

УДК 523.62-726

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ОБЛАСТЯХ КОМПРЕССИИ ПЛАЗМЫ

© 2020 г. М. О. Рязанцева^{1, *}, Л. С. Рахманова¹, Ю. И. Ермолаев¹, И. Г. Лодкина¹,
Г. Н. Застенкер¹, Л. С. Чесалин¹

¹Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

*orearm@gmail.com

Поступила в редакцию 25.03.2020 г.

После доработки 05.05.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

Работа посвящена исследованию свойств спектров турбулентных флуктуаций солнечного ветра в областях компрессии плазмы таких как CIR — области сжатия плазмы перед высокоскоростными потоками из корональных дыр, и SHEATH — области сжатия перед межпланетными проявлениями корональных выбросов массы EJECTA и магнитными облаками MC. Рассматриваются спектры флуктуаций потока ионов как на магнитогидродинамических, так и на ионно-кинетических масштабах на основе данных спектрометра БМСВ на КА СПЕКТР-Р с высоким вплоть до 31 мс временным разрешением. Сравнение турбулентных характеристик в областях сжатия плазмы и в невозмущенном солнечном ветре проводится как на отдельном примере, так и на обширном статистическом материале. В работе показано, что характеристики турбулентного каскада на кинетическом интервале могут значительно меняться в областях компрессии плазмы, в них выявлены признаки смены основных процессов определяющих диссипацию энергии, что может быть причиной усиления нагрева в рассматриваемых областях.

DOI: 10.31857/S0023420620060096

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентность в солнечном ветре (СВ), как правило, описывается в рамках подходов развитой турбулентности для плазмы свободно распространяющейся в пространстве (см., например, обзор [1]). Предполагается, что флуктуации различных масштабов формируют каскад турбулентных флуктуаций, в котором соблюдается баланс между притоком энергии из крупномасштабных структур СВ и передачей энергии через структуры магнитогидродинамических (МГД) масштабов (так называемый инерционный интервал) с последующей диссипацией на структурах порядка и менее ионного гирорадиуса. Таким образом исследования турбулентного каскада играют первостепенную роль в понимании процессов переноса энергии и нагрева в плазме СВ [2]. В то же время, наблюдения показывают, что формирование турбулентного каскада может сдерживаться границами между различными крупномасштабными структурами в межпланетном околоземном пространстве, что приводит к отличиям спектров флуктуаций от вида, предсказанного общепринятыми теориями. Так, например, в работе [3] показано, что спектры флуктуации потока ионов солнечного ветра, соответствующие традиционным представлениям и наблюдениям флуктуаций меж-

планетного магнитного поля (ММП) (см. обзоры [1, 4]) с четко разделенной магнитогидродинамической (МГД) и кинетической областью, наблюдаются только в половине случаев. В оставшихся случаях часто наблюдаются различные особенности вблизи излома спектра (уплощение, пики, нелинейное укрупнение на кинетических масштабах). При этом, на МГД масштабах так называемый колмогоровский наклон $-5/3$ [5] может быть получен лишь в среднем на больших массивах данных [6], локально наклоны могут существенно отличаться от предсказанных в теории, что, по всей видимости, связано с неравномерным распределением флуктуаций в пространстве (перемежаемостью), не учтенным в вышеописанных теоретических подходах (см., например, обзор [7]). Наклоны спектров на кинетических масштабах также могут меняться в широком диапазоне значений, при этом предсказанное в теории кинетической альфвеновской турбулентности значение $-7/3$ [8] наблюдается сравнительно редко, в основном в медленном спокойном СВ с низким уровнем флуктуаций (например, [9, 10]). В среднем, показатели наклонов спектров плазменных и магнитных флуктуаций на кинетических масштабах, наблюдающиеся в эксперименте (например, в работах [6, 9, 11–13]), ближе к значению $-8/3$, предска-

занному в ряде работ с учетом геометрии структур в плазме [14] и нелинейного затухания Ландау [15]. Однако, в ряде случаев (например, в высокоскоростных нестационарных потоках), показатели наклона могут заметно превышать по модулю это значение [10]. Известно, что сильные изменения свойств турбулентного каскада по сравнению с предсказанными теоретически могут также наблюдаться в магнитослое — области сжатия плазмы СВ за околосолнечной ударной волной [16].

Данная работа посвящена исследованию изменений характеристик турбулентного каскада в областях сжатия плазмы в переходных областях между разноскоростными потоками СВ: в SHEATH областях перед межпланетными проявлениями корональных выбросов массы, или в так называемых CIR областях (областях взаимодействия высокоскоростного потока из корональных дыр и низкоскоростного потока из области корональных стримеров) [17]. На примере пересечения CIR области рассмотрено, как в динамике меняются параметры спектра флуктуаций потока ионов СВ при переходе из медленного невозмущенного потока, в высокоскоростной поток через промежуточную область сжатия плазмы. Также приводятся сравнительные статистических распределений спектральных характеристик в областях компрессии различного типа и в медленном невозмущенном СВ.

МЕТОДИКА АНАЛИЗА НА ПРИМЕРЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ОБЛАСТИ CIR

В работе проводится анализ частотных Фурье спектров флуктуаций потока ионов солнечного ветра по данным спектрометра БМСВ [18, 19]. Спектрометр БМСВ был установлен на борту КА *СПЕКТР-Р* в составе эксперимента *ПЛАЗМА-Ф* [20], и в течение 2011–2018 гг. почти непрерывно проводил измерения полного потока ионов с высоким временным разрешением 31 мс, а также плотности, скорости, температуры протонов и относительного содержания дважды ионизированных ионов гелия с временным разрешением 3 с. К сожалению, возможности телеметрии не позволяли провести передачу всех проведенных измерений. На момент завершения эксперимента в 2019 г. в нашей лаборатории были накоплены измерения в полном временном разрешении приблизительно для 10% покрытия по времени. Тем не менее, до сих пор наблюдения параметров плазмы с достаточным временным разрешением для исследования ионно-кинетических масштабов, были доступны на других КА лишь для отдельных событий [13, 21–25], тогда как измерения *СПЕКТР-Р* позволили собрать достаточный статистический материал для исследования свойств турбулентных каскадов на кинетических масштабах при различных условиях в СВ (например, [3, 9, 10]).

