{k} , так и фоновому магнитному полю \mathbf{B}_0 .

Следовательно, если векторы \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 не параллельны, то волна будет линейно поляризованной в направлении $[\mathbf{k}, \mathbf{B}_0]$. При изменении направления одного из векторов, \mathbf{k} или \mathbf{B}_0 (или их обоих), должно соответственно изменяться и направление поляризации волны. Судя по поведению направления минимума дисперсии флуктуаций 3-часового диапазона (см. рис.4, взятый из [1]), вектор \mathbf{k} медленно изменяет ориентацию в ходе 22-летнего магнитного цикла Солнца. Направление \mathbf{B}_0 в ходе солнечного цикла изменяется гораздо меньше, поэтому долговременные вариации направления поляризации волн следует связать именно с вариацией \mathbf{k} . Однако \mathbf{B}_0 весьма сильно флуктуирует на короткой временной шкале, в диапазоне периодов порядка 10–20 ч. Такие флуктуации могут вызывать быстрые колебания угла поляризации альвеновских волн часового диапазона, при условии что соотношение $\delta \mathbf{B} \parallel [\mathbf{k}, \mathbf{B}_0]$ остается верным на коротких масштабах времени ~ 10 ч.

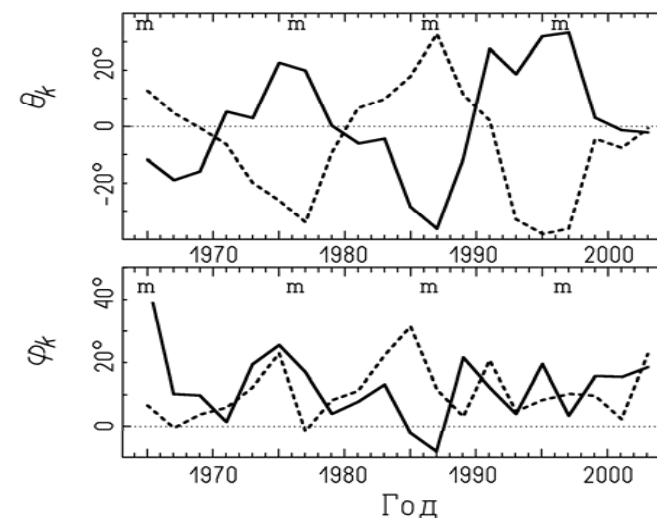


Рис.4. Долговременные вариации направления волнового вектора \mathbf{k} альвеновских волн 3-часового диапазона, найденные методом минимума дисперсии в [1] (θ_k и ϕ_k – меридиональный и азимутальный углы). Сплошная линия и пунктир соответствуют отрицательному и положительному секторам ММП, знаком m отмечены минимумы солнечного цикла

Пусть θ_k и φ_k – меридиональный и азимутальный углы, задающие направление волнового вектора \mathbf{k} , а θ_0 и φ_0 – углы, задающие направление фонового магнитного поля \mathbf{B}_0 . Предположим, что условие $\delta\mathbf{B} \parallel [\mathbf{k}, \mathbf{B}_0]$ выполняется, тогда угол поляризации альвеновской волны P_t в любой момент времени описывается следующими формулами:

$$\cos P_t = \frac{\cos \theta_k \sin(\varphi_0 - \varphi_k)}{|\sin \alpha|}, \quad (7a)$$

$$\sin P_t = \frac{\cos \theta_0 \sin \theta_k - \sin \theta_0 \cos \theta_k \cos(\varphi_0 - \varphi_k)}{|\sin \alpha|}, \quad (7b)$$

где α – угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 , который довольно громоздким образом выражается через $\theta_k, \varphi_k, \theta_0, \varphi_0$. Так как угол поляризации определен в 180-градусном интервале, соотношения (7) можно объединить в одну формулу куда угол α не входит

$$\operatorname{ctg} P_t = \frac{\cos \theta_k \sin(\varphi_0 - \varphi_k)}{\cos \theta_0 \sin \theta_k - \sin \theta_0 \cos \theta_k \cos(\varphi_0 - \varphi_k)}, \quad (8)$$

Применить соотношения (7)–(8) к анализу экспериментальных данных можно на основе двух видов статистики. Во-первых, можно исходить из того, что экспериментальные данные о параметрах ММП фактически представляют собой временные ряды, и трактовать соотношения (7)–(8) как теоретически ожидаемые связи между мгновенными значениями этих рядов. Для эмпирического исследования такого рода связей можно применить спектрально-корреляционный анализ и другие методы, разработанные для изучения временных рядов. Во-вторых, можно рассматривать экспериментальные данные как выборки из некоторых совокупностей случайных величин, и трактовать соотношения (7)–(8) как статистические связи между этими совокупностями. В этом случае поиск и анализ связей основан на сопоставлении поведения параметров,

