

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

УДК 523.62-726

Рахманова Людмила Сергеевна

**ДИНАМИКА БЫСТРЫХ ВАРИАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В
МАГНИТОСЛОЕ**

01.03.03 Физика Солнца

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научные руководители

доктор физ.-мат. наук Г.Н. Застенкер

кандидат физ.-мат. наук М.О. Рязанцева

Москва

2019

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Экспериментальные данные и методики анализа	33
1.1 Эксперимент «Плазма-Ф».....	33
1.1.1 Определение потока ионов и направления его прихода с помощью прибора БМСВ на спутнике Спектр-Р	34
1.1.2 Особенности использования данных прибора БМСВ в магнитослое	36
1.2 Проект THEMIS	37
1.3 Прочие экспериментальные данные, использованные в работе	38
1.4 Модели магнитопаузы и околоземной ударной волны	39
1.4.1 Общие представления о моделях магнитопаузы	39
1.4.2 Модели Shue 1997 и 1998.	40
1.4.3 Общие представления о форме околоземной ударной волны.....	42
1.4.4 Модель Verigin 2001.	43
1.4.5 Определение относительного расстояния до границ магнитослоя.....	44
1.5 Используемые методики анализа спутниковых данных	45
1.5.1 Исследование временных рядов с помощью корреляционного анализа.....	45
1.5.2 Исследование характеристик частотных спектров с помощью Фурье-анализа	47
Глава 2. Модификация резких фронтов плотности плазмы и модуля магнитного поля солнечного ветра в магнитослое	51
2.1 Сопоставление отдельных фронтов плотности в солнечном ветре и магнитослое	52
2.2 Корреляционный анализ одновременных измерений параметров плазмы и магнитного поля в солнечном ветре и магнитослое	57
2.3 Параметры, оказывающие влияние на значение коэффициента корреляции между временными рядами параметров в солнечном ветре и магнитослое.....	60
2.4 Исследование факторов, определяющих коэффициент корреляции между потоком ионов в солнечном ветре и магнитослое, в расширенном диапазоне значений параметров солнечного ветра; влияние крупномасштабных типов солнечного ветра.....	63
Выводы Главы 2.....	69
Глава 3. Турбулентность плазмы магнитослоя на масштабах 0.1-100 секунд.	72
3.1 Определение свойств частотных спектров флуктуаций величины потока ионов и его направления в МСЛ в области перехода от инерционного масштаба к диссипативному	72
3.2 Статистическое исследование спектральных индексов - наклонов и частоты излома спектра - флуктуаций величины потока ионов и направления его прихода в магнитослое.	74
3.3 Интерпретация результатов статистического анализа.....	78
3.4 Различие форм спектров флуктуаций потока ионов в магнитослое	84

Выводы Главы 3.....	87
Глава 4. Динамика характеристик турбулентности при пересечении спутником магнитослоя ..	90
4.1 Пример пересечения магнитослоя спутником Спектр-Р.....	90
4.2 Статистический анализ влияния границ магнитослоя на характеристики турбулентности плазмы на кинетических масштабах.....	94
4.2.1 Влияние магнитопаузы и околоземной ударной волны на форму частотного спектра флуктуаций величины потока ионов на масштабах 0.01-10 Гц в магнитослое.....	95
4.2.2 Влияние магнитопаузы и околоземной ударной волны на характеристики частотного спектра флуктуаций величины потока ионов на масштабах 0.01-10 Гц в магнитослое.....	96
Выводы главы 4	102
Заключение.....	104
Список литературы.....	108

Введение

Актуальность темы

Одной из важных задач в исследовании космической плазмы является создание моделей солнечно-земных связей, способных описывать всю последовательность явлений и процессов, происходящих с плазмой солнечного ветра с момента ее истечения из короны Солнца и до ее влияния на процессы, происходящие в магнитосфере Земли. За период времени, прошедший с запусков первых спутников в 50-е годы прошлого века и до настоящего времени были сделаны значительные шаги в решении этой задачи в части моделирования пограничных слоев магнитосферы, начиная с аналитического описания обтекания магнитосферы Земли газодинамическим потоком плазмы и заканчивая комплексными гибридными моделями, включающими в себя турбулентный характер течения околоземной космической плазмы. Такой прогресс в понимании процессов, происходящих в околоземном пространстве, вызван, в первую очередь, развитием спутниковых технологий и обширными измерениями параметров межпланетной плазмы и магнитного поля в последние десятилетия.

