

РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЗА ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ПЕРИОДЫ СПОКОЙНОГО И ВОЗМУЩЕННОГО СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

TURBULENCE DEVELOPMENT BEHIND THE BOW SHOCK DURING DISTURBED AND UNDISTURBED SOLAR WIND

Л.С. Рахманова*Институт космических исследований РАН,
Москва, Россия, rakhnud@gmail.com***А.А. Хохлячев***Институт космических исследований РАН,
Москва, Россия, aleks.xaa@yandex.ru***М.О. Рязанцева***Институт космических исследований РАН,
Москва, Россия, oream@gmail.com***Ю.И. Ермолаев***Институт космических исследований РАН,
Москва, Россия, yermol@cosmos.ru***Г.Н. Застенкер***Институт космических исследований РАН,
Москва, Россия, gzastenk@iki.rssi.ru***L.S. Rakhmanova***Space Research Institute RAS,
Moscow, Russia, rakhnud@gmail.com***A.A. Khokhlachev***Space Research Institute RAS,
Moscow, Russia, aleks.xaa@yandex.ru***M.O. Riazantseva***Space Research Institute RAS,
Moscow, Russia, oream@gmail.com***Yu.I. Yermolaev***Space Research Institute RAS,
Moscow, Russia, yermol@cosmos.ru***G.N. Zastenker***Space Research Institute RAS,
Moscow, Russia, gzastenk@iki.rssi.ru*

Аннотация. Магнитослой, являясь переходной областью между солнечным ветром и магнитосферой, может вносить вклад в степень геоэффективности различных крупномасштабных явлений в межпланетной среде. В настоящей работе на основе статистического анализа характеристик турбулентности плазмы в магнитослое на разной удаленности от головной ударной волны рассматривается динамика спектра турбулентных флуктуаций при стационарном течении солнечного ветра и при взаимодействии с магнитосферой коронального выброса массы и области коротящего взаимодействия. Показано, что при пересечении головной ударной волны для всех типов солнечного ветра происходит изменение свойств спектров и при дальнейшем распространении плазмы к флангам магнитослоя характеристики турбулентности, как правило, восстанавливаются. Однако в периоды корональных выбросов массы в развитии турбулентного каскада наблюдаются особенности. Кроме того, для событий, относящихся к возмущенному солнечному ветру, имеется связь между характеристиками турбулентности на субионных масштабах и параметрами окружающей космической среды, такими как плазменный параметр β , угол θ_{BN} между нормалью к ударной волне и вектором межпланетного магнитного поля, скорость плазмы солнечного ветра, а также расстояние до границ магнитослоя.

Ключевые слова: солнечный ветер, магнитослой, турбулентность, космическая плазма.

Abstract. Magnetosheath is a transition layer between the solar wind and the magnetosphere and may contribute to the geoeffectiveness of various large-scale interplanetary phenomena. In this paper, we examine the dynamics of the turbulent fluctuation spectra behind the bow shock during undisturbed solar wind and when interplanetary coronal mass ejections and corotation interaction regions interact with the magnetosphere. The study is based on statistical analysis of the turbulence features inside the magnetosheath at different distances from the bow shock. We demonstrate that the turbulence features change when plasma crosses the bow shock for the solar wind of all types and they usually recover when plasma moves away from the bow shock. However, peculiarities in the turbulence development occur during interplanetary coronal mass ejections. Moreover, during disturbed solar wind there are relations between the turbulence features at the sub-ion scales and background plasma parameters such as plasma parameter β , the angle θ_{BN} between the interplanetary magnetic field and the local bow shock normal, solar wind bulk velocity, and the distance to the magnetosheath boundaries.

Keywords: solar wind, magnetosheath, turbulence, space plasma.

ВВЕДЕНИЕ

Геоэффективность крупномасштабных явлений, таких как межпланетные проявления корональных выбросов массы (ICME — interplanetary coronal mass

ejection), областей сжатия перед ними (sheath), а также областей коротящего взаимодействия (CIR) неоднократно демонстрировалась на основе экспериментальных статистических исследований [Yermo-

laev et al., 2015]. Ряд исследований отмечает особую роль областей сжатия (sheath, CIR) в отклике магнитосферы и ионосферы [Yermolaev et al., 2015; Бархатов и др., 2019, 2021]. Однако плазма солнечного ветра (СВ) и межпланетное магнитное поле (ММП) не воздействуют на магнитосферу напрямую, а проходят сначала через головную (околоземную) ударную волну (ОЗУВ) и переходную область за ней — магнитослой (МСЛ). Экспериментальные данные показывают, что высокий уровень вариаций всех параметров в МСЛ, источником которого являются усиленная волновая активность [Schwartz, 1996; Lacombe, Belmont, 1995] и возникновение мелкомасштабных процессов, может приводить к существенной модификации плазменных и магнитных структур СВ [Rakhmanova et al., 2016]. Такое влияние МСЛ может быть важным для анализа солнечно-земных связей при том, что экспериментальные исследования особенностей развития турбулентных флуктуаций в МСЛ при различных явлениях в СВ проводились достаточно редко (см. обзор [Rakhmanova et al., 2023]).

Совокупность процессов в плазме, протекающих в широком диапазоне масштабов, можно рассматривать в виде каскада турбулентных флуктуаций, т. е. распределения мощности флуктуаций по масштабам. Анализ вида спектра турбулентных флуктуаций позволяет исследовать особенности развития турбулентного каскада, в том числе плазменных процессов на различных масштабах, и сравнивать их в различных условиях. В плазме СВ и МСЛ спектр турбулентных флуктуаций является, как правило, степенным между характерными плазменными масштабами, на которых происходит излом спектра, причем каждая область спектра характеризуется отдельным показателем степени. Подробное описание вида и физическое обоснование процессов, происходящих на каждом из диапазонов масштабов, можно найти в обзорах [Schekochihin et al., 2009; Kiyani et al., 2015]. На данный момент считается, что на масштабах более $\sim 10^6$ км, которые сопоставимы с межпланетными явлениями типа ICME или процессами на Солнце, происходит накачка энергии в систему и, согласно экспериментальным данным, спектр характеризуется показателем степени (наклоном) -1 . На масштабах меньше гирорадиуса и/или инерционной длины протона (так называемые кинетические масштабы) энергия системы начинает передаваться частицам и переходить в тепло и спектр характеризуется наклоном от -2.9 до -2.33 согласно различным теоретическим предсказаниям и экспериментальным описаниям. В космической плазме указанные диапазоны масштабов (накачки энергии и ее диссипации) различаются на несколько порядков и между ними формируется так называемая инерционная область каскада, на которой энергия системы передается от более крупных масштабов к малым по универсальному закону, не зависящему от источника энергии и способов ее диссипации. Эта область масштабов, называемая также магнитогидродинамическими (МГД) масштабами, характеризуется спектрами с показателем $-5/3$ (так называемый колмого-

ровский спектр). Спектры с такими показателями часто наблюдаются в спокойных условиях в плазме для флуктуаций магнитного поля [Borovsky, 2012], а также для флуктуаций потока ионов/плотности плазмы [Chen et al., 2013; Riazantseva et al., 2015]. В приближении изотропности флуктуаций спектры турбулентности в замагниченной плазме были описаны в работах [Ирошников, 1963; Kraichnan, 1965], в которых на МГД-масштабах спектр имеет вид $k^{-3/2}$, что находит подтверждение в ряде экспериментальных данных [Borovsky, 2012]. Однако предположение об изотропности плазмы не находит экспериментальных подтверждений в большинстве ситуаций в СВ. Учет анизотропии [Goldreich, Spridar, 1995] позволил описать скейлинг, наиболее часто наблюдаемый в эксперименте, однако в этой работе предполагается несжимаемость плазмы, что также не полностью соответствует измерениям.

В последние годы ряд экспериментальных исследований показал, что каскад флуктуаций может продолжаться и до электронных масштабов. При этом предполагается, что между ионными и электронными масштабами формируется мелкомасштабная (электронная) инерционная область каскада и диссипация происходит на электронных масштабах (см. работы [Alexandrova et al., 2009; Huang et al., 2014; Stawarz et al., 2019] и обсуждение в [Alexandrova et al., 2013]). К настоящему моменту каскад флуктуаций на электронных масштабах изучался сравнительно редко в связи с недостатком имеющихся экспериментальных данных об околоземной плазме с соответствующим временным разрешением и низким уровнем шума. В СВ турбулентность широко изучалась на протяжении нескольких десятилетий (см. обзоры [Bruno, Carbone, 2013; Alexandrova et al., 2013]).

Особенности развития турбулентности за ОЗУВ отмечались достаточно давно, в том числе по данным экспериментов по радиопросвечиванию возмущенной подсолнечной области МСЛ [Бархатов и др., 2001]. Полномасштабные спутниковые исследования стали возможными позже с появлением в этой области достаточного количества космических аппаратов. На формирование каскада турбулентных флуктуаций в МСЛ существенное влияние оказывает присутствие границ (магнитопаузы и ОЗУВ), которые могут разрушать связи в каскаде [Huang et al., 2017; Sahraoui et al., 2020] или задавать выделенное направление развития каскада [Sahraoui et al., 2006]. Кроме того, неоднократно отмечалось, что плазма МСЛ характеризуется наличием компрессионной компоненты вариаций в отличие от альфвеновской (как правило) турбулентности в невозмущенном СВ [Huang et al., 2017]. В магнитослое чаще проводились локальные, хотя и многоточечные, исследования турбулентной плазмы по данным космических аппаратов, таких как Cluster [Sahraoui et al., 2006; Alexandrova et al., 2006, 2008; Yordanova et al., 2008] и MMS [Bandyopadhyay et al., 2020; Chen, Boldyrev, 2017; Macek et al., 2018; Roberts et al., 2019; Yordanova et al., 2020]. Исследования распределения характеристик спектров турбулентных флуктуаций

внутри МСЛ начались относительно недавно [Huang et al., 2017; Rakhmanova et al., 2018; Рахманова и др., 2018; Li et al., 2020]. Статистический анализ указывает на то, что турбулентный каскад эволюционирует при входе плазмы в МСЛ и распространении к флангам и магнитопаузе. Например, в дневной части МСЛ для флуктуаций магнитного поля (несжимаемой компоненты) не наблюдается колмогоровский скейлинг на МГД-масштабах, тогда как при приближении плазмы к флангам регистрируются спектры с колмогоровским наклоном $-5/3$ [Huang et al., 2017]. На флангах МСЛ для флуктуаций потока ионов (т. е. для сжимаемой компоненты) показано, что, как правило, колмогоровский скейлинг на МГД-масштабах характерен для областей вблизи магнитопаузы, а вблизи ОЗУВ наблюдаются отклонения от него [Рахманова и др., 2018]. На кинетических масштабах статистические исследования показывают уплотнение спектров флуктуаций магнитного поля при распространении от ОЗУВ к магнитопаузе [Huang et al., 2017; Li et al., 2020] и от подсолнечной области к флангам [Huang et al., 2017]. Для флуктуаций потока ионов было показано также изменение наклона спектра на кинетических масштабах в среднем от -3.2 до -2.8 при удалении от ОЗУВ и приближении к магнитопаузе. Статистический анализ не выявил однозначных связей между характеристиками турбулентности в МСЛ и параметрами плазмы и магнитного поля в СВ [Li et al., 2020; Рахманова и др., 2020].