Для данной работы было отобран ряд максимально длинных (не менее 3 часов) интервалов наблюдений в СВ с полным временным разрешением, суммарной длительностью около 500 ч. Для определения динамики спектральных характеристик во времени, каждый длинный интервал делится на подинтервалы ≈ 17 мин (> 30000 точек), сдвинутые относительно друг друга на половину длины подинтервала. Длина подинтервала определялась, с одной стороны, исходя из необходимости анализа как кинетической, так и МГД области спектра, с другой стороны, требованием квазистационарности на интервале для корректного вычисления Фурье спектров. Для каждого подинтервала определялся набор параметров, характеризующих свойства турбулентного каскада: наклоны спектров на МГД и кинетических масштабах (соответствующие линейным аппроксимациям спектров на этих масштабах), частота перехода на кинетические масштабы, а также мощность спектров флуктуаций в диапазоне частот 0.02–0.08 Гц (внутри МГД масштаба), и 3–4 Гц (внутри кинетического масштаба). В случае наличия уплощения на спектрах флуктуаций между МГД и кинетическими масштабами [3, 10] спектры аппроксимировались тремя линейными функциями, соответственно с двумя частотами излома. При этом в качестве частоты характеризующей переход к кинетическим масштабам принималась вторая из них (частота излома между уплощением и кинетической областью спектра). Спектры, которые не могли быть аппроксимированы вышеуказанным образом (например, при наличии пиков на спектрах), исключались из рассмотрения. Подробное описание алгоритма вычисления спектральных характеристик приведено в работе [10].

Для анализа отдельных пролетов, а также для определения на рассматриваемых интервалах средних параметров СВ, отсутствующих в измерениях *СПЕКТР-Р* (например, параметров ММП) также использовались данные КА *WIND* в точке либрации L_1 по параметрам плазмы СВ (прибор SWE [26]) и ММП (прибор MFI [27]). Данные КА *WIND* были получены из базы данных CDAWeb (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>), и сдвинуты на время распространения плазмы между аппаратами по наилучшему совпадению временных рядов плотности и скорости протонов.

Высокое временное разрешение прибора БМСВ позволило исследовать поведение спектров флуктуаций в широком диапазоне масштабов, в том числе на ионно-кинетических масштабах. Предельные частоты, которые могут быть проанализированы по спектрам флуктуаций потока ионов, как правило, составляли 8–10 Гц, и определялись уровнем шумов усилителей прибора [19]. Однако, в ряде случаев, при аномально низких потоках плазмы, уровень шумов в области высоких частот

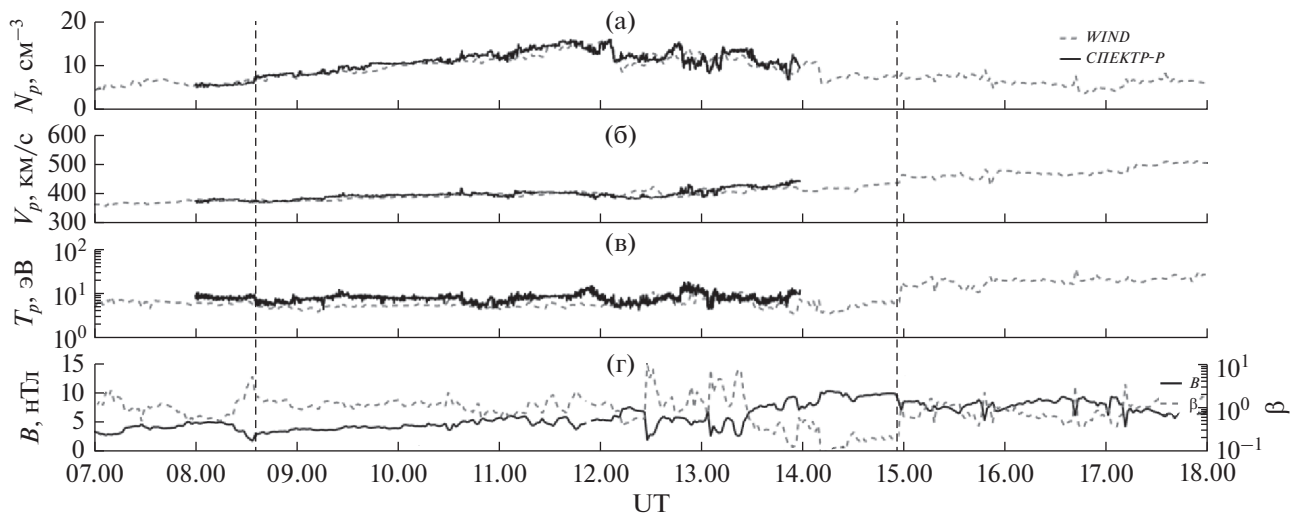


Рис. 1. Временной ход поведения параметров СВ при пересечении области CIR 18.IX.2013. Сверху вниз: плотность протонов (а), скорость протонов (б), температура протонов (в), модуль ММП и плазменный параметр β (г). На панелях (а)–(в) черная сплошная кривая – данные КА СПЕКТР-Р, серая пунктирная – КА WIND. На панели (г) черная сплошная кривая – модуль ММП, серая пунктирная – плазменный параметр β . Начало и окончание пересечения области CIR отмечены вертикальными пунктирными линиями.

возрастал, и порог рассматриваемых частот мог снижаться до значений менее 3 Гц, поэтому для каждого анализируемого интервала шумовой порог определялся автоматически, а случаи с пороговыми частотами менее 4 Гц были исключены из рассмотрения.

Для каждого рассматриваемого подинтервала также был определен тип СВ по каталогу крупномасштабных явлений в СВ <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/> [17] и выделены интервалы, где наблюдалось сжатие плазмы в результате набегания быстрого потока на медленный: переходные области SHEATH перед межпланетными проявлениями корональных выбросов массы ЕЈЕСТА и магнитными облаками МС, а также CIR области на границе медленных потоков из области корональных стримеров и быстрых потоков из области корональных дыр. При этом удалось отобрать несколько достаточно длинных интервалов, где можно проследить динамику изменения спектральных характеристик при переходе из низкоскоростного квазистационарного СВ в область компрессии плазмы перед квазистационарным или нестационарным высокоскоростным потоком.

На рис. 1 показан пример пересечения области сжатия плазмы CIR между низкоскоростным и высокоскоростным потоком СВ 18.IX.2013. На панелях (а)–(в) представлен временной ход параметров плазмы СВ по данным КА СПЕКТР-Р и WIND расположенных соответственно в $X_{СПЕКТР-Р} = 24 R_E$, $Y_{СПЕКТР-Р} = -35 R_E$, $Z_{СПЕКТР-Р} = -26 R_E$ и $X_{WIND} = 239 R_E$, $Y_{WIND} = 89 R_E$, $Z_{WIND} = 8 R_E$, данные КА WIND сдвинуты на 87 мин до наилучшего сов-