Поскольку Земля имеет собственное магнитное поле, то при взаимодействии потока плазмы солнечного ветра с магнитным полем Земли образуется вытянутая полость, называемая магнитосферой. Положение границы магнитосферы - магнитопаузы - определяется исходя из баланса давления плазмы и магнитного поля солнечного ветра (в основном, динамического) и давления плазмы и магнитного поля магнитосферы Земли (в основном, давления магнитного поля). При этом магнитопауза может совершать быстрые колебания, обусловленные нестационарностью солнечного ветра.

Поскольку поток солнечного ветра является вблизи орбиты Земли сверхзвуковым, то, как следует из гидродинамики, перед магнитопаузой должна существовать отошедшая ударная волна. Область между ударной волной и магнитопаузой получила название переходной области или магнитослоя. Непрерывное существование магнитослоя и бесстолкновительной ударной волны - так называемой головной или околоземной ударной волны - непосредственно перед магнитопаузой было предположено Жигулевым и Ромишевским в 1959 г. (Жигулев и Ромишевский, 1959), также данная ударная волна была описана теоретически Келлоггом в 1962 г. (Kellogg, 1962) на основании непосредственных измерений характеристик солнечного ветра на космическом аппарате Explorer 10. Позднее это предположение было экспериментально подтверждено при запуске спутника IMP-1 в 1963 году (Ness et al., 1964), а также по данным спутника Пионер-1 (Sonett & Abrams, 1963).

Одна из первых попыток описания течения плазмы в магнитослое для различных условий в солнечном ветре была сделана Спрайтером в 1966 году (Spreiter et al., 1966). В этой

теоретической модели авторы использовали уравнения газодинамики и предполагали фиксированное положение магнитопаузы. В 1980 году модель была дополнена описанием магнитного поля магнитослоя (Spreiter & Stahara, 1980). Модель Спрайтера получила широкое распространение для описания обтекания солнечным ветром магнитосферы Земли и предсказания параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое.

В настоящий момент в большинстве моделей солнечно-земных связей в качестве факторов, влияющих непосредственно на магнитосферу, используются измерения спутников в точке либрации L1 (см. обзор Петрукович и др., 2016). Однако, процессы, происходящие в переходной области, могут внести существенный вклад в процесс взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. Например, в работах (Šafránková et al., 2009; Пулинец и др., 2014) было показано, такой важный параметр межпланетной среды, как знак B_z компоненты межпланетного магнитного поля, у магнитопаузы может отличаться от измеренного в солнечном ветре. В работе (Николаева и др., 1998) было показано, что быстрые вариации положения магнитопаузы могут быть вызваны вариациями динамического давления в магнитослое при отсутствии подобных вариаций в солнечном ветре. Измерения характеристик плазмы и магнитного поля в магнитослое показывают, что в этой области наблюдается совокупность нелинейных процессов (напр., Schwartz et al., 1996), в связи с чем использование напрямую данных из точки L1 приводит к неточностям предсказаний отклика магнитосферы на события в межпланетной среде.

Большое количество работ было посвящено предсказанию параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое для различных значений параметров солнечного ветра. Как ранние (напр. Spreiter et al., 1966; Fairfield, 1980), так и современные (напр. Groth et al., 2011; Samsonov et al., 2007, 2012; Tóth et al., 2005) модели плазмы и магнитного поля в магнитослое позволяют получить оценку средней величины параметров, однако не отображают быстрых и транзиентных (нестационарных по времени) процессов, происходящих в магнитослое. Причинами такого несоответствия могут служить влияние кинетических эффектов, играющих существенную роль при достижении масштабов порядка гирорадиуса протона, а также высокий уровень турбулентности плазмы, наблюдающийся в магнитослое (Lucek et al., 2005).