Подробный анализ отдельных событий показал, что не во всех случаях за ОЗУВ происходит отклонение от колмогоровского скейлинга [Рахманова и др., 2019]. Предварительный статистический анализ, проведенный в указанной работе, показал, что чаще всего колмогоровский скейлинг непосредственно за ОЗУВ наблюдается для периодов спокойного СВ, тогда как наибольшее отклонение спектров от колмогоровского вида на МГД-масштабах происходит в периоды появления областей сжатия перед ICME. Дальнейшее сравнение различных экспериментальных данных, приведенных в литературе [Rakhmanova et al., 2021], показало, что наличие или отсутствие колмогоровского скейлинга вероятнее всего определяется свойствами ОЗУВ (существенные различия между развитием турбулентности за квазипараллельной и квазиперпендикулярной ОЗУВ) и крупномасштабными свойствами набегающего потока СВ. Следует отметить, что и в СВ для ICME и областей сжатия перед ними существует разница в характеристиках спектров флуктуаций на кинетических масштабах: в среднем, для возмущенных потоков СВ спектры более крутые (со средними значениями наклонов -3.15 для областей сжатия sheath и -3.0 для ICME), чем для невозмущенного СВ (со средним наклоном -2.8) [Рязанцева и др., 2019], что также может приводить к различиям в характеристиках турбулентности внутри МСЛ.

Исследование эволюции спектров турбулентных флуктуаций в МСЛ на основе многоточечных измерений выявило, что существует различие в развитии турбулентности за ОЗУВ для периодов спокойных и возмущенных условий в СВ [Rakhmanova et al., 2020, 2022]. В частности, было показано, что для воз-

мущенного СВ, характеризующегося высокой степенью компрессии плазмы типа областей сжатия перед ICME или перед высокоскоростными потоками из корональных дыр (CIR), продвижение плазмы к флангам сопровождается усилением флуктуаций сжатия на кинетических масштабах, тогда как подобное не наблюдается для спокойного СВ и ICME.

Однако проведение многоточечного анализа, основанного на экспериментальных данных, не позволяет получить достаточно обширной и равномерно распределенной в пространстве статистики из-за трудности отбора данных с различных космических аппаратов и специфики их орбит. В настоящей работе для проверки влияния типа СВ на динамику спектра турбулентных флуктуаций за ОЗУВ был проведен статистический анализ измерений с одного спутника в МСЛ с учетом типа набегающего потока СВ и положения относительно границ. Для анализа использовались данные спутников миссии Themis в 2008 и 2014 г. Было проведено сравнение характеристик турбулентности в дневном МСЛ и на флангах для различных типов СВ, изучена разница зависимостей указанных характеристик от ряда параметров плазмы и магнитного поля как в СВ, так и в МСЛ, а также от положения спутника относительно границ МСЛ.

1. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

В работе использовались измерения пяти спутников Themis [Angelopoulos, 2008] в 2008 и 2014 г. Указанные периоды приходились на минимум и максимум солнечной активности соответственно и были выбраны, чтобы обеспечить максимальное разнообразие условий в набегающем потоке СВ. Кроме того, в 2008 г. спутники Themis находились, как правило, в дневной части МСЛ или на ближнем фланге ($X_{GSE} > -10R_E$), тогда как в 2014 г. два из пяти спутников находились на орбите Луны и пересекали МСЛ на далеких флангах ($X_{GSE} \sim -50R_E$), что также обеспечило покрытие различных областей внутри МСЛ. Для оценки условий в СВ использовались измерения плазмы прибором SWE (Solar Wind Experiment) [Ogilvie et al., 1995] и измерения магнитометра MFI (Magnetic Field Investigation) [Lepping et al., 1995] на спутнике WIND в точке Лагранжа L1.

Орбиты спутников Themis в 2008 г. были устроены таким образом, что все пять спутников в течение года пересекали МСЛ в разных областях с $X_{GSE} > -10R_E$. В 2014 г. два спутника (Themis-B и Themis-C) пересекали МСЛ в хвостовой части ($X_{GSE} \sim -50R_E$), в то время как остальные спутники выходили в МСЛ в его дневной части. Подробно орбиты спутников в разные периоды времени описаны на сайте миссии [<https://themis.ssl.berkeley.edu/orbits>]. В настоящей работе основным объектом исследования является распределение характеристик турбулентности в различных регионах МСЛ, поэтому для периодов, когда спутники одновременно пересекали МСЛ на небольших ($\sim 1R_E$) расстояниях друг от друга, выбирались данные только одного спутника. Такой подход позволил избежать искусственного увеличения статистики.

Для анализа выбирались все интервалы данных, когда спутник находился в МСЛ в течение минимум

1.5 ч и одновременно с этим были доступны измерения магнитного поля с прибора FGM (Fluxgate Magnetometer) [Auster et al., 2008] с временным разрешением 0.25 с. Для каждого полученного интервала проводилась оценка времени распространения плазмы между спутником WIND в точке Лагранжа L1 и соответствующим спутником Themis. Для этого на первом шаге сдвиг T_0 определялся как отношение расстояния между спутниками вдоль линии Солнце—Земля и средней за интервал скорости СВ. На втором шаге вычислялся коэффициент корреляции между плотностью плазмы, измеренной на обоих спутниках и приведенной к временной сетке с единым временным разрешением, для временных сдвигов, составляющих от -40 до $+40$ мин относительно сдвига T_0 . Сдвиг, соответствующий максимальному значению коэффициента корреляции, выбирался для дальнейшего анализа. На третьем шаге все интервалы с учетом сдвига были проанализированы вручную и в случаях, когда кросс-корреляционный анализ не давал адекватных результатов, сдвиг корректировался по визуальному совпадению плазменных структур, регистрируемых на двух спутниках в течение рассматриваемого периода. Длительность полученных интервалов составила от 1.5 до 11 ч с суммарной длительностью порядка 600 ч.

Каждый из полученных интервалов был разделен на подынтервалы длительностью 68 мин, что является компромиссом между квазистационарностью потока в подынтервале и количеством точек измерения, необходимым для дальнейшего спектрального анализа. При этом шаг между двумя последующими подынтервалами выбирался равным половине длительности подынтервала, т. е. 34 мин, чтобы при разделении длительного интервала на подынтервалы учитывалась информация, относящаяся к границам подынтервалов. Было получено 1087 подынтервалов, для каждого из них были определены параметры плазмы и магнитного поля в точке измерения в МСЛ, а также параметры плазмы и магнитного поля СВ по данным спутника в L1 с учетом времени распространения плазмы.

Для каждого подынтервала был определен угол θ_{BN} между ММП и нормалью к ОЗУВ в точке входа плазмы в МСЛ. Методика определения угла основана на трассировании точки измерения в МСЛ к ОЗУВ вдоль линии тока, определенной по модели Спрайтера [Spreiter et al., 1966], и использовании данных WIND в качестве монитора СВ и более подробно описана в [Shevyrev et al., 2003]. Угол θ_{BN} известен как важный параметр, контролирующий уровень флуктуаций и мелкомасштабную динамику внутри МСЛ [Greenstadt, 1972; Shevyrev et al., 2003]. В данной работе во избежание влияния этого параметра на результаты рассматривались только события, соответствующие МСЛ за квазиперпендикулярной ОЗУВ ($\theta_{BN} > 45^\circ$). Их количество составило 866.

Для каждого подынтервала было определено расстояние от точки измерения в МСЛ до границ (магнитопаузы и ударной волны), которое характеризуется величиной D , принимающей значения от 0 (соответствует магнитопаузе) до 1 (соответствует

ОЗУВ). Указанное расстояние определяется на основе предсказания положения магнитопаузы [Shue et al., 1998] и ОЗУВ [Verigin et al., 2001] в зависимости от параметров СВ для каждого подынтервала.

Для всех рассматриваемых подынтервалов был определен тип СВ на основании каталога Ермолаева и др. [2009] [<http://www.iki.rssi.ru/pub/omni>]. Были выделены следующие типы СВ: медленный (33 % случаев), быстрый (16 %), гелиосферный токовый слой (8 %), ICME типа Ejecta (14 %), магнитные облака (МС, 3 %), области сжатия перед ними (1 %) и области коротящего взаимодействия (13 %). Для 12 % случаев начало и конец события соответствовали разным типам СВ и однозначно определить тип СВ для подынтервала не удалось. Поскольку медленный, быстрый СВ и гелиосферный токовый слой относятся к спокойным квазистационарным потокам СВ и ранее не было замечено различия в характеристиках спектров турбулентных флуктуаций для этих типов [Рязанцева и др., 2019], в настоящей работе они объединены в общий тип невозмущенного СВ. На рис. 1 приведено расположение точек наблюдения в МСЛ. Магнитопауза и ОЗУВ показаны схематично, положение точек за пределами изображенной области не означает расположение спутника вне МСЛ для конкретного события, а связано с динамикой границ МСЛ при изменении параметров СВ. Цветом обозначены события, относящиеся к выделенным типам СВ. Вертикальные штриховые линии показывают разделение статистики на дневной МСЛ и фланг, обсуждаемое ниже. Видно, что несмотря на большую статистику, число подынтервалов, относящихся к типам sheath, невелико и такие события наблюдались только на фланге МСЛ. По этой причине события sheath не использовались для статистического анализа. Магнитные облака рассматривались вместе с событиями ejecta в общей группе, относящейся к ICME.