падения по параметрам плазмы. Ввиду отсутствия измерений параметров ММП на КА СПЕКТР-Р, временной ход поведения ММП и плазменного параметра β (отношение теплового давления протонов к магнитному давлению) приведены по данным КА WIND (панель д на рис. 1). Не смотря на значительное удаление КА друг от друга (~ 1.4 млн км), в том числе на значительное разнесение в направлении перпендикулярном направлению распространения СВ (~ 0.8 млн км в плоскости YZ), наблюдается хорошее соответствие измерений параметров плазмы на двух КА. Коэффициент корреляции по наблюдениям плотности протонов составляет $R \approx 0.7$, что позволяет утверждать, что на двух КА детектируется один и тот же поток плазмы, и допустимо дополнять данные КА СПЕКТР-Р, получаемые на орбите Земли данными с КА WIND в точке L_1 . Наблюдения на КА СПЕКТР-Р были доступны только в интервале 18.IX.2013 08.10–13.50 UT, тем не менее, для наглядности перехода из низкоскоростного в высокоскоростной поток на рис. 1 отображен более длительный интервал с 07.00–18.00 UT по данным КА WIND. На рис. 1 видно, что до ~ 08.35 UT спутники находились в медленном спокойном СВ, а в ~ 14.55 UT пришел высокоскоростной поток. В интервале 08.35–14.55 UT наблюдалась область сжатия плазмы в переходной области между медленным и быстрым потоком СВ: плотность протонов возросла более чем в 2 раза по сравнению со спокойным СВ, возросла температура и модуль ММП. Подобные изменения достаточно типичны для значений параметров в CIR областях [17]. Кроме того, можно

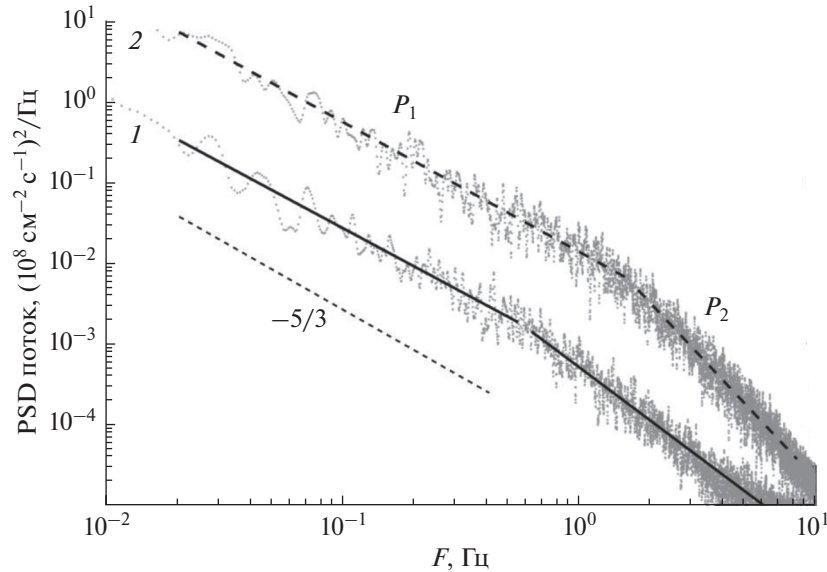


Рис. 2. Сравнение спектров флуктуаций потока ионов для интервалов (снизу вверх) в медленном СВ 18.IX.2013 08.17–08.34, линейная аппроксимация спектров показана сплошной полужирной черной линией (1), и в области CIR 18.IX.2013 10.59–11.16, линейная аппроксимация показана пунктирной полужирной черной линией (2). Величины наклонов спектров P_1 на МГД и P_2 на кинетическом масштабе приведены в тексте. Тонкой пунктирной линией показан т.н. Колмогоровский наклон спектра $-5/3$.

отметить, что в указанном интервале все параметры сильно флуктуируют, в том числе, сильно флуктуирует плазменный параметр β в широком диапазоне значений от 0.1 до 10, в среднем составляя $\beta \sim 1$.

На рис. 2 представлено сравнение спектров флуктуаций потока ионов СВ по данным КА СПЕКТР-Р вычисленных на двух подинтервалах внутри описанного выше интервала: в медленном СВ 08.17–08.34 UT (1) и в области CIR 10.59–11.16 UT (2). Оба спектра имеют классический вид, который может быть аппроксимирован двумя линейными зависимостями соответственно на МГД и кинетическом масштабах с четким изломом между ними. Подобные спектры наблюдаются в СВ в $\sim 50\%$ случаев [3], однако для рассматриваемого примера 18.IX.2013, почти во всех подинтервалах наблюдались спектры именно такой формы. Мощность спектров флуктуаций PSD (Power Spectral Density) в CIR на порядок превышает PSD в медленном СВ, что отражает рост вариабильности параметров в CIR достаточно типичный для областей сжатия плазмы (например, [28]). Параметр RSD (стандартное отклонение потока ионов нормированное на его среднее значение), также являющийся индикатором уровня флуктуаций, возрастает с 3% в медленном СВ до 11% в CIR области. Как в медленном СВ, так и в области CIR на МГД диапазоне наклоны спектров флуктуаций близки к значению $-5/3$ (т.н. колмогоровский наклон [5]) и составляют соответственно $P_1 = -1.57 \pm 0.06$ в медленном СВ, и $P_1 = -1.61 \pm 0.05$ в CIR области. На кинетических

масштабах наклон спектров для интервала в медленном СВ составляет $P_2 = -2.2 \pm 0.1$, что близко к значению $-7/3$ предсказанному в модели кинетической альфвеновской турбулентности [8], тогда как в области CIR спектры заметно укрупняются и их наклоны достигают значения $P_2 = -3.1 \pm 0.1$, что выше по модулю чем значения наклонов предсказанные теориями (см. Введение и работы [8, 14, 15]) и наблюдающиеся для флуктуации параметров плазмы и ММП поля в среднем [4, 6, 9, 11–13]. Частота излома между МГД и кинетической областью спектров для интервала в медленном СВ составляет $F_{br} = 0.6 \pm 0.1$ Гц, и более чем в два раза выше для интервала в области CIR $F_{br} = 1.6 \pm 0.1$ Гц. В теоретических моделях предполагается, что переход между МГД и кинетическими масштабами происходит либо на частоте, определяемой тепловой гирорадиусом протона $F_{\rho_i} = V_p / (2\pi r_{th})$ (V_p – направленная скорость СВ, $r_{th} = V_{th} / \omega_c$ – тепловой гирорадиус протона, V_{th} – тепловая скорость протона, $\omega_c = qB/m_p$ – циклотронная круговая частота) в связи с переходом между несжимаемыми альфвеновскими волнами и сжимаемыми кинетическими альфвеновскими волнами [8], либо на частоте, определяемой инерционной длиной протона $F_{\lambda_i} = V_p / (2\pi \lambda)$ (где V_p – скорость протонов в СВ, λ – инерционная длина протонов, $\lambda = c/\omega_p$, ω_p – плазменная частота протонов), в случае двумерной геометрии турбулентных флуктуаций [29]. В рассмотренных нами интервалах плазменный параметр $\beta \sim 1$, в связи с этим указанные выше частоты близки между собой и составляют