Турбулентность характерна как для плазмы солнечного ветра, так и для плазмы магнитослоя, при этом уровень турбулентности плазмы в магнитослое выше, чем в солнечном ветре (напр., Alexandrova, 2008; Shevyrev et al., 2006). Исследования турбулентности в магнитослое проводятся в течение последних 30 лет (напр., Alexandrova et al., 2006; Greenstadt, 1972; Huang et al., 2014, 2017; Lacombe et al., 1997; Shevyrev & Zastenker, 2005). В этих работах показано, что структуры плазмы и магнитного поля с масштабами более теплового гирорадиуса протона подчиняются, в среднем, колмогоровскому скейлингу, т.е. в диапазоне волновых чисел,

соответствующих переходу от масштабов, содержащих энергию системы, к масштабам, на которых энергия поглощается, наблюдается степенной спад мощности флуктуаций с формированием спектра $\sim k^{-5/3}$, где k - волновой вектор. В последнее время все больше исследований направлено на масштабы меньше гирорадиуса протона, так как на этих масштабах колмогоровский скейлинг нарушается и происходит диссипация энергии.

Таким образом, для улучшения моделей взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой и в рамках развития возможности прогнозирования космической погоды представляется крайне важным исследовать и понять все процессы, происходящие в переходной области.

Экспериментальные исследования характеристик плазмы и магнитного поля в магнитослое проводилось с начала космической эры, на таких космических аппаратах как IMP-1, ISEE-1,-2 AMPTE. Существенный вклад в понимание характеристик переходной области внесли измерения космического аппарата Интербол-1, получаемые регулярно начиная с 1996 г. В частности, что модели крупномасштабного течения плазмы вокруг магнитосферы, в том числе и модель Спрайтера, не способны предсказывать достаточно достоверно параметры плазмы магнитослоя, ориентируясь на измеренные значения параметров плазмы в точке L1 (Němeček et al., 2001; Zastenker et al., 2002). Модели дают адекватный результат на больших масштабах (или при существенных усреднениях), однако не отображают мелкомасштабные явления, наблюдаемые в магнитослое. Последующие многоспутниковые миссии, такие как Themis и Cluster, в состав которых входили приборы с улучшенным временным и энергетическим разрешением, позволили значительно продвинуться в понимании мелкомасштабных процессов в плазме магнитослоя (Alexandrova et al., 2006; Erickson et al., 2002; Gutynska et al., 2012; Pallochia et al., 2010; Retinò et al., 2007; Sahraoui et al., 2006a).

На данный момент характеристики параметров магнитного поля в магнитослое исследованы вплоть до масштабов гирорадиуса электрона (~ 1 км). Исследования параметров плазмы до недавнего времени были ограничены временным разрешением измерений до масштабов порядка гирорадиуса протона (~ 100 км). В 2011 году был запущен спутник Спектр-Р, в состав аппаратуры которого вошел прибор БМСВ, способный систематически измерять плазменные параметры с временным разрешением вплоть до 31 мс, что позволило преодолеть имеющийся до этого барьер и исследовать важный диапазон масштабов в окрестностях гирорадиуса протона и менее, на котором начинают проявляться кинетические свойства плазмы, ответственные, как считается, за процессы нагрева и нелинейные эффекты в плазме. Понимание процессов, которые происходят на этих масштабах, представляет большую важность для корректного описания взаимодействия плазмы с магнитосферой Земли, а также для понимания фундаментальных процессов, происходящих в плазме, что находит применение в наземных лабораторных установках.