Следует отметить, что при рассмотрении турбулентного каскада на основе экспериментальных данных невозможно получить в каждый момент времени распределение энергии по пространственным масштабам, поскольку спутниковые измерения проводятся

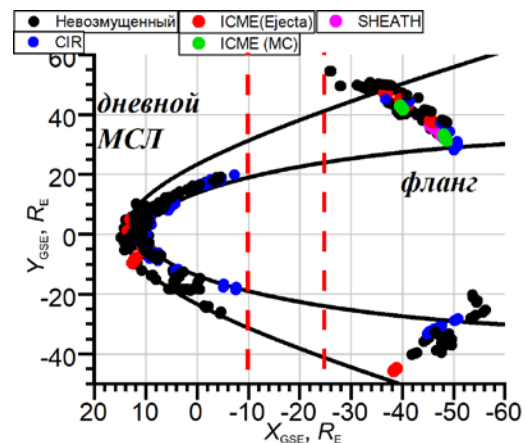


Рис. 1. Расположение спутников для рассматриваемых событий. Цветом показаны типы солнечного ветра, разделение статистики на дневной МСЛ и фланг показаны вертикальными штриховыми линиями

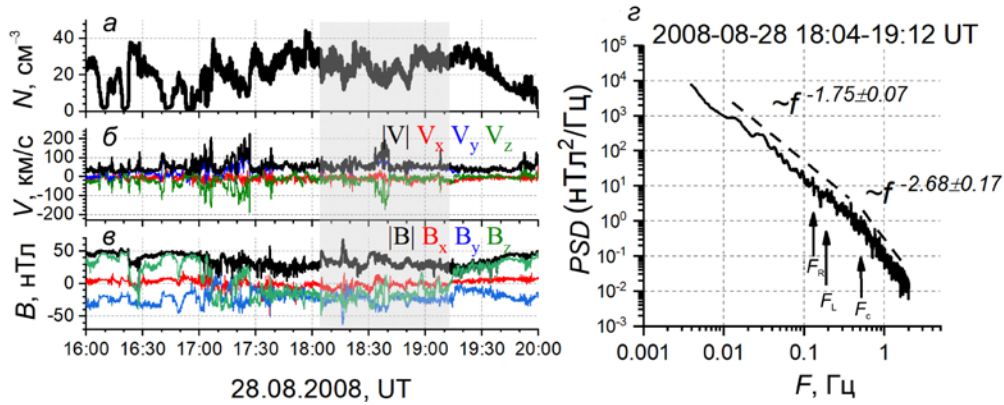


Рис. 2. Событие 28 августа 2008 г.: плотность плазмы (а); модуль и компоненты скорости плазмы в МСЛ (б); модуль и компоненты магнитного поля (в); спектр флуктуаций модуля магнитного поля (з) для интервала, выделенного на панелях а–в

во времени. Как правило, в таком случае применяется гипотеза Тейлора [Taylor, 1938], согласно которой можно однозначно линейно связать временные и пространственные масштабы, если скорость движения плазмы значительно превышает скорость распространения волновой моды в плазме, что практически всегда выполняется в СВ и часто выполняется вне подсолнечной области МСЛ. На основании теоретических описаний и моделирования Klein et al. [2014] показали, что при отношении потоковой скорости плазмы к альфвеновской скорости, превышающем 0.3, использование гипотезы Тейлора не приводит к изменениям в форме спектра при переходе от пространственных масштабов к временным. В настоящей работе события (~4 %), не удовлетворяющие указанному критерию, исключались из рассмотрения.

Помимо ограничений на скорость плазмы, гипотеза Тейлора неприменима для случаев вистлеровской турбулентности, поскольку вистлеры обладают значительной скоростью, сопоставимой со скоростью потока. Однако, как показывают исследования, вистлеры встречаются сравнительно редко в плазме МСЛ и на масштабах, меньших рассматриваемых в данной работе [Vörös et al., 2019; Lacombe et al., 2014]. Поэтому в дальнейшем предполагается, что гипотеза Тейлора применима для всех отобранных событий.

Для каждого из рассматриваемых подынтервалов (событий) проводился фурье-анализ флуктуаций модуля магнитного поля. Для получения спектров использовалось дискретное преобразование Фурье. После этого рассматриваемый диапазон частот был разделен на 100 частей по логарифмической шкале частот, для каждой из которых вычислялось среднее значение спектральной плотности, после чего проводилось сглаживание скользящим средним по девяти точкам. Такая процедура позволила получить пригодный к аппроксимации спектр, сохранив при этом его характерные черты. Далее проводилась автоматизированная процедура выделения линейных участков спектра и их аппроксимации степенными функциями, которая затем была верифицирована вручную. Все спектры с неоднозначной аппроксимацией (~15 %) исключались из рассмотрения.

На рис. 2, а–в показаны плотность, модуль и компоненты скорости, а также модуль и компоненты магнитного поля в МСЛ 28 августа 2008 г. по измерениям Themis-D. Серым цветом выделен подынтервал, используемый для анализа частотного спектра. На панели з приведены спектр флуктуаций модуля магнитного поля для указанного подынтервала и его аппроксимация. В данном событии в спектре хорошо прослеживаются два диапазона частот, в которых спектр может быть аппроксимирован степенными функциями с показателями степени (наклонами) $P_1 = -1.75 \pm 0.07$ и $P_2 = -2.68 \pm 0.17$. Наклон спектра на МГД-масштабах близок к колмогоровскому ($-5/3$), что, как правило, наблюдается в МСЛ при удалении плазмы от ОЗУВ и от подсолнечной области. После излома, на кинетических масштабах, наклон спектра близок к $-8/3$, что соответствует некоторым теоретическим описаниям [Boldyrev, Perez, 2012]. На рисунке приведены значения характерных плазменных частот на ионных масштабах: гирочастота протона F_c ; частота $F_R = V/(2\pi R)$, обусловливаемая лармовским радиусом $R = V_T/\omega_c$, где V_T — тепловая скорость частиц, $\omega_c = 2\pi F_c$; частота, обусловливаемая инерционной длиной протона $F_L = V/(2\pi L)$, где $L = c/\omega_p$, ω_p — плазменная частота протона. Видно, что излом спектра происходит на частотах, близких к характерным плазменным частотам, как было многократно показано в экспериментальных работах [Chen et al., 2014; Safránková et al., 2015]. Однако в рамках данной работы не проводилось вычисление точной частоты излома спектра, поскольку достоверное ее определение невозможно для большинства случаев из-за присутствия особенностей (пиков, плато) в спектрах в дневном МСЛ.

На рис. 3 по аналогии с рис. 2 приведен пример измерений 14 октября 2008 г. спутником Themis-C. В данном случае спектр характеризуется широким пиком на частотах, соответствующих переходу от МГД к кинетическим масштабам.

Автоматизированная процедура аппроксимации позволила определить частоту, на которой проявляется пик в спектре, и провести аппроксимацию для диапазона частот до пика, исключив его влияние на измеренный наклон спектра. При этом уменьшение коли-

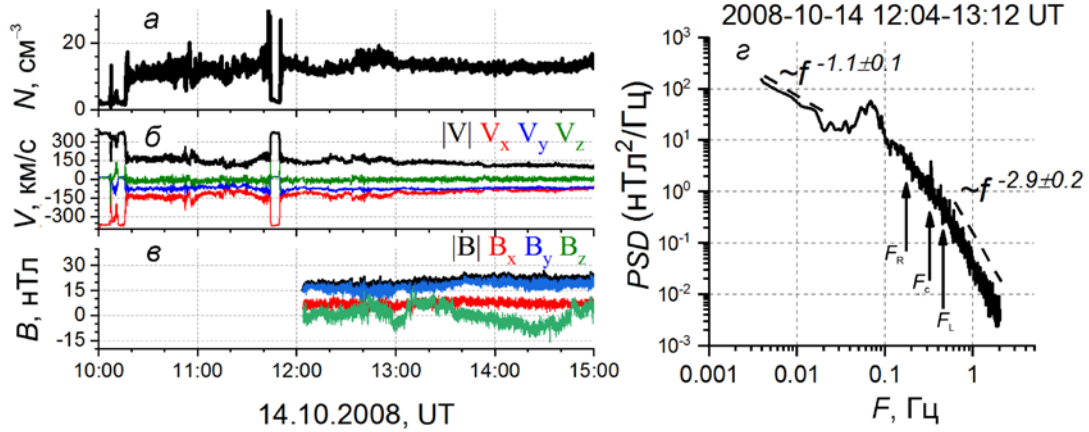


Рис. 3. Событие 14 октября 2008 г.: обозначения аналогичны рис. 2

чества точек приводит к увеличению ошибок аппроксимации. Аппроксимация не проводится, если количество точек в полученном диапазоне меньше 25. Наличие пика в спектрах приводит к тому, что достоверная аппроксимация на МГД-масштабах может быть проведена не для всех событий: приблизительно в 50 % случаев аппроксимация невозможна. Для таких случаев аппроксимация проводится только на кинетических масштабах. В данном примере наклон спектра на МГД и кинетических масштабах составил $P_1 = -1.1 \pm 0.1$ и $P_2 = -2.9 \pm 0.2$ соответственно, что часто наблюдается в дневной части МСЛ [Huang et al., 2017].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Статистический анализ

Для того чтобы рассматривать разницу в характеристиках турбулентности в дневном МСЛ и на флангах, необходимо определить, какую область внутри МСЛ можно отнести к флангам применительно к полученной статистике. На рис. 4 показана зависимость наклонов спектров от координаты X_{GSE} . Каждая точка соответствует среднему значению за интервал X_{GSE} шириной $10R_E$, в качестве ошибок указаны ошибки определения среднего значения в этих интервалах, числами рядом с точками указано количество событий для каждого интервала. Хорошо видно, что можно выделить два диапазона координат X_{GSE} , внутри которых значения наклонов изменяются несущественно: $(15 \div -10)R_E$ и $(-25 \div -55)R_E$. Таким образом, изменение характеристик турбулентности в среднем происходит в диапазоне координат $X_{GSE} = (-10 \div -25)R_E$, и можно рассматривать отдельно два подмножества выборки с диапазонами координат $(15 \div -10)R_E$ и $(-25 \div -55)R_E$ в качестве областей дневного МСЛ и фланга, что и сделано далее.