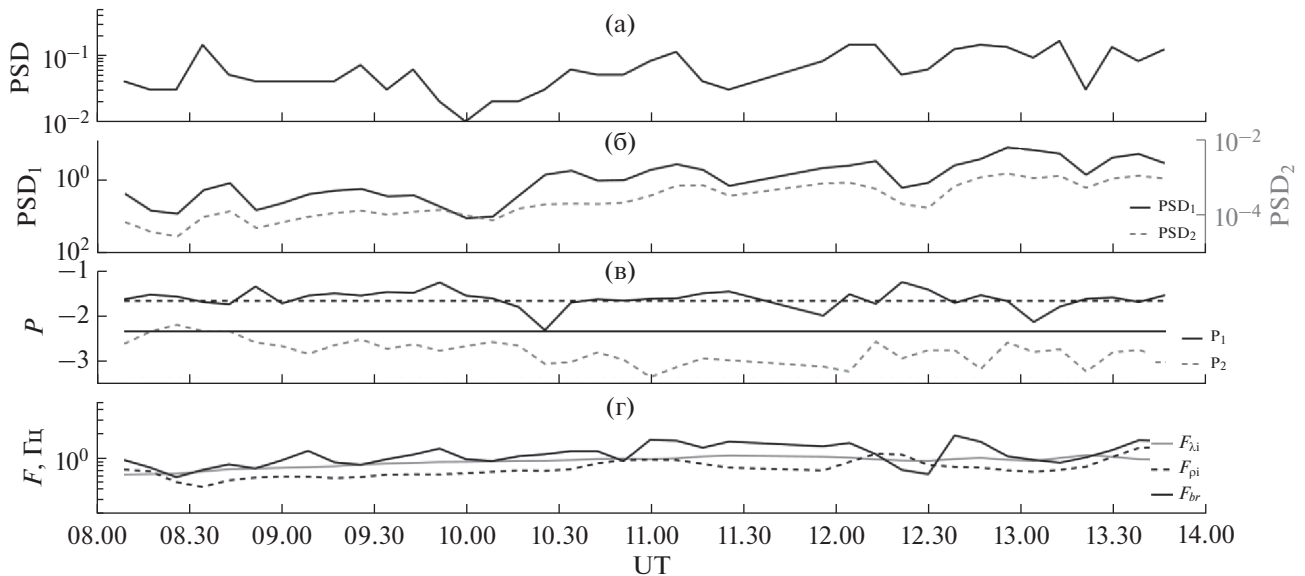


Рис. 3. Временной ход параметра RSD (а), а также параметров, характеризующих спектр флуктуаций потока ионов – мощности PSD (б), наклонов P (в) и частоты излома спектра F_{br} (г) для 18.IX.2013 08.10–13.50 UT. Индексы параметров 1 и 2 на панелях (б) и (в) соответствуют параметрам на МГД (1) и кинетических масштабах (2). Пунктирной черной прямой линией на панели (в) показан наклон $-5/3$, сплошной серой прямой линией – наклон $-7/3$, соответствующие теоретическим представлениям (см. текст). На панели (г) также приведен временной ход характеристических плазменных частот F_{pi} , F_{li} (см. текст).

$F_{pi} = 0.7$ Гц и $F_{li} = 0.6$ Гц для интервала в медленном СВ, и $F_{pi} = 1.1$ Гц и $F_{li} = 1.0$ Гц для интервала в области CIR. Таким образом в медленном СВ частота излома спектра близка к указанным выше значениям характерных частот. При переходе в CIR область частота излома спектра увеличивается в соответствии с изменением характеристических частот. Однако величина частоты излома приблизительно в 1.5 раза превышает значения F_{pi} и F_{li} .

На рис. 3 приведена динамика описанных выше спектральных параметров, вычисленных по измерениям потока ионов СВ на КА СПЕКТР-Р в интервале 18.IX.2013 ~08.10–13.50 UT. Каждая точка соответствует 17 мин интервалу, выделенному из общего интервала наблюдений. Видно, что при переходе из области медленного СВ в область CIR параметр RSD (рис. 3а), а также мощность флуктуаций (рис. 3б), как на МГД PSD_1 , так и на кинетических PSD_2 масштабах возрастает. На рис. 3в показана динамика поведения показателей наклонов спектров на МГД и кинетических масштабах соответственно P_1 и P_2 в сравнении с наклонами, предсказываемыми теоретическими моделями, описанными выше (см. Введение). Видно, что наклон на МГД масштабе в среднем близок к Колмогоровскому наклону $-5/3$ [5], как в медленном СВ, так и в CIR, однако в ряде случаев могут наблюдаться значительные отклонения от этого значения, указывающие на несоответствие наблюдаемых в эксперименте каскадов представлениям о развитой турбулентности [7]. На кинетическом масштабе наклоны соответствуют мо-

дельным представлениям только в области медленного СВ, тогда как в CIR наблюдаются значительно более высокие показатели наклона спектров по модулю (укручение спектров). На нижней панели (рис. 3г) приведена динамика частоты излома спектров между МГД и кинетическими масштабами F_{br} . Для сравнения на той же панели показано изменение характерных плазменных частот F_{pi} , F_{li} (см. текст выше). Можно видеть, что вследствие того, что на указанном интервале плазменный параметр β близок к единице (рис. 1) частоты F_{pi} , F_{li} близки между собой и имеют тот же порядок, что и F_{br} , при этом сложно выделить какую-то одну характерную частоту определяющую положение излома на спектре. Также можно отметить, что гирочастота $f_c = q_p B / (2\pi m_p)$, с которой в некоторых работах связывают переход от МГД к кинетическим масштабам в связи с циклотронным затуханием альфвеновских волн [1, 4], в среднем на порядок меньше частоты излома спектров флуктуаций потока ионов, наблюдаемых в эксперименте, поэтому мы ее здесь не приводим.

СРАВНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ФЛУКТУАЦИЙ ПОТОКА ИОНОВ В ОБЛАСТЯХ КОМПРЕССИИ ПЛАЗМЫ И В СПОКОЙНОМ СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Выше мы описали динамику изменения основных характеристик спектров турбулентных