полученных путем определенного усреднения по выборкам. В настоящей работе мы применим второй подход, и поступим следующим образом: совокупность данных разобьем на выборки, каждая из которых включает те дни и часы, когда углы θ_0, φ_0 лежат внутри определенных интервалов значений. Для каждой из полученных выборок определим средний угол поляризации волн P , и таким образом получим оценку эмпирической зависимости между P и направляющими углами θ_0, φ_0 фонового поля. Фактически выборки должны охватывать ограниченные интервалы времени (2–3 года), поскольку направление \mathbf{k} , по-видимому, изменяется в ходе солнечного цикла (см. рис.4). Учитывая ограниченность объема данных, на практике усреднение производилось по всем меридиональным углам фонового поля θ_0 и в нескольких сравнительно узких интервалах азимутальных углов φ_0 , таким образом средний угол поляризации получен в зависимости только от азимутального угла фонового поля φ_0 . При расчетах фоновое поле определялось по формуле (4) с интервалом усреднения $T=5$ ч. Чтобы найти теоретическую форму зависимости $P(\varphi_0)$, нужно соответствующим образом усреднить уравнение (8). Для этого воспользуемся приближенной оценкой: так как у реального ММП среднее значение θ_0 близко к нулю, положим $\sin \theta_0 = 0$ в (8), что дает следующее простое выражение:

$$\operatorname{ctg} P \approx \operatorname{ctg} \theta_k \sin(\varphi_0 - \varphi_k). \quad (9)$$

Исходя из (9), нетрудно получить некоторые выводы относительно ожидаемого поведения P : средний угол поляризации равен $\pm 90^\circ$, когда направления фонового магнитного поля и волнового вектора совпадают по азимуту (т.е. $\varphi_0 - \varphi_k = 0$), и уменьшается по модулю с возрастанием $\varphi_0 - \varphi_k$; $|P| \geq |\theta_k|$ при всех $\varphi_0 - \varphi_k$, причем равенство $P = \theta_k$ достигается при $\varphi_0 - \varphi_k = 90^\circ$.

Теоретические зависимости (9) для четырех значений θ_k показаны на рис.5, а соответствующие эмпирические зависимости, найденные для флуктуаций ММП 3-часового диапазона, приведены на рис.6 (показана их эволюция в течение одного солнечного цикла). Общее подобие эмпирических и теоретических зависимостей $P(\varphi_0)$

указывает на то, что искомый эффект – быстрые вариации угла поляризации альвеновских волн в связи с вариациями направления фонового магнитного поля – действительно имеет место.

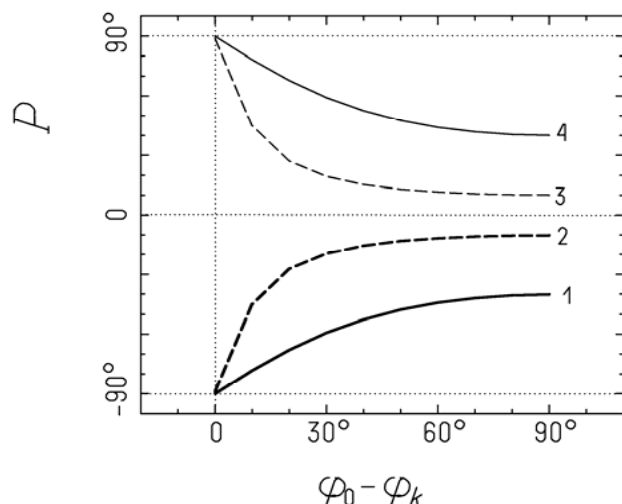


Рис.5. Теоретические зависимости между средним углом поляризации альвеновских волн и азимутальным углом фонового магнитного поля, заданные уравнением (9). Кривые 1–4 соответствуют значениям $\theta_k = -40^\circ, -10^\circ, 10^\circ, \text{ и } 40^\circ$

Кроме того, из сравнения эмпирических зависимостей рис.6 с теоретическими можно извлечь следующую информацию относительно направления волнового вектора \mathbf{k} :

1. так как на всех фазах солнечного цикла значения $P \approx \pm 90^\circ$ наблюдаются при $\varphi_0 \approx 0$, можно заключить, что азимутальный угол вектора \mathbf{k} близок к нулю: $\varphi_k \approx 0$;

2. тот факт, что в эпохи минимумов солнечной активности (кривые 1 и 6 на рис.6) угол поляризации P остается существенно отличным от нуля при всех φ_0 , говорит о значительном наклоне вектора \mathbf{k} к плоскости гелиоэкватора ($|\theta_k| \approx 40\text{--}50^\circ$); с другой стороны, в эпоху смены знака полярного магнитного поля Солнца (кривые 3–4 на рис.6) угол P уменьшается с ростом φ_0 почти до нулевых

значений, это показывает, что наклон вектора \mathbf{k} к плоскости гелиоэкватора на данной фазе солнечного цикла становится малым.