На рис. 5, а показано распределение значений наклонов спектров на МГД-масштабах для подсолнечной области (красный цвет) и для флангов (зеленый цвет) для всех событий без разделения по типу СВ. Хорошо видно, что в подсолнечной области наклоны спектров существенно отличаются от колмогоровских

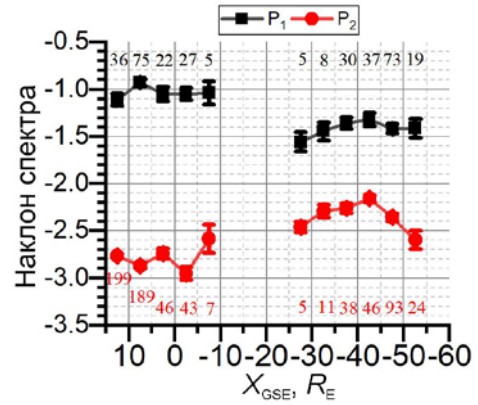


Рис. 4. Зависимость от координаты X_{GSE} усредненных наклонов спектров на МГД (черный цвет) и кинетических (красный цвет) масштабах

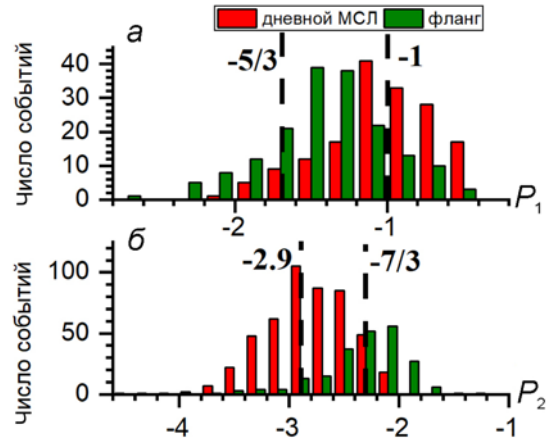


Рис. 5. Распределение значений наклонов спектров на МГД (а) и кинетических (б) масштабах в дневном МСЛ (красный цвет) и на флангах (зеленый цвет)

и на МГД-масштабах близки к -1 . При этом на кинетических масштабах наклон в среднем составляет -2.9 . Этот результат согласуется с результатами статистического анализа для спектров флуктуаций магнитного поля [Huang et al., 2017].

На флангах МСЛ свойства спектров флуктуаций существенно меняются. Наклоны на МГД-масштабах имеют среднее значение -1.5 , что ближе к значению

$-5/3$, характерному для колмогоровского скейлинга, однако не соответствует ему полностью. Следует отметить, что ряд теоретических описаний турбулентности [Ирошников, 1963; Kraichnan, 1965] предполагает наклон спектра $-3/2$ на МГД-масштабах. Однако в связи с тем, что эти теории в течение десятилетий экспериментальных исследований в СВ не нашли подтверждений (см. обсуждение [Schekochihin et al., 2009]), в данном случае нет оснований предполагать их применимость на флангах МСЛ. На кинетических масштабах спектры становятся существенно более пологими, в среднем с наклонами -2.1 , что близко к значению $-7/3$, предсказываемому рядом теорий развития турбулентности [Schekochihin et al., 2009].

Ранее не проводилось статистических исследований изменения характеристик спектров флуктуаций в МСЛ при удалении от подсолнечной области вплоть до $-60R_E$. В работах [Huang et al., 2017; Li et al., 2020] для всех рассмотренных случаев значение координаты X_{GSE} превышало $-10R_E$. Однако в [Huang et al., 2017] отмечалась также тенденция к восстановлению колмогоровской формы спектра при удалении от подсолнечной части МСЛ, а данные, приведенные в работе, свидетельствуют об одновременном уплощении спектров на кинетических масштабах, хотя авторы не рассматривают этот факт в качестве вывода. Таким образом, статистический материал данной работы согласуется с прошлыми представленными в литературе результатами, полученными по данным различных космических аппаратов.

Как следует из рис. 1, в рассматриваемой статистической выборке в дневном МСЛ и на флангах присутствуют события, относящиеся к трем типам СВ: невозмущенному (включающему в себя медленные и быстрые квазистационарные потоки), ICME и CIR. Для этих типов СВ были рассмотрены средние значения наклонов в обеих выделенных областях МСЛ. Результаты показаны на рис. 6: красные символы — средние значения наклонов для дневного МСЛ, синие — для фланга на МГД и кинетических масштабах. Вертикальными отрезками показаны ошибки определения среднего, числа соответствующих цветов рядом с символами отмечают количество событий, по которым проводилась оценка.

На рис. 6 видно, что в среднем динамика характеристик спектров турбулентных флуктуаций, отмеченная на рис. 5, характерна для всех трех рассматриваемых типов СВ. Однако для каждого из них можно отметить некоторые особенности.

В дневном МСЛ на МГД-масштабах существенное отклонение спектров от колмогоровского скейлинга наблюдается для всех типов СВ. При этом на флангах спектры становятся более крутыми, наклон приближается к $-5/3$. Однако вид спектра, близкий к колмогоровскому, на флангах характерен только для событий CIR.

На кинетических масштабах для всех типов СВ видна разница: спектры на флангах более плоские, чем в дневном МСЛ. При этом в дневном МСЛ наклоны для невозмущенного СВ и CIR близки к значению

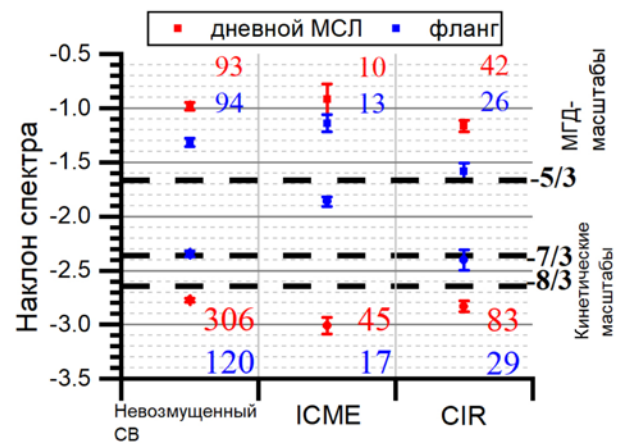


Рис. 6. Средние значения наклонов спектров в дневном МСЛ (красный цвет) и на фланге (синий цвет)

-2.8 , предсказываемому в ряде теоретических и модельных работ [Howes et al., 2011] и наблюдаемому в невозмущенном СВ [Kiyani et al., 2009; Chen et al., 2010]. Для ICME спектры на кинетических масштабах более крутые со средним значением -3 .

На флангах МСЛ для невозмущенного СВ и для CIR наклон спектров на кинетических масштабах становится близок к значению $-7/3$, предсказываемому теориями турбулентности кинетических альфвеновских волн [Schekochihin et al., 2009]. Однако для ICME спектры становятся еще более плоскими с наклонами в среднем -1.9 , что отличается от наклонов, предсказанных ранее в теоретических описаниях.

Таким образом, развитие турбулентного каскада при распространении плазмы от дневной ОЗУВ к флангам носит схожий характер для всех рассмотренных типов СВ, однако для событий, относящихся к ICME, наблюдаются более существенные различия в характеристиках турбулентности в дневном МСЛ и на флангах.

2.2. Дневной магнитослой

В ряде прошлых работ были показаны зависимости характеристик турбулентности МСЛ от расстояния до границ магнитослоя [Gutynska et al., 2009; Рахманова и др., 2018; Li et al., 2020], плотности плазмы МСЛ [Rakhmanova et al., 2022], скорости плазмы СВ [Gutynska et al., 2009] и угла между векторами скорости и магнитного поля в МСЛ [Rakhmanova et al., 2022]. В данной работе были рассмотрены зависимости наклонов спектров как на МГД, так и на кинетических масштабах от плотности, скорости, модуля магнитного поля, плазменного параметра β_p (отношение теплового давления протонов плазмы к магнитному), угла между векторами магнитного поля и скорости в СВ и МСЛ, угла θ_{BN} и расстояния до границ МСЛ для трех выделенных выше типов СВ.

Для наклона на МГД-масштабах не удалось выделить ни одной зависимости от вышеперечисленных параметров ни для одного из рассмотренных типов СВ. На рис. 7 показаны зависимости наклонов P_2 на кинетических масштабах в дневном МСЛ от плазменного параметра β_p , модуля магнитного поля в МСЛ, относительного расстояния D до границ МСЛ,