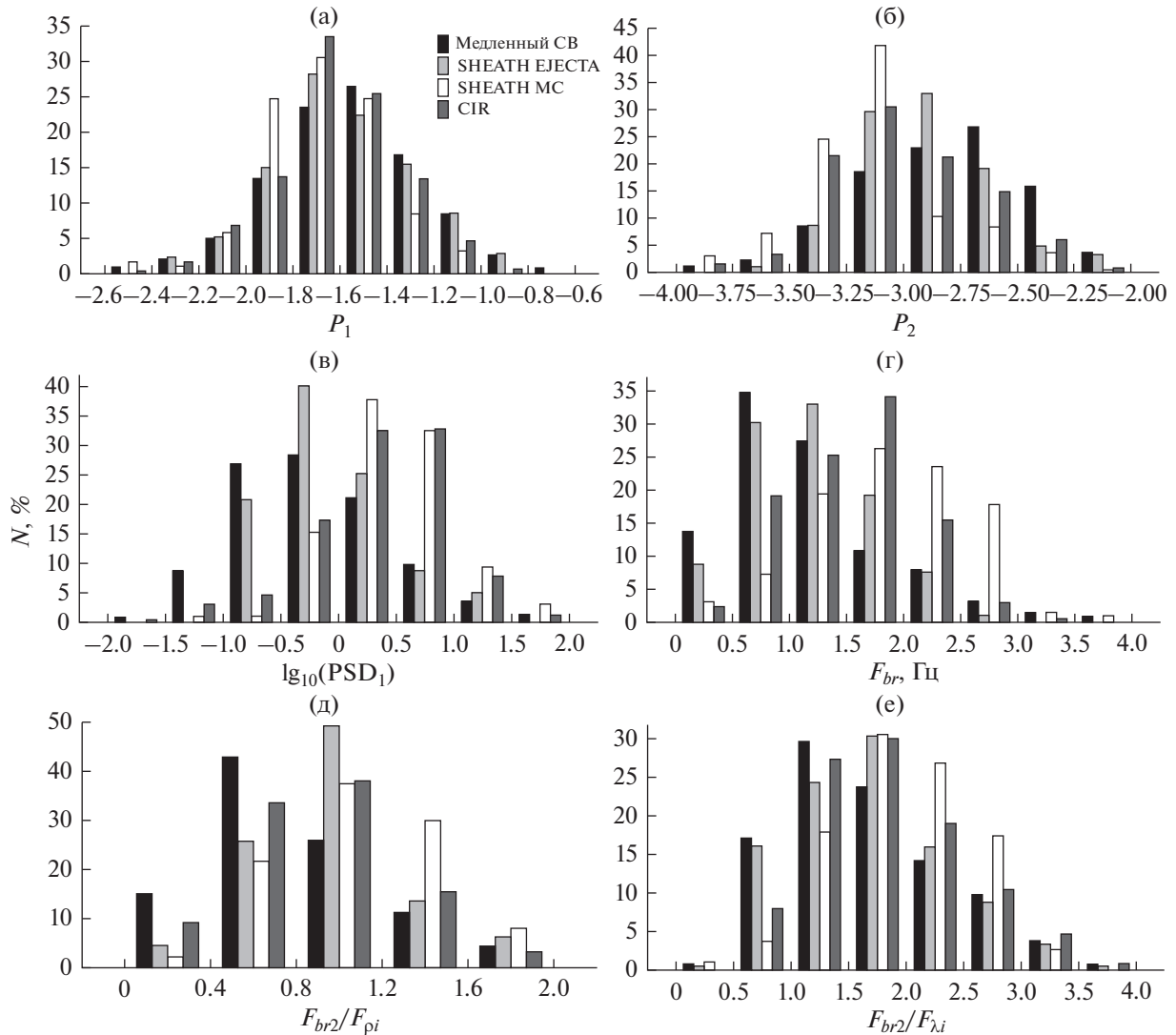


Рис. 4. Статистические распределения характеристик спектров флуктуаций потока ионов: наклон спектра на МГД масштабах P_1 (а), наклон спектра на кинетических масштабах P_2 (б), десятичный логарифм спектральной мощности на МГД масштабах PSD_1 (в), частота излома спектра к характеристической частоте, определяемой тепловым гирорадиусом протона $F_{\rho i}$ (д) и к характеристической частоте, определяемой инерционной длиной протона F_{λ_i} (е). Распределения представлены для интервалов в медленном СВ (черные бины), в SHEATH EJESTA (светло-серые бины), в SHEATH MC (белые бины) и в CIR (темно-серые бины).

флуктуаций на примере перехода из медленного солнечного ветра в область сжатия плазмы CIR. Ниже будет проведено статистическое сравнение аналогичных характеристик спектров флуктуаций потока ионов по данным КА СПЕКТР-Р для интервалов отобранных в областях сжатия плазмы SHEATH EJESTA, SHEATH MC, CIR а также в медленных квазистационарных потоках СВ (отбор интервалов описан в предыдущем разделе). На рис. 4 представлено сравнение статистических распределений ряда спектральных параметров, а в табл. 1 приведены медианные значения параметров приведенных на рис. 4, а также ряда до-

полнительных параметров. В табл. 1 представлены: показатели наклонов спектров на МГД и кинетических масштабах P_1 и P_2 , значения мощности спектров флуктуаций на тех же масштабах (как абсолютные, так и нормированные на величину потока), значения параметра RSD, частота излома спектра между МГД и кинетическими масштабами F_{br} , отношения частоты излома к частотам определяемыми тепловым гирорадиусом протона $F_{\rho i}$ и инерционной длиной протона F_{λ_i} . Кроме того, в таблице приведено количество отобранных интервалов для каждого из рассмотренных типов СВ, а также медианные значения параметров СВ

Таблица 1. Медианные значения спектральных характеристик, а также параметров плазмы и ММП для различных типов СВ: медленного СВ, области SHEATH перед EJECTA, SHEATH перед MC и CIR

Тип течения СВ	N , шт.	$ P_1 $	$ P_2 $	PSD_1 , $10^{16} \text{ см}^{-4} \text{ с}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$	PSD_1 норм., 10^{-2}	PSD_2 , $10^{12} \text{ см}^{-4} \text{ с}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$	PSD_2 норм., 10^{-5}	RSD, %	F_{br} , Гц	F_{br}/F_{pl}	F_{br}/F_{id}	V_p , км/с	N_p , см^{-3}	F_{ion} , $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	T_p , эВ	$ B_p $, нТл	β	
Медленный СВ	1051	1.56	2.79	0.54	4.0	1.8	1.6	5	1.0	0.72	1.24	355	11.1	4.1	4.9	6.5	0.54	
SHEATH	182	1.6	2.9	0.6	4.9	2.6	2.4	5	1.2	0.96	1.35	409	9.5	4.1	8.2	6.9	0.79	
EJECTA																		
SHEATH MC	191	1.68	3.17	2.9	7.4	11.6	3.6	7	1.9	1.07	1.53	477	14.1	6.9	9.5	10.0	0.76	
CIR	329	1.63	3.08	2.5	6.3	9.4	2.5	7	1.6	0.86	1.38	350	17.8	6.5	6.6	10.7	0.51	

и ММП в каждой отобранной группе интервалов (плотность, скорость, температура протонов, модуль ММП и плазменный параметр β). В таблице приводятся медианные, а не средние значения, так как часть из рассматриваемых распределений имеют асимметричную форму (рис. 4).