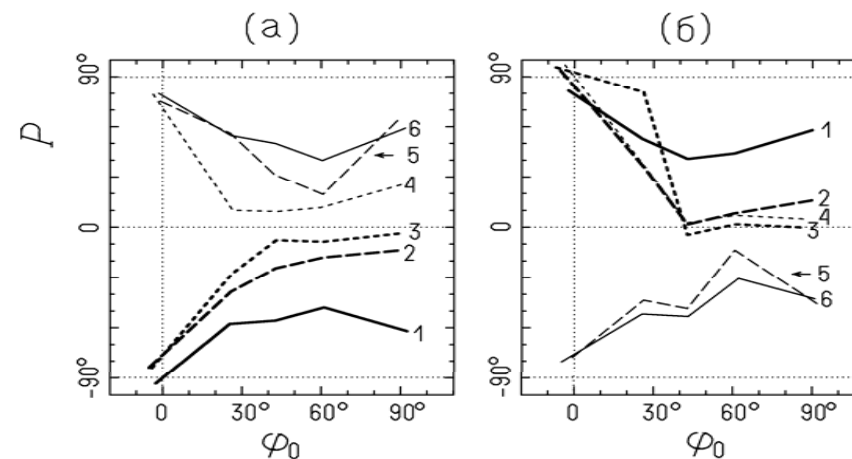


Рис.6. Эмпирические зависимости между средним углом поляризации альвеновских волн и азимутальным углом фонового магнитного поля, (а) – для отрицательного, (б) – для положительного сектора ММП. Кривые 1–6 соответствуют разным фазам одного солнечного цикла, начиная от минимума активности 1976 г. (кривая 1) и кончая следующим минимумом 1986 г. (кривая 6)

3. угол поляризации имеет разный знак в положительном и отрицательном секторах ММП, а в каждом из секторов он изменяется на противоположный в эпоху смены знака полярного магнитного поля Солнца. Следовательно, угол θ_k претерпевает 22-летние вариации, которые происходят противофазно в секторах ММП разного знака.

Эти выводы хорошо согласуются с поведением направления минимума дисперсии флуктуаций ММП 3-часового диапазона, которое трактовалось нами как предположительно описывающее поведение волнового вектора \mathbf{k} альвеновских волн (см. [1] и рис.4). Таким образом, результаты настоящей работы и [1] взаимно подтверждают друг друга.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные указывают на то, что поляризация альвеновских волн часового диапазона в межпланетном пространстве связана с непараллельностью их волнового вектора \mathbf{k} и фонового магнитного поля \mathbf{V}_0 . Изменение направления одного из векторов, \mathbf{k} или \mathbf{V}_0 , приводит к изменению направления поляризации, так как вариации магнитного поля у волн Альвена параллельны вектору $[\mathbf{k}, \mathbf{V}_0]$. Фактически долговременные изменения поляризации вызываются вариациями направления волнового вектора \mathbf{k} , а ее короткопериодические изменения происходят вследствие быстрых (периоды порядка 10 ч) изменений направления фонового магнитного поля. Последние, в частности, выражаются в существовании статистической связи между средним углом поляризации альвеновских волн и азимутальным углом фонового магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерофеев Д.В. 22-летняя и 11-летняя вариации анизотропии колебаний ММП // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений (Тр. XI Пулковской междунар. конф. по физике Солнца), СПб, ГАО РАН, 2007, с. 165–168.
2. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М. «Мир», 1985, 589 с.
3. Balcher J.W., Davis L. Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium // J. Geophys. Res. V. 76. P. 3534–3563. 1971.
4. Bavassano B., Bruno R. Solar wind fluctuations at large scales: a comparison between low and high solar activity conditions // J. Geophys. Res. V. 96. P.1737-1744. 1991.
5. Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // Living Reviews in Solar Physics (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>). 2005.
6. Coleman, P.J. Turbulence, viscosity, and dissipation in the solar-wind plasma // Astrophys. J. V. 153. P. 371. 1968.
7. Goldstein M.L., Roberts D.A., Matthaeus W.H. Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind // Annu. Rev. Astron. Astrophys. V. 33. P. 283-325. 1995.
8. Klein L.W., Roberts D.A., Goldstein M.L. Anisotropy and minimum variance directions of solar wind fluctuations in the outer heliosphere // J. Geophys. Res. V. 96. P. 3779-3788. 1991.
9. Klein L., Bruno R., Bavassano B., Rosenbauer H. Anisotropy and minimum variance of magnetohydrodynamic fluctuations in the inner heliosphere // J. Geophys. Res. V. 98. P. 17,461-17,446. 1993.

10. Neugebauer M. Anisotropy and alfvénicity of hourly fluctuations in the fast polar solar wind // J. Geophys. Res. V. 109. A02101. doi:10.1029/2003JA009947. 2004.

11. Tu C.-Y., Marsch E. MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // Space Sci. Rev. V. 73. P. 1-210. 1995.