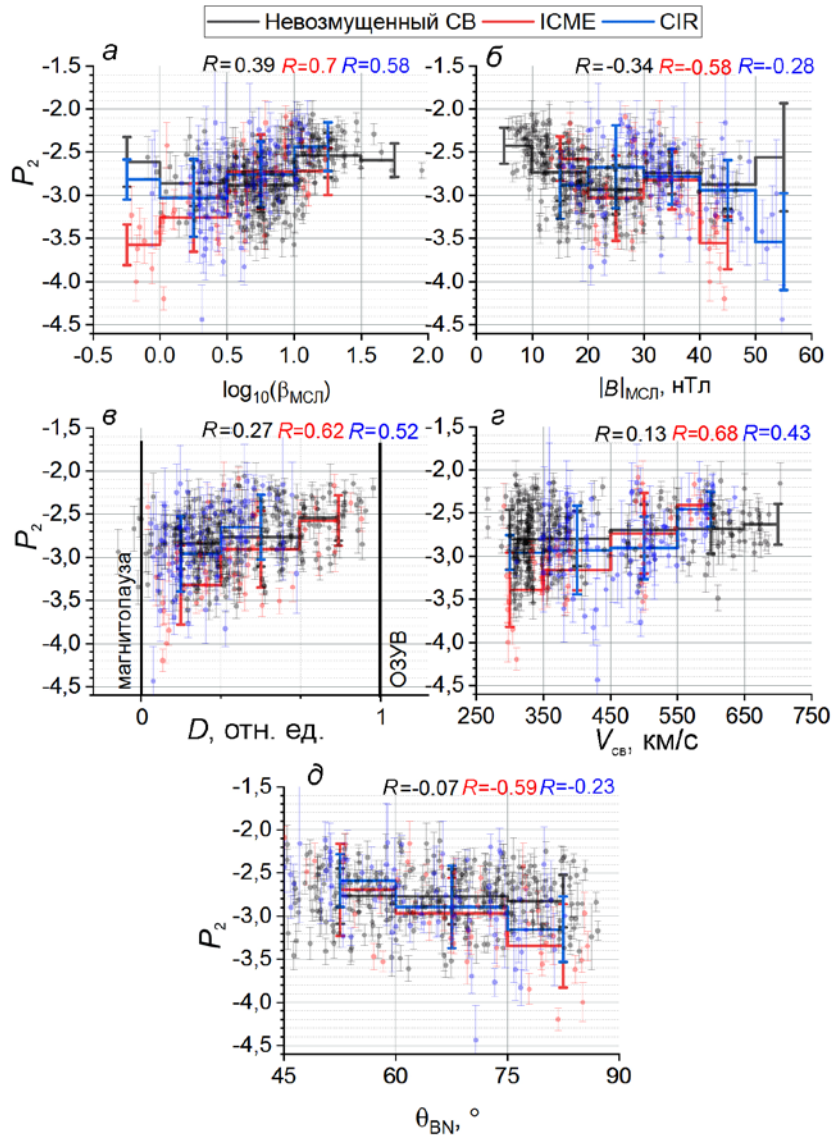


Рис. 7. Зависимость наклонов спектров P_2 на кинетических масштабах в дневном МСЛ от плазменного параметра β_p (а), модуля магнитного поля (б), относительного расстояния D до границ МСЛ (в), скорости плазмы СВ (г), угла θ_{BN} (д)

потоковой скорости СВ и угла θ_{BN} для трех типов СВ: невозмущенного (черный цвет), ICME (красный) и CIR (синий). Несмотря на широкие разбросы значений параметров, в ряде случаев зависимости хорошо прослеживаются. Для наглядности линии обозначают средние значения наклона для равных диапазонов значений параметров, вертикальные линии — стандартные отклонения для выделенного диапазона значений параметров. Показаны все зависимости, для которых коэффициент корреляции превышает 0.5 по модулю хотя бы для одного типа СВ. Значения коэффициентов корреляции обозначены для каждого типа СВ соответствующим цветом. Для прочих рассмотренных параметров коэффициент корреляции не превышал 0.5.

Значения рассматриваемых параметров изменяются в широких диапазонах для каждого из трех типов СВ. При этом для невозмущенного СВ не обнаружено связи характеристик спектров с каким-либо параметром. Из рассмотрения рис. 7 можно

сделать вывод, что есть особенности в формировании турбулентного каскада в МСЛ для возмущенного СВ. Существуют выраженные зависимости наклона P_2 от параметра β_p для ICME и CIR: наиболее крутые спектры в дневном МСЛ наблюдаются для малых значений β_p , характерных для областей с сильным магнитным полем. При этом для ICME присутствует явная зависимость наклона P_2 от модуля магнитного поля, которая, по всей видимости, определяет наблюдаемую зависимость от β_p . Однако для CIR зависимость от модуля магнитного поля выражена слабо (коэффициент корреляции составляет -0.28), при этом нет и зависимости от плотности и температуры плазмы.

Как для ICME, так и для CIR наблюдается укрупнение спектра при приближении плазмы к магнитопаузе (при уменьшении параметра D). Для ICME в дневном МСЛ наиболее крутые спектры наблюдаются при уменьшении скорости СВ, тогда как для скоростей более 500 км/с наклоны близки к $-7/3$. Анало-

гичная тенденция наблюдается и для CIR, однако выражена слабее. Также происходит укрупнение спектров при увеличении угла θ_{BN} для событий, относящихся к ICME. Для спокойного СВ и для CIR такая зависимость отсутствует.

Следует отметить, что характеристики плазмы и магнитного поля часто могут быть связаны между собой. Очевидно, что плазменный параметр β_p и модуль магнитного поля связаны по определению. Для рассмотренной статистики ICME большее значение β_p в МСЛ наблюдается при больших значениях β_p в СВ, которые, в свою очередь, наблюдались при больших значениях скорости плазмы во время ICME. В среднем, как следует из работы [Yermolaev et al., 2015], ICME типа ejecta, которым не предшествует область сжатия sheath и межпланетная ударная волна, характеризуются меньшими скоростями и меньшими значениями β_p , в то время как ICME, перед которыми присутствуют области сжатия, сопровождаются большими значениями скорости и β_p . В настоящей работе ICME типа ejecta составляют большую часть статистики ICME, но селекции по наличию области сжатия перед ними не проводилось. Таким образом, скорость СВ во время ICME и параметр β_p в рассмотренной статистике связаны. Кроме того, для рассмотренной статистики ICME была обнаружена связь относительного расстояния D и плазменного параметра β_p : при увеличении β_p увеличивается D . Вероятнее всего, это обусловлено динамикой ОЗУВ под действием ICME: при увеличении давления плазмы (т. е. при увеличении β_p) магнитосфера, включая пограничные слои, сильнее поджимается и спутник располагается ближе к ОЗУВ, находясь в одних и тех же координатах. Таким образом, зависимости наклона P_2 от β_p , модуля магнитного поля, скорости СВ и относительного расстояния D являются взаимосвязанными для ICME. При этом не обнаружено существенной связи между углом θ_{BN} и каждым из указанных выше параметров, что позволяет предположить, что зависимость P_2 от этого параметра является самостоятельной. Для СВ типа CIR обнаружена связь β_p и расстояния D , что также можно объяснить приведенными выше аргументами. Таким образом, для периодов CIR получена зависимость наклона P_2 от двух параметров, косвенно связанных между собой.

2.3. Фланг

Аналогично дневной части МСЛ были проанализированы зависимости наклонов спектров для СВ трех типов от ряда параметров для событий на фланге.

Для наклона спектра на МГД-масштабах зависимостей выделить не удалось так же, как и в дневном МСЛ. На рис. 8 показаны выделенные зависимости наклона P_2 от плазменного параметра β_p , модуля магнитного поля МСЛ, расстояния до границ МСЛ D и скорости СВ. Коэффициенты корреляций для каждого набора точек показаны на рисунке соответствующим цветом. Следует отметить, что количество событий на фланге существенно меньше, чем в дневной части МСЛ, поэтому диапазоны значений параметров плазмы и магнитного поля меньше, чем на рис. 7. Кроме того, из-за меньшего количества

событий число точек на рисунке позволяет проследить зависимости без усреднений, поэтому в данном случае они не приводятся.

Согласно рис. 8, а, существует связь между наклоном P_2 и плазменным параметром β_p для ICME: чем выше β_p , тем более крутые спектры наблюдаются на фланге, что противоположно зависимости в дневной части МСЛ. Однако диапазон рассматриваемых значений β_p очень узок, и статистика включает в себя только 12 точек из-за отсутствия плазменных измерений для ряда событий. Одновременно с этим на рис. 8, б видно, что для ICME более пологие спектры наблюдаются при увеличении модуля магнитного поля, что согласуется с зависимостью, показанной на панели а. В данном случае число точек больше, чем в зависимости от β_p , так как измерения магнитного поля были доступны для всех событий. Следует отметить, что зависимость от напряженности магнитного поля и β_p противоположны тем, что наблюдались в дневном МСЛ.

Для периодов CIR зависимость P_2 от параметра β_p отсутствует на фланге, в отличие от четкой зависимости в дневном МСЛ. При этом на рис. 8, б видно, что для указанных событий существует связь между наклоном на кинетических масштабах и модулем магнитного поля: чем больше магнитное поле, тем более крутые спектры наблюдаются на фланге, чего не наблюдалось в дневном МСЛ. Полученная зависимость от напряженности магнитного поля для CIR противоположна аналогичной зависимости для ICME.

Согласно рис. 8, в, для СВ типа CIR имеется связь между наклоном P_2 и расстоянием до границ МСЛ: более крутые спектры наблюдаются вблизи магнитопаузы. Аналогичная зависимость была обнаружена в дневном МСЛ и для CIR, и для ICME, однако на фланге она наблюдается только для CIR.

На рис. 8, г видно, что для периодов ICME существует зависимость наклона P_2 от скорости СВ, причем она противоположна наблюдаемой в дневном МСЛ: наиболее плоские спектры соответствуют меньшим скоростям. Для CIR коэффициент корреляции составляет -0.61 , однако диапазон значений скорости СВ для рассмотренных событий узок и не позволяет говорить о наличии однозначной зависимости.

Проверка показала, что связи между модулем магнитного поля, скоростью СВ и параметром D для всех типов СВ нет, т. е. обе закономерности, представленные для типа CIR на рис. 8, можно считать независимыми.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный статистический анализ свойств спектров турбулентных флуктуаций в различных областях МСЛ за квазиперпендикулярной ОЗУВ в периоды СВ, относящегося к разным типам, позволила выявить некоторые особенности динамики турбулентного каскада за ОЗУВ.