На рис. 4а приведено сравнение распределений для показателей наклона спектра на МГД масштабах P_1 . Видно, что максимумы распределений для областей компрессии плазмы SHEATH EJECTA, SHEATH MC и CIR лежат в диапазоне -1.6 – -1.8 , а их медианные значения составляют от -1.6 до -1.68 (см. табл. 1), что в среднем соответствует классическому спектру флуктуаций перпендикулярных направлению магнитного поля на МГД масштабах с наклоном $-5/3$ [5]. Тогда как для медленного спокойного течения СВ максимум распределения и медианное значение смещены в сторону более плоских спектров флуктуаций с наклонами ближе к показателям наклона $\sim -3/2$, соответствующими модели изотропной турбулентности Ирошниковой–Кречнана [30, 31] и как правило наблюдающимися для флуктуаций скорости [32]. Однако большой разброс значений наклонов не позволяет сделать однозначных выводов. На рис. 4б приведены распределения для показателей наклона спектра на кинетических масштабах P_2 . Для медленного СВ максимум распределения лежит в диапазоне -2.5 до -2.75 , а медианное значение составляет ~ -2.8 , что близко статистическим результатам полученным ранее как для спектров флуктуаций плазменных параметров, так и для спектров флуктуаций ММП (см., например, обзор [4]), и также соответствует наклону $-8/3$ предсказанному в теоретических моделях [14, 15]. В распределении наблюдается также $>15\%$ случаев в диапазоне наклонов -2.25 до -2.5 , соответствующих наклону $-7/3$ предсказанному в модели [8]. Один из таких случаев наблюдения в спокойном СВ был представлен выше в предыдущем разделе. При этом для областей сжатия плазмы распределения и медианные значения

смещены в область более крутых спектров флуктуаций с наклонами по модулю близких к 3, или даже более 3 для областей SHEATH MC и CIR. Для области SHEATH EJECTA распределение показателей наклонов занимает промежуточное значение (медианное значение = -2.9). В работах [33] большая степень укрупнения спектров флуктуаций модуля ММП связывалась с высокоскоростными потоками. Однако, в работе [10] было показано, что это типично только для высокоскоростных нестационарных потоков, ассоциированных с магнитными облаками и SHEATH областями перед ними, тогда как в высокоскоростных потоках из корональных дыр показатели наклона близки к соответствующим значениям в низкоскоростном СВ. В работе [34] было также показано, что для нестационарных областей типа SHEATH и CIR кинетический интервал спектра часто не может быть аппроксимирован линейной функцией – наблюдается возрастание показателя наклона спектра по модулю при увеличении частоты, тогда как в высокоскоростных квазистационарных потоках наблюдается линейное падение спектра на кинетических масштабах. В работе [35] было показано аналогичное укрупнение за фронтами межпланетных ударных волн, которое авторы связывали с увеличением темпа диссипации в этих областях.

Аналогичное соотношение распределений можно видеть и для мощности спектров флуктуаций на МГД масштабах PSD_1 (рис. 4в). Мощность спектров флуктуаций на кинетических масштабах PSD_2 не представлена на рис. 4, однако вид его распределения очень близок к аналогичному распределению в МГД диапазоне, и отличается только на его абсолютную величину (см. табл. 1). Ранее в работе [33] отмечалось, что более крутые наклоны спектров флуктуаций ММП, как правило, наблюдаются при наибольшей мощности спектров флуктуаций. В работе [35] также было показано, что укрупнение спектров флуктуаций часто наблюдается за фронтами межпланетных

ударных волн, где спектральная мощность всегда возрастает. По всей видимости, укрупнение спектров флуктуаций в областях сжатия плазмы также является следствием увеличения в них мощности флуктуаций. При этом можно предположить, что повышение мощности флуктуаций потока ионов СВ связано с повышением самой величины потока F_{ion} , как правило, наблюдаемой в областях компрессии в целом (см. табл. 1). В связи с этим была проведена нормировка мощности флуктуаций на величину потока в соответствующих интервалах, и выявлено, что для нормированных мощностей флуктуаций ситуация принципиально не меняется — во всех типах областей сжатия плазмы наблюдаются большие чем в медленном СВ значения мощности спектров, при этом максимальные значения наблюдаются для SHEATH MC и CIR, тогда как для SHEATH EJECTA наблюдаются промежуточные значения, как и в случае с наклонами спектров на кинетических масштабах (см. табл. 1). Отличия от остальных рассмотренных нами областей сжатия плазмы, наблюдаемые в областях SHEATH EJECTA, можно объяснить, по видимому, недостаточной компрессией плазмы в интервалах отобранных нами для этого типа течения: плотность протонов была значительно меньше, чем для областей SHEATH MC и CIR, и даже меньше чем в отобранных нами интервалах медленного течения СВ. Расширение статистического материала в последующих работах, вероятно, позволит выявить в SHEATH EJECTA закономерности аналогичные закономерностям наблюдаемым в SHEATH MC и CIR.

Распределения представленные на рис. 4г и табл. 1 показывают, что частота излома спектра F_{br} также заметно возрастает для всех областей сжатия плазмы, меняясь от $F_{br} \sim 1$ Гц для медленного течения СВ и достигая максимальных величин $F_{br} \sim 2$ Гц для области SHEATH MC. В работах [9, 36, 37] отмечалось, что часто бывает сложно определить, какой характерной частотой определяется излом на спектрах флуктуаций. На рис. 4д и 4е и в табл. 1 приведены статистические распределения отношения частоты излома к характерным частотам $F_{\rho i}$ и $F_{\lambda i}$ соответственно (см. определение частот в выше). Видно, что для всех областей компрессии плазмы распределение $F_{br}/F_{\rho i}$ имеет четкий максимум в окрестности единицы (рис. 4д), т.е. для этого типа течения масштаб теплового гирорадиуса протона является ключевым в формировании излома на спектре. Ранее в работе [9] было показано, что в среднем на статистике частота F_{br} хорошо коррелирует с $F_{\rho i}$. Однако на рис. 4д видно, что для спокойного медленного течения СВ отношение $F_{br}/F_{\rho i}$ значительно ниже и его медиана составляет ~ 0.7 . При этом, частота излома спектра F_{br} в большинстве всех анализируемых спектров выше чем частота, свя-

занная с инерционной длиной протона $F_{\lambda i}$ (рис. 4е), а максимум распределения отношения $F_{br}/F_{\lambda i}$ в окрестности единицы, указывающий на связь F_{br} с $F_{\lambda i}$ в ряде случаев наблюдается только для медленных потоков СВ. Тем не менее, распределения имеют существенно асимметричный вид и для медленных потоков медиана отношения также как и для других типов потока больше 1: $F_{br}/F_{\lambda i} \approx 1.2$. Т.е. для медленного спокойного течения СВ нельзя установить однозначного соответствия частоты излома F_{br} частоте $F_{\lambda i}$. Таким образом, можно сделать вывод, что для областей компрессии плазмы наибольшее влияние на формирование излома спектра флуктуаций оказывают процессы, связанные с тепловым гирорадиусом протона, как было предсказано в теории кинетической альф-веновской турбулентности [8]. При этом следует также отметить, что в ряде случаев, преимущественно в медленном солнечном ветре, излом спектра может определяться в большей степени инерционной длиной протона и формироваться в результате взаимодействия двумерных структур, составляющих каскад флуктуаций [38]. В ряде работ [37, 39] обсуждалось также, что преимущественное влияние того или другого масштаба на положение излома спектра флуктуаций определяется величиной плазменного параметра β , однако мы не обнаружили подобной зависимости, так как параметр β для всех рассматриваемых нами типов СВ имеет близкие значения $\sim 0.5-0.8$ (см. табл. 1).