В среднем в дневном МСЛ наблюдаются спектры с наклонами, близкими к -1 на МГД-масштабах. Это хорошо согласуется с результатами [Huang et al.,

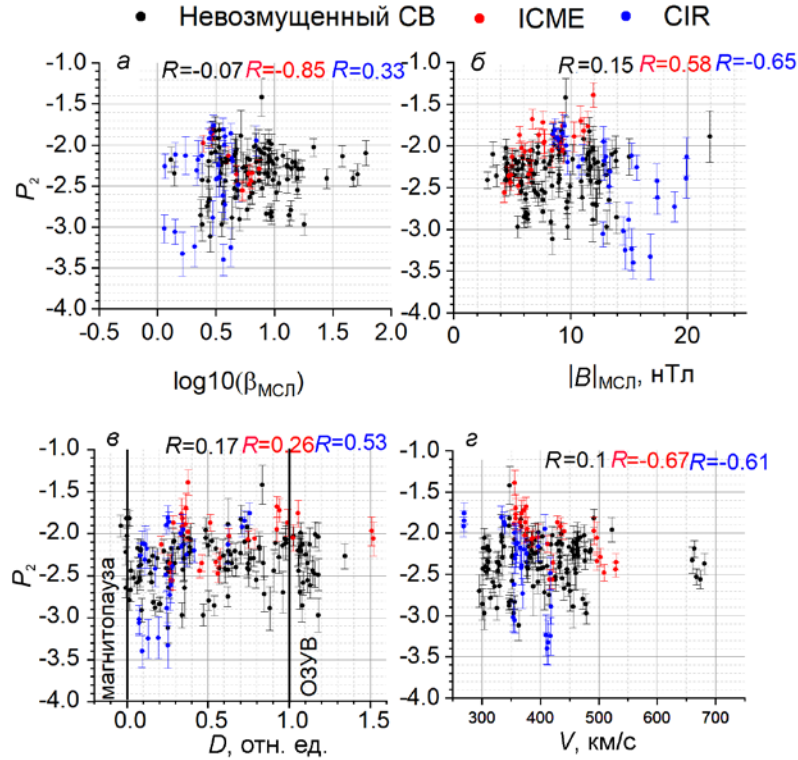


Рис. 8. Зависимость наклона спектра на кинетических масштабах P_2 на флангах МСЛ от модуля магнитного поля МСЛ (а), расстояния до границ МСЛ (б) и скорости СВ (в)

2017], полученными по другим спутниковым данным. При этом в среднем нет различия между наклонами на МГД-масштабах для невозмущенного СВ, ICME и CIR. Более того, не наблюдается зависимостей наклона спектра от параметров плазмы и магнитного поля, угла θ_{BN} , расстояния до границ МСЛ, взаимного направления векторов магнитного поля и скорости. Таким образом, свойства сжимаемой компоненты турбулентного каскада в дневной части МСЛ определяются, по-видимому, процессами на ОЗУВ, т. е. перераспределением энергии в каскаде и нарушением условия развитой турбулентности при пересечении плазмой ОЗУВ. Таким образом, условия, наблюдаемые в дневном МСЛ, отличаются от предсказаний теорий развитой турбулентности [Goldreich, Sridar, 1995; Ирошников, 1963; Kraichnan et al., 1965] и в большей мере соответствуют предположению об отсутствии инерционной области каскада и диссипации энергии без передачи по каскаду. Причем для СВ трех рассмотренных типов этот процесс происходит одинаково. В работе [Rakhmanova et al., 2020] выдвигалось предположение о том, что колмогоровские спектры вблизи ОЗУВ характерны только для невозмущенного СВ. Однако в указанной работе статистика относилась к областям МСЛ, расположенным вдали от подсолнечной области, и не учитывала изменение наклона на МГД-масштабах при распространении плазмы вдоль X_{GSE} .

На кинетических масштабах наблюдается различие в процессах, происходящих в дневном МСЛ в периоды невозмущенного СВ и ICME. Для пери-

одов ICME в среднем характерны более крутые спектры с показателем -3 , чем для невозмущенного СВ и для CIR (с показателем -2.8). При этом, как показано в [Рязанцева и др., 2019], в самом СВ типа ICME спектры на кинетических масштабах имеют средний наклон -3 , тогда как для невозмущенного СВ характерен наклон -2.8 . Разница в наклонах на кинетических масштабах в дневном МСЛ, вероятно, обусловлена различием характеристик турбулентности в крупномасштабных явлениях в СВ. При этом процессы на кинетических масштабах для периодов ICME контролируются плазменным параметром β_p (а именно, напряженностью магнитного поля), скоростью СВ, углом θ_{BN} и расстоянием до границ МСЛ: наибольшее укрупнение спектров за ОЗУВ происходит при малых скоростях СВ на фоне малых значений $\beta_p \ll 1$ (больших напряженностей магнитного поля), углов θ_{BN} , близких к 90° , а также вблизи магнитопаузы.

Возмущенные потоки СВ (ICME, CIR) характеризуются вариациями направления ММП, что приводит к росту компоненты ММП, тангенциальной к ОЗУВ. При таких условиях за ОЗУВ наблюдается усиление магнитного поля, которое может приводить к ослаблению турбулентности [Бархатов и др., 2001]. Показанная в настоящей работе связь характеристик турбулентности с напряженностью магнитного поля может быть вызвана данным эффектом.

Стоит отметить, что характерной чертой МСЛ за квазиперпендикулярной ОЗУВ является существенная анизотропия температуры, которая приводит к развитию волновых процессов, причем тип

процесса зависит от параметра β_p : при $\beta_p < 1$ развиваются альфвеновские ионно-циклотронные волны, при значениях $\beta_p > 5$ — преимущественно волны зеркальной моды, являющиеся флуктуациями сжатия [Schwartz, 1996]. Это может объяснить зависимость наклона на кинетических масштабах от β_p для периодов возмущенного СВ: при низких значениях β_p сжимаемая компонента флуктуаций подавляется и спектры более крутые, чем для высоких значений β_p , при которых в каскаде присутствуют дополнительные флуктуации сжатия за счет волн зеркальной моды. При этом для спокойных периодов СВ процессы на кинетических масштабах определяются преимущественно другими факторами.

Помимо β_p и θ_{BN} , прослеживается также связь наклона спектра в дневном МСЛ в периоды ICME от скорости плазмы СВ: чем медленнее поток плазмы, тем более крутой спектр наблюдается на кинетических масштабах. При этом для скоростей порядка 300 км/с спектры в МСЛ имеют наклоны около -3.5 , что существенно меньше, чем описывается в теориях, даже с учетом дополнительных факторов типа перемежаемости и затухания Ландау [Alexandrova et al., 2013] и чем наблюдается обычно в невозмущенном СВ [Chen et al., 2013]. Для быстрого СВ со скоростями более 500 км/с наклоны спектров близки к $-7/3$ и $-8/3$, предсказываемым теориями [Schekochihin et al., 2009; Boldyrev, Perez, 2012]. Таким образом, при приходе ICME с медленным потоком плазмы вид спектров на кинетических масштабах близок к наблюдаемому в СВ и описываемому теориями турбулентности альфвеновских волн с учетом таких факторов как, например, затухание Ландау [Howes et al., 2011] или вклад компрессионной компоненты флуктуаций [Alexandrova et al., 2007], тогда как при больших скоростях набегающей плазмы свойства спектра турбулентных флуктуаций соответствуют теоретическим описаниям для развитой турбулентности кинетических альфвеновских волн [Schekochihin et al., 2009]. Следует отметить, что для событий, относящихся к CIR, наклоны на кинетических масштабах в дневном МСЛ также связаны с параметром β_p . Однако при равных значениях β_p спектры на кинетических масштабах в среднем более крутые в периоды ICME. Кроме того, только для ICME присутствует связь характеристик спектров с углом θ_{BN} , определяющим свойства ОЗУВ. Такой характер зависимостей может означать, что в периоды ICME ОЗУВ может вносить вклад в развитие турбулентности не только на МГД, но и на кинетических масштабах, вопреки тому, что предполагалось ранее [Huang et al., 2017].

В отличие от невозмущенного СВ для ICME и CIR характерно укручение спектров на кинетических масштабах при удалении от ОЗУВ и приближении к магнитопаузе. Подобное укручение отмечалось для флуктуаций плотности и скорости плазмы в дневном МСЛ, при этом оно не было обнаружено для флуктуаций вектора магнитного поля [Huang et al., 2017; Li et al., 2020]. Таким образом, наблюдается различие влияния границ МСЛ на сжимаемую и несжимаемую компоненты каскада.

Следует отметить, что для ICME зависимости были получены от параметров, физически связанных между собой: скорости СВ, параметра β_p и расстояния D , что затрудняет однозначную интерпретацию этих зависимостей.

На флангах МСЛ наблюдается укручение спектров на МГД-масштабах. При этом в среднем для невозмущенного СВ наклон спектров изменяется от -1 до -1.3 , для ICME — от -0.9 до -1.1 , для CIR — от -1.2 до -1.6 . Таким образом, наблюдается тенденция к восстановлению колмогоровского скейлинга при удалении плазмы от дневного МСЛ. Вероятно, такое восстановление происходит за счет нелинейных взаимодействий флуктуаций и развития нового турбулентного каскада при удалении плазмы от ОЗУВ. Однако это восстановление происходит по-разному для СВ различных типов, что, вероятно, определяется различием в количестве дополнительной энергии, поступившей в каскад на ОЗУВ. Полное восстановление колмогоровского скейлинга на расстояниях порядка $X_{GSE} = -60R_E$ наблюдается только для событий типа CIR, характеризующихся высокой степенью сжатия плазмы. При этом не наблюдается зависимости наклонов на МГД-масштабах от каких-либо первичных параметров плазмы и магнитного поля, а также от расстояния до границ МСЛ, параметра β_p и угла θ_{BN} . Таким образом, развитие каскада на МГД-масштабах определяется только пройденным от подсолнечной области МСЛ расстоянием, причем плазме, относящейся к СВ различных типов, требуется разное время на возвращение условий, необходимых для развития турбулентного каскада.

Восстановление колмогоровского скейлинга, т. е. переход к развитой турбулентности, неоднократно отмечалось при распространении плазмы в сторону флангов [Huang et al., 2017; Rakhmanova et al., 2022]. Однако в прошлых исследованиях не рассматривалось, на каком удалении от подсолнечной области происходит такой переход. Как показывают результаты настоящего статистического анализа, восстановление колмогоровского вида спектров в среднем начинается на расстояниях X_{GSE} от $-10R_E$ до $-25R_E$. Однако, как сказано выше, для разных типов СВ этот переход происходит, вероятно, по-разному и требует более детального анализа.

На кинетических масштабах на флангах МСЛ для невозмущенного СВ и CIR в среднем наблюдаются спектры с наклоном $-7/3$, часто описываемые в теоретических работах. Однако для ICME наклон спектров существенно меньше по модулю и составляет в среднем -1.9 . Таким образом, в периоды взаимодействия ICME с магнитосферой при распространении плазмы от дневного МСЛ к флангам развиваются дополнительные компрессионные флуктуации на субионных масштабах.

Для событий, относящихся к областям CIR, на кинетических масштабах наклон спектров на флангах, так же как и в дневном МСЛ, определяется расстоянием до магнитопаузы: вблизи магнитопаузы регистрируются наиболее крутые спектры. Во время ICME такая зависимость на флангах не наблюдается. Таким образом, присутствие магнитопаузы дает су-

шественный вклад в формирование сжимаемой компоненты турбулентного каскада в периоды CIR.