В результате приведенного выше статистического анализа можно сделать вывод, что отличия турбулентного каскада на кинетических масштабах наблюдающиеся в областях компрессии плазмы по сравнению со спокойным СВ, по всей видимости, связаны с преобладанием разных режимов диссипации в потоках различного типа.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе анализируется динамика изменения характеристик спектров флуктуаций потока ионов при переходе из спокойного СВ в область компрессии плазмы на примере пересечения области CIR по данным КА СПЕКТР-Р. Также проведено статистическое сравнение исследуемых спектральных параметров в областях сжатия плазмы различного типа с аналогичными характеристиками в медленном невозмущенном СВ. Показано, что области сжатия плазмы в СВ, как правило, могут быть охарактеризованы более мощными спектрами флуктуаций на всем диапазоне частот, при этом наблюдается более быстрый спад спектра на кинетическом масштабе по сравнению с невозмущенным СВ, и, таким образом, наклон спектра по модулю значительно превышает значения $-7/3$ и $-8/3$, предсказанные

теориями [8, 14, 15]. Ранее в работе [39] была обнаружена корреляция между укрупнением спектров флуктуации ММП на кинетических масштабах и температурой протонов, и сделано предположение, что более быстрый спад спектров приводит к более высокой скорости нагрева плазмы. На МГД масштабах наклоны спектров в областях компрессии мало отличаются от аналогичных наклонов спектров флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля, анализируемых по данным других экспериментов (см. обзор [1]) и грубо соответствуют колмогоровскому подходу для описания развитой турбулентности [5].

Также показано, что в областях компрессии плазмы излом спектров флуктуации при переходе от МГД к кинетическим масштабам происходит на более высоких частотах, чем в низкоскоростном спокойном солнечном ветре. Для каждого анализируемого интервала проведено сравнение частоты излома спектра флуктуаций потока ионов с характерными плазменными частотами. Показано, что для областей компрессии плазмы в большинстве случаев излом спектра флуктуаций потока ионов наблюдается на частотах определяемых гирорадиусом протона F_{pi} , тогда как в спокойном солнечном ветре частота излома в среднем заметно ниже вышеуказанных частот. При этом, отмечено, что в значительном числе интервалов в спокойном солнечном ветре наблюдается хорошее соответствие частоте определяемой инерционной длины протона F_{λ_i} , однако в результате широкого статистического разброса в среднем частота излома в 1.2 раза превышает F_{λ_i} , и нельзя установить однозначное соответствие какой либо одной характеристической плазменной частоте, как в случае областей компрессии плазмы. Ранее отмечалось, что в СВ частота излома спектров плазменных флуктуаций в среднем лучше согласуется с F_{pi} [9], при этом соответствие той или другой характеристической частоте зависит от плазменного параметра β [37, 39]. Однако нам не удалось выделить эту зависимость, тогда как зависимость от типа ветра прослеживается достаточно четко.

Таким образом, можно заключить, что в областях компрессии плазмы наблюдается смена режимов диссипации, а также усиление диссипации, которое приводит к укрупнению спектра флуктуаций на кинетических масштабах. Можно предположить, что эти процессы также вносят вклад в более активный нагрев плазмы, как правило, характерный для областей на границе разноразностных потоков.

Авторы благодарны своим коллегам в ИКИ РАН, в НПО им. С.А. Лавочкина и в Карловом Университете (Прага, Чехия) за помощь в разработке, отладке, калибровке, полетном контроле, а также за сбор, передачу и первичную обработку

научной информации. Работа авторов поддержана грантом РФФИ 16-12-10062.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bruno R., Carbone V.* The solar wind as a turbulence laboratory // *Living Reviews in Solar Physics*. 2013. V.10. № 2. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2>
2. *Matthaeus W.H., Velli M.* Who Needs Turbulence? // *Space Science Reviews*. 2011. V. 160. P. 145–168. <https://doi.org/10.1007%2Fs11214-011-9793-9>
3. *Riazantseva M.O., Budaev V.P., Rakhmanova L.S. et al.* Variety of shapes of solar wind ion flux spectra: Spectral measurements // *J. Plasma Physics*. 2017. V. 83. № 4. P.705830401. <https://doi.org/10.1017/S0022377817000502>
4. *Alexandrova O., Chen C.H.K., Sorisso-Valvo L. et al.* Solar wind turbulence and the role of ion instabilities // *Space Science Reviews*. 2013. V. 178. P. 101–139. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-0004-8>
5. *Goldreich P., Sridhar S.* Toward a theory of interstellar turbulence. 2: Strong alfvénic turbulence // *Astrophysical J.* 1995. V. 438. P.763. <https://doi.org/10.1086/175121>
6. *Riazantseva M.O., Budaev V.P., Zelenyi L.M. et al.* Dynamic properties of small scale solar wind plasma fluctuations // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. A. 2015. V. 373. P. 20140146. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0146>
7. *Budaev V.P., Zelenyi L.M., Savin S.P.* Generalized self-similarity of intermittent plasma turbulence in space and laboratory plasmas // *J. Plasma Physics*. 2015. V. 81. P. 395810602. <https://doi.org/10.1017/S0022377815001099>
8. *Schekochihin A.A., Cowley S.C., Dorland W. et al.* Astrophysical gyrokinetics: kinetic and fluid turbulent cascades in magnetized weakly collisional plasmas // *Astrophysical J. Supplement Series*. 2009. V. 182. P. 310–377. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/310>
9. *Safrankova J., Nemecek Z., Nemecek F. et al.* Solar wind density spectra around the ion spectral break // *Astrophysical J.* 2015. V. 803. P. 107. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/803/2/107>
10. *Рязанцева М.О., Рахманова Л.С., Застенкер Г.Н. и др.* Мелкомасштабные флуктуации плазмы солнечного ветра в быстрых и медленных потоках // *Космич. исслед.* 2019. Т. 57. № 6. С. 451–460. (*Cosmic Research*. P. 434–442.) <https://doi.org/10.1134/S0010952519060078>
11. *Smith C.W., Hamilton K., Vasquez B.J., Leamon R.J.* Dependence of the Dissipation Range Spectrum of Interplanetary Magnetic Fluctuations on the Rate of Energy Cascade // *Astrophysical J.* 2006. V. 645(1). P. 85–88. <https://doi.org/10.1086/506151>
12. *Alexandrova O., Saur J., Lacombe C. et al.* Universality of solar-wind turbulent spectrum from MHD to electron scales // *Physical Review Letters*. 2009. V. 103. P. 165003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.165003>