Укручение спектров в периоды CIR на флангах наблюдается также при увеличении модуля магнитного поля, чего не наблюдалось в дневном МСЛ. При этом в отличие от дневного МСЛ зависимости от плазменного параметра β_p не наблюдается. Таким образом, для событий CIR, отличающихся высокой степенью компрессии, наблюдается изменение вклада разных факторов в формирование каскада при удалении плазмы от дневного МСЛ.

Для ICME на флангах в отличие от дневного МСЛ наблюдается укручение спектров при уменьшении модуля магнитного поля. Однако в статистике присутствует достаточно ограниченный диапазон значений модуля магнитного поля для событий типа ICME на фланге, поэтому упомянутая для ICME зависимость может быть искусственным эффектом, связанным с выборкой.

Наблюдается связь процессов на кинетических масштабах на фланге МСЛ для возмущенных условий в СВ со скоростью плазмы СВ: как для ICME, так и для CIR происходит укручение спектров по мере увеличения скорости плазмы СВ. В дневном МСЛ эта зависимость носила обратный характер для ICME и была слабо выражена (коэффициент корреляции 0.43) для периодов CIR. При этом для ICME при увеличении скорости плазмы как в дневном МСЛ, так и на флангах наклоны спектров становятся ближе к теоретическим предсказаниям. Таким образом, если возмущение в СВ сопровождается низкими скоростями плазмы, свойства турбулентности определяются, вероятно, процессами на ОЗУВ, тогда как для высоких скоростей СВ характеристики турбулентности определяются локальными процессами в плазме и «не чувствуют» присутствия ОЗУВ.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Кратко полученные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Отсутствие колмогоровского спектра в дневной части магнитослоя определяется только свойствами ОЗУВ и процессами на ней для всех рассмотренных типов солнечного ветра.

2. Дальнейшее развитие турбулентного каскада на МГД-масштабах при удалении плазмы от дневного МСЛ определяется только пройденным расстоянием, при этом для СВ разных типов требуется разное расстояние для развития турбулентности и возвращения колмогоровского скейлинга; в среднем возвращение к условиям развитой турбулентности начинается на расстояниях $-10R_E < X_{GSE} < -25R_E$.

3. Для невозмущенного СВ нет связи между наклонами на кинетических масштабах и параметрами окружающей плазмы как в дневной части МСЛ, так и на флангах; в среднем, наклон изменяется от -2.8 ± 0.3 до -2.3 ± 0.3 при удалении плазмы от подсолнечной области.

4. В периоды ICME на кинетических масштабах в дневной части МСЛ наблюдаются спектры, более крутые, чем для остальных типов СВ, с наклоном

в среднем -3 ± 0.5 , а наиболее крутые спектры (с наклонами менее -4) наблюдаются при малых значениях плазменного параметра $\beta_p \leq 1$ (связанных с высоким значением магнитного поля) и при увеличении угла θ_{BN} вплоть до 90° ; при этом при распространении плазмы к флангам наблюдаются более плоские спектры с наклонами $P_2 \sim -1.9 \pm 0.2$, что не характерно для СВ прочих типов; наиболее плоские спектры наблюдаются в периоды медленного течения СВ на фоне ICME.

5. При взаимодействии CIR с магнитосферой в дневном МСЛ на кинетических масштабах наблюдаются спектры с наклонами в среднем -2.8 ± 0.3 причем наклон спектра увеличивается по модулю при приближении к магнитопаузе и при уменьшении значений плазменного параметра β_p ; при распространении плазмы к флангам наклон изменяется в среднем до -2.4 ± 0.5 , при этом сохраняется зависимость наклона от расстояния до магнитопаузы.

Таким образом, впервые на основе статистического анализа продемонстрировано различие в развитии турбулентности в пограничных слоях магнитосферы Земли для крупномасштабных явлений межпланетной среды, характеризующихся разной геоэффективностью, что может быть свидетельством вклада турбулентности магнитослоя в геоэффективность событий в солнечном ветре.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-00105, [<https://rscf.ru/project/22-72-00105/>].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бархатов Н.А., Беллюстин, Н.С., Бужере, Ж.-Л. и др. Влияние магнитного поля солнечного ветра на турбулентность переходной области за отошедшей ударной волной. *Известия вузов. Радиофизика*. 2001. Т. 44, № 12. С. 993–1002.
- Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е. и др. Суббуревая активность и ориентация фронта ударной волны межпланетного магнитного облака. *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2019. Т. 59, № 4. С. 427–436.
- Бархатова О.М., Воробьев В.Г., Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. УНЧ-возмущения, вызванные турбулентной оболочкой межпланетных магнитных облаков. *Известия РАН. Серия физическая*. 2021. Т. 85, № 3. С. 331–335.
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. *Космические исследования*. 2009. Т. 47, № 2. С. 99–113.
- Ирошников Р.С. Турбулентность проводящей жидкости в сильном магнитном поле. *Советская астрономия*. 1963. Т. 40. С. 742–750.
- Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н., Веригин М.И. Влияние магнитопаузы и головной ударной волны на характеристики турбулентности плазмы в магнитослое Земли. *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2018. Т. 58, № 6. С. 749–758.
- Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н. и др. Влияние характеристик турбулентности плазмы солнечного ветра на свойства турбулентного каскада в магнитослое. *Космические исследования*. 2019. Т. 57, № 6. С. 461–468.
- Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н. и др. Зависимость свойств турбулентного каскада за околосолнечной ударной волной от динамики параметров солнечного ветра. *Космические исследования*. 2020. Т. 58, № 6. С. 1–9.