13. *Chen C.H.K., Salem C.S., Bonnel J.W. et al.* Density fluctuation spectrum on solar wind turbulence between ion and electron scales // *Physical Review Letters*. 2012. V. 109. P. 035001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.035001>
14. *Boldyrev S., Perez J.C.* Spectrum of kinetic-Alfvén turbulence // *Astrophysical J.* 2012. V. 758. P. 44. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/758/2/L44>
15. *Howes G.G., Cowley S.C., Dorland W. et al.* A model of turbulence in magnetized plasmas: implications for the dissipation range in the solar wind // *J. Geophysical Research*. 2008. V. 113 (A12). P. 5103. <https://doi.org/10.1029/2007JA012665>
16. *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Verigin M.* Kinetic-scale ion flux fluctuations behind the quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shock // *J. Geophysical Research. Space Physics*. 2018. V. 123. P. 5300–5314. <https://doi.org/10.1029/2018JA025179>
17. *Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю.* Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 // *Космич. Исслед.* 2009. Т. 47 № 2. С. 99–113. (Cosmic Research. P. 81–94.) <https://doi.org/10.1134/S0010952509020014>
18. *Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др.* Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // *Космич. исслед.* 2013. Т. 51. № 2. С. 88–99. (Cosmic Research. P. 78–89.) <https://doi.org/10.1134/S0010952515010098>
19. *Safrankova J., Nemecek Z., Prech L., Zastenker G. et al.* Fast solar wind monitor (BMSW): description and first results // *Space Science Reviews*. 2013. V. 175(1–4). P. 165–182. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4>
20. *Зеленый Л.М., Застенкер Г.Н., Петрукович А.А. и др.* Эксперимент ПЛАЗМА-Ф на спутнике “Спектр-Р” // *Космич. исслед.* 2013. Т. 51. № 2. С. 83–87. (Cosmic Research. P. 73–79.) <https://doi.org/10.1134%2FS0010952513020093>
21. *Unti T.W.J., Neugebauer M., Goldstein B.E.* Direct measurements of solar-wind fluctuations between 0.0048 and 13.3 Hz // *Astrophysical J.* 1973. V. 180, P. 591–598. <https://doi.org/10.1086/151987>
22. *Celnikier L.M., Muschietti L., Goldman M.V.* Aspects of interplanetary plasma turbulence // *Astronomy and Astrophysics*. 1987. V. 181. № 1. P. 138–154.
23. *Smirnov V.N., Vaisberg O.L.* Further analysis of non-linear density fluctuations in the foot of quasi-perpendicular shock // *Advances in Space Research*. 1995. V. 15. № 8/9. P. 297. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00109-E](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00109-E)
24. *Kellogg P.J., Horbury T.S.* Rapid density fluctuations in the solar wind // *Annales Geophysicae*. 2005. V. 23. № 12. P. 3765–3773. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-3765-2005>
25. *Bandyopadhyay R., Chasapis A., Chhiber R. et al.* Solar Wind Turbulence Studies Using MMS Fast Plasma Investigation Data // *Astrophysical J.* 2018. V. 866. № 2. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aade93>
26. *Ogilvie K., Chornay D., Fritzenreiter R.* SWE, a comprehensive plasma instrument for the wind spacecraft // *Space Science Reviews*. 1995. V. 71. № 1–4. P. 55–77. <https://doi.org/10.1007/BF00751326>
27. *Lepping R.P., Acuna M.H., Burlaga L.F. et al.* The WIND magnetic field investigation // *Space Science Reviews*. 1995. V. 71. P. 207. <https://doi.org/10.1007/BF00751330>
28. *Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Николаева Н.С., Ермолаев М.Ю.* Статистическое исследование влияния межпланетных условия на геомагнитные бури. 2. Вариации параметров // *Космич. исслед.* 2011. Т. 49. № 1. С. 24–37. (Cosmic Research. P. 21–34.) <https://doi.org/10.1134/S0010952511010035>
29. *Leamon R.J., Matthaeus W.H., Smith C.W. et al.* MHD-driven Kinetic Dissipation in the Solar Wind and Corona // *Astrophysical J.* 2000. V. 537. № 2. P. 1054–1062. <https://doi.org/10.1086/309059>
30. *Ирошников П.С.* Турбулентность в потоке проводящей жидкости в сильном магнитном поле // *Астрономический журнал*. 1963. V. 40. P. 742. (Sov. Astron. 1964. V. 7 P. 566.)
31. *Kraichnan R.H.* Inertial-range spectrum of hydromagnetic turbulence // *Physics of Fluids*. 1965. V. 8. P. 1385. <https://doi.org/10.1063/1.1761412>
32. *Borovsky J.* The velocity and magnetic field fluctuations of the solar wind at 1 AU: statistical analysis of Fourier spectra and correlations with plasma properties // *J. Geophysical Research*. 2012. V. 117. P. A05104. <https://doi.org/10.1029/2011JA017499>
33. *Bruno R., Trenchi L., Telloni D.* Spectral Slope Variation at Proton Scales from Fast to Slow Solar Wind // *Astrophysical J. Letters*. 2014. V. 793. № 1. P. L15. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/793/1/L15>
34. *Рязанцева М.О., Рахманова Л.С., Застенкер Г.Н. и др.* Особенности спектральных характеристик плазменных флуктуаций в различных крупномасштабных потоках солнечного ветра // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2019. Т. 59. № 2. С. 139–147. <https://doi.org/10.1134/S0016793219020117>
35. *Pitna A., Safrankova J., Nemecek Z. et al.* Density fluctuations upstream and downstream of interplanetary shocks // *Astrophysical J.* 2016. V. 819. P. 41. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/819/1/41>
36. *Markovskii S.A., Vasquez B.J., Smith C.W.* Statistical Analysis of the High-Frequency Spectral Break of the Solar Wind Turbulence at 1 AU // *Astrophysical J.* 2008. V. 675. № 2. P. 1576–1583. <https://doi.org/10.1086/527431>
37. *Safrankova J., Nemecek Z., Nemecek F. et al.* Power spectral density of fluctuations of bulk and thermal speeds in the solar wind // *Astrophysical J.* 2016. V. 825. № 2. P. 121. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/2/121>
38. *Leamon R.J., Smith C.W., Ness N.F. et al.* Observational constraints on the dynamics of the interplanetary magnetic field dissipation range // *J. Geophysical Research*. 1998. V. 103. № A3. P. 4775–4787. <https://doi.org/10.1029/97JA03394>
39. *Chen C.H.K., Leung L., Boldyrev S. et al.* Ion-scale spectral break of solar wind turbulence at high and low beta // *Geophysical Research Letters*. 2014. V. 41. P. 8081–8088. <https://doi.org/10.1002/2014GL062009>