- Рязанцева М.О., Рахманова Л.С., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И. и др. Мелкомасштабные флуктуации плазмы солнечного ветра в быстрых и медленных потоках. *Космические исследования*. 2019. Т. 57, № 6. С. 451–460.
- Alexandrova O., Mangeney A., Maksimovic M., et al. Alfvén vortex filaments observed in magnetosheath downstream of a quasi-perpendicular bow shock. *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. A12208. DOI: [10.1029/2006JA011934](https://doi.org/10.1029/2006JA011934).
- Alexandrova O., Carbone V., Veltri P., Sorriso-Valvo L. Solar wind cluster observations: turbulent spectrum and role of Hall effect. *Planetary Space Sci.* 2007. Vol. 55. P. 2224–2227. DOI: [10.1016/j.pss.2007.05.022](https://doi.org/10.1016/j.pss.2007.05.022).
- Alexandrova O., Lacombe C., Mangeney A. Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth's magnetosheath: cluster observations. *Ann. Geophys.* 2008. Vol. 26. P. 3585–3596. DOI: [10.5194/angeo-26-3585-2008](https://doi.org/10.5194/angeo-26-3585-2008).
- Alexandrova O., Saur J., Lacombe C., Mangeney A. Universality of solar-wind turbulent spectrum from MHD to electron scales. *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103, no. 16. 165003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.103.165003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.165003).
- Alexandrova O., Chen C.H.K., Sorriso-Valvo L., et al. Solar wind turbulence and the role of ion instabilities. *Space Sci. Rev.* 2013. Vol. 178. P. 101–139. DOI: [10.1007/s11214-013-0004-8](https://doi.org/10.1007/s11214-013-0004-8).
- Angelopoulos V. The THEMIS Mission. *Space Sci. Rev.* 2008. Vol. 141. P. 5–34. DOI: [10.1007/s11214-008-9336-1](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1).
- Auster H.U., Glassmeier K.H., Magnes W., et al. The THEMIS fluxgate magnetometer. *Space Sci. Rev.* 2008. Vol. 141. P. 235–264. DOI: [10.1007/s11214-008-9365-9](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9365-9).
- Bandyopadhyay R., Matthaeus W.H., Parashar T.N., et al. Statistics of kinetic dissipation in the Earth's magnetosheath: MMS observations. *Phys. Rev. Lett.* 2020. Vol. 124. 255101. DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.255101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.255101).
- Boldyrev S., Perez J.C. Spectrum of kinetic Alfvén turbulence. *Astrophys. J. Lett.* 2012. Vol. 758, no. 2. 5. DOI: [10.1088/2041-8448/2012/2/L44](https://doi.org/10.1088/2041-8448/2012/2/L44).
- Borovsky J.E. The velocity and magnetic field fluctuations of the solar wind at 1 AU: Statistical analysis of Fourier spectra and correlations with plasma properties. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117. A05104. DOI: [10.1029/2011JA017499](https://doi.org/10.1029/2011JA017499).
- Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory. *Living Reviews in Solar Physics*. 2013. Vol. 10. P. 7. DOI: [10.12942/lrsp-2013-2](https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2).
- Chen C.H.K., Boldyrev S. Nature of kinetic scale turbulence in the Earth's magnetosheath. *Astrophys. J.* 2017. Vol. 842. 122. DOI: [10.3847/1538-4357/aa74e0](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa74e0).
- Chen C.H.K., Horbury T.S., Schekochihin A.A., et al. Anisotropy of solar wind turbulence between ion and electron scales. *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. 255002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.255002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.255002).
- Chen C.H.K., Boldyrev S., Xia Q., Perez J.C. Nature of Subproton Scale Turbulence in the Solar Wind. *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110, no. 22. 225002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.225002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.225002).
- Chen C.H., Leung L., Boldyrev S., et al. Ion-scale spectral break of solar wind turbulence at high and low beta. *Geophys. Res. Lett.* 2014. Vol. 41. P. 8081–8088. DOI: [10.1002/2014GL062009](https://doi.org/10.1002/2014GL062009).
- Goldreich P., Sridhar S. Toward a theory of interstellar turbulence. II. Strong Alfvénic turbulence. *Astrophys. J.* 1995. Vol. 438. P. 763–775. DOI: [10.1086/175121](https://doi.org/10.1086/175121).
- Greenstadt E.W. Binary index for assessing local bow shock obliquity. *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77. P. 5467–5479. DOI: [10.1029/JA077i028p05467](https://doi.org/10.1029/JA077i028p05467).
- Gutynska O., Šafránková J., Němeček Z. Correlation properties of magnetosheath magnetic field fluctuations. *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114, A08207. DOI: [10.1029/2009JA014173](https://doi.org/10.1029/2009JA014173).
- Howes G.G., TenBarge J.M., Dorland W., et al. Gyrokinetic simulations of solar wind turbulence from ion to electron scales. *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, no. 3. 035004. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.035004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.035004).
- Huang S.Y., Sahraoui F., Deng X.H., et al. Kinetic turbulence in the terrestrial magnetosheath: Cluster observations. *Astrophys. J.* 2014. Vol. 789, L28. DOI: [10.1088/2041-8205/789/2/L28](https://doi.org/10.1088/2041-8205/789/2/L28).
- Huang S.Y., Hadid L.Z., Sahraoui F., et al. On the existence of the Kolmogorov inertial range in the terrestrial magnetosheath turbulence. *Astrophys. J. Lett.* 2017. Vol. 836, no. 1. L10. DOI: [10.3847/2041-8213/836/1/L10](https://doi.org/10.3847/2041-8213/836/1/L10).
- Kiyani K.H., Chapman S.C., Khotyaintsev Y.V., et al. Global scale-invariant dissipation in collisionless plasma turbulence. *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103, no. 7. 075006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.103.075006](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.075006).
- Kiyani K.H., Osman K.T., Chapman S.C. Dissipation and heating in solar wind turbulence: from the macro to the micro and back again. *Philosophical Trans. of the Royal Society of London. Ser. A*. 2015. 373:20140155. DOI: [10.1098/rsta.2014.0155](https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0155).
- Klein K.G., Howes G.G., TenBarge, J.M. The violation of the Taylor hypothesis in measurements of solar wind turbulence. *Astrophys. J. Lett.* 2014. Vol. 790. 20. DOI: [10.1088/2041-8205/790/2/L20](https://doi.org/10.1088/2041-8205/790/2/L20).
- Kraichnan R.H. Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence. *Phys. Fluids*. 1965. Vol. 8. P. 1385–1387. DOI: [10.1063/1.1761412](https://doi.org/10.1063/1.1761412).
- Lacombe C., Belmont G. Waves in the Earth's magnetosheath: observations and interpretations. *Adv. Space Res.* 1995. Vol. 15. P. 329–340. DOI: [10.1016/0273-1177\(94\)00113-F](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00113-F).
- Lacombe C., Alexandrova O., Matteini L., et al. Whistler Mode Waves and the Electron Heat Flux in the Solar Wind: Cluster Observations. *Astrophys. J.* 2014. Vol. 796, no. 1. P. 5. DOI: [10.1088/0004-637X/796/1/5](https://doi.org/10.1088/0004-637X/796/1/5).
- Lepping R.P., Acuña M.H., Burlaga L.F., et al. The WIND magnetic field investigation. *Space Sci. Rev.* 1995. Vol. 71. P. 207–229. DOI: [10.1007/BF00751330](https://doi.org/10.1007/BF00751330).
- Li H., Jiang W., Wang C., et al. Evolution of the Earth's magnetosheath turbulence: a statistical study based on MMS observations. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 898, L43. DOI: [10.3847/2041-8213/aba531](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aba531).
- Macek W.M., Krasinska A., Silveira M.V.D., et al. Magnetospheric multiscale observations of turbulence in the magnetosheath on kinetic scales. *Astrophys. J.* 2018. Vol. 864, L29. DOI: [10.3847/2041-8213/aad9a8](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aad9a8).
- Ogilvie K.W., Chornay D.J., Fritzenreiter R.J., et al. SWE, a comprehensive plasma instrument for the WIND spacecraft. *Space Sci. Rev.* 1995. Vol. 71. P. 55–77. DOI: [10.1007/BF00751326](https://doi.org/10.1007/BF00751326).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G. Plasma fluctuations at the flanks of the Earth's magnetosheath at ion kinetic scales. *Ann. Geophys.* 2016. Vol. 34, P. 1011–1018. DOI: [10.5194/angeo-34-1011-2016](https://doi.org/10.5194/angeo-34-1011-2016).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Verigin M. Kinetic scale ion flux fluctuations behind the quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shock. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. Vol. 123. P. 5300–5314. DOI: [10.1029/2018JA025179](https://doi.org/10.1029/2018JA025179).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., et al. Dynamics of plasma turbulence at Earth's bow shock and through the magnetosheath. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 901. 30. DOI: [10.3847/1538-4357/abae00](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abae00).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G. Plasma and Magnetic Field Turbulence in the Earth's Magnetosheath at Ion Scales. *Front. Astron. Space Sci.* 2021. Vol. 7. 616635. DOI: [10.3389/fspas.2020.616635](https://doi.org/10.3389/fspas.2020.616635).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Yermolaev Y. Large-Scale Solar Wind Phenomena Affecting the Turbulent Cascade Evolution behind the Quasi-Perpendicular Bow Shock. *Universe*. 2022. Vol. 8, no. 12. 611. DOI: [10.3390/universe8120611](https://doi.org/10.3390/universe8120611).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Yermolaev Y. Role of the variable solar wind in the dynamics of small-scale magnetosheath structures. *Front. Astron. Space Sci.* 2023. 10:1121230. DOI: [10.3389/fspas.2023.1121230](https://doi.org/10.3389/fspas.2023.1121230).

Riazantseva M.O., Budaev V.P., Zelenyi L.M., et al. Dynamic properties of small-scale solar wind plasma fluctuations. *Philosophical Trans. of the Royal Society of London. Ser. A*. 2015. Vol. 373. 20140146. DOI: [10.1098/rsta.2014.0146](https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0146).

Roberts O.W., Narita Y., Nakamura R., et al. Anisotropy of the spectral index in ion scale compressible turbulence: MMS observations in the magnetosheath. *Front. Phys.* 2019. Vol. 7. 184. DOI: [10.3389/fphy.2019.00184](https://doi.org/10.3389/fphy.2019.00184).

Safránková J., Němeček Z., Němec F., et al. Solar wind density spectra around the ion spectral break. *Astrophys. J.* 2015. Vol. 803. 107. DOI: [10.1088/0004-637X/803/2/107](https://doi.org/10.1088/0004-637X/803/2/107).

Sahraoui F., Belmont G., Rezeau L., et al. Anisotropic turbulent spectra in the terrestrial magnetosheath as seen by the cluster spacecraft. *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. 075002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.96.075002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.075002).

Sahraoui F., Hadid L., Huang S. Magnetohydrodynamic and kinetic scale turbulence in the near-Earth space plasmas: a (short) biased review. *Rev. Modern Physics*. 2020. Vol. 4. 4. DOI: [10.1007/s41614-020-0040-2](https://doi.org/10.1007/s41614-020-0040-2).

Schekochihin A.A., Cowley S.C., Dorland W., et al. Astrophysical gyrokinetics: kinetic and fluid turbulent cascades in magnetized weakly collisional plasmas. *Astrophys. J. Suppl.* 2009. Vol. 182. P. 310–377. DOI: [10.1088/0067-0049/182/1/310](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/310).

Schwartz S.J., Burgess D., Moses J.J. Low-frequency waves in the Earth's magnetosheath: present status. *Ann. Geophys.* 1996. Vol. 14. P. 1134–1150. DOI: [10.1007/s00585-996-1134-z](https://doi.org/10.1007/s00585-996-1134-z).

Shevyrev N., Zastenker G.N., Nozdachev M.N., et al. High and low frequency large amplitude variations of plasma and magnetic field in the magnetosheath: radial profile and some features. *Adv. Space Res.* 2003. Vol. 31, no. 5. P. 1389–1394.

Shue J.-H., Chao J.K., Fu H.C., et al. Magnetopause location under extreme solar wind conditions. *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103, iss. A8. P. 17691–17700. DOI: [10.1029/98JA01103](https://doi.org/10.1029/98JA01103).

Spreiter J.R., Summers A.L., Alksne A.Y. Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 1966. Vol. 14. P. 223–253.

Stawarz J.E., Eastwood J.P., Phan T.D., et al. Properties of the turbulence associated with electron-only magnetic reconnection in Earth's magnetosheath. *Astrophys. J.* 2019. Vol. 877. L37. DOI: [10.3847/2041-8213/ab21c8](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab21c8).

Taylor G.I. The spectrum of turbulence. *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 1938. Vol. 164. P. 476–490. DOI: [10.1098/rspa.1938.0032](https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0032).

Verigin M.I., Kotova G.A., Slavin J., et al. Analysis of the 3-D shape of the terrestrial bow shock by Interball/Magion 4 observations. *Adv. Space Res.* 2001. Vol. 28, no. 6. P. 857–862. DOI: [10.1016/S0273-1177\(01\)00502-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00502-6).

Vörös Z., Yordanova E., Khotyaintsev Y.V., et al. Energy conversion at kinetic scales in the turbulent magnetosheath. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences. Sci.* 2019. Vol. 6. 60. DOI: [10.3389/fspas.2019.00060](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00060).

Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y. Dynamics of large-scale solar-wind streams obtained by the double superposed epoch analysis. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. Vol. 120. P. 7094–7106. DOI: [10.1002/2015JA021274](https://doi.org/10.1002/2015JA021274).

Yordanova E., Vaivads A., André M., et al. Magnetosheath plasma turbulence and its spatiotemporal evolution as observed by the cluster spacecraft. *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. 205003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.205003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.205003).

Yordanova E., Vörös Z., Raptis S., Karlsson T. Current sheet statistics in the magnetosheath. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2020. Vol. 7. 2. DOI: [10.3389/fspas.2020.00002](https://doi.org/10.3389/fspas.2020.00002).

URL: <https://themis.ssl.berkeley.edu/orbits> (дата обращения 23 ноября 2023 г.).

URL: <http://www.iki.rssi.ru/pub/omni> (дата обращения 23 ноября 2023 г.).

URL: <https://rscf.ru/project/22-72-00105/> (дата обращения 23 ноября 2023 г.).

Как цитировать эту статью:

Рахманова Л.С., Хохлачев А.А., Рязанцева М.О., Ермолаев Ю.И., Застенкер Г.Н. Развитие турбулентности за околосолнечной ударной волной в периоды спокойного и возмущенного солнечного ветра. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 2. С. 15–28. DOI: [10.12737/szf-102202402](https://doi.org/10.12737/szf-102202402).