Существующие на данный момент представления о плазме магнитослоя и взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой Земли

Солнечный ветер представляет собой квазинейтральный поток плазмы, истекающий из солнечной короны. Первые предположения о существовании потока заряженных частиц от Солнца высказывались еще в 19м веке (например, Р. Кэррингтоном). Представление о динамической короне Солнца начали высказываться в 50-е годы 20го века (напр., Пономарев, 1957). Первое достаточно полное магнитогидродинамическое представление о солнечном ветре было представлено Юджином Паркером (Parker, 1965). Основные характеристики солнечного ветра вблизи орбиты Земли, согласно экспериментальным данным, суммированным в ряде монографий и обзоров (Брандт, 1973; Веселовский, 1974; Хундхаузен, 1976), имеют значения: скорость $V = 300\text{--}800$ км/с; концентрация плазмы $n=5\text{--}10$ см⁻³, индукция магнитного поля $B \sim 5$ нТл, температура протонов $T_p \sim 1\text{--}10$ эВ, температура электронов $T_e \sim 10$ эВ. В ионном составе доминируют протоны (96%) и альфа-частицы (~4%). Плазма солнечного ветра ускоряется в процессе удаления от Солнца, и вблизи орбиты Земли поток является сверхзвуковым и сверхальвеновским. Вблизи орбиты Земли первые измерения плазмы солнечного ветра были выполнены ионными ловушками на спутниках Луна-2 и Луна-3 в 1959 году (Грингауз и др., 1960).

Плазма солнечного ветра может иметь различные характеристики в зависимости от ее источника на Солнце. Крупномасштабные структуры солнечного могут формироваться непосредственно в солнечной короне, а могут возникать при взаимодействии различных течений в межпланетном пространстве. Подробное описание существующих классификаций и описаний различных типов солнечного ветра приведено в работе (Ермолаев и др., 2009). К основным типам солнечного ветра можно отнести быстрые и медленные течения, гелиосферный токовый слой, области коротящего взаимодействия, область коронального выброса массы, магнитные облака, области сжатия перед магнитными облаками или областями коронального выброса массы, разреженная плазма и межпланетные ударные волны. Каждый из этих типов течения характеризуется различным соотношением основных характеристик плазмы, таких как плазменный параметр (отношение теплового давления плазмы к магнитному) $\beta = P_T/P_B$, где $P_T=nkT$, $P_B=B^2/8\pi$ (n , T - плотность и температура плазмы, соответственно, B - напряженность магнитного поля), температура ионов, скорость потока, кинетическое и тепловое давления плазмы, относительное содержание ионов гелия и т.д. (Ермолаев и др., 2009; Echer et al., 2006).

Земная магнитосфера - это полость, образованная магнитным полем Земли в потоке солнечного ветра. При этом вблизи Земли магнитное поле является дипольным, с полюсами, смещенными относительно географических. Положение границы магнитосферы - магнитопаузы - определяется балансом статического давления межпланетной плазмы и магнитного поля магнитослоя, с одной стороны, и давлением собственного магнитного поля Земли и магнитного поля, создаваемого магнитосферными токовыми системами - с другой. На дневной стороне магнитосферы наблюдается поджатие магнитных силовых линий, и магнитопауза, в среднем, находится на расстоянии $11 R_E$ от центра Земли (где $R_E \approx 6400$ км - радиус Земли), а на ночной стороне образуется хвост, вытянутый на расстояния свыше $200 R_E$.

При взаимодействии сверхзвукового потока с препятствием, перед препятствием образуется отошедшая ударная волна. На головной ударной волне происходит сжатие, торможение, нагрев плазмы, а также отклонение от первоначального направления движения. Необходимость существования отошедшей стоячей ударной волны перед границей магнитосферы была предположена и обоснована еще в 1962 году (независимо в работах Жигулев и Ромишевский, 1959; Kellogg, 1962; Gold, 1962). Первые непосредственные экспериментальные подтверждения существования флуктуаций магнитного поля в магнитослое были представлены в 1963 году на спутнике Пионер-1 (Sonett & Abrams, 1963). Положение и форма магнитопаузы и околоземной ударной волны экспериментально были впервые определены по данным спутника IMP-A в 1964 году (Ness et al., 1964). Схематическое изображение взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой представлено на рисунке 1, где обозначены околоземная ударная волна (ОЗУВ) и магнитопауза.

Как было отмечено выше, одной из первых работ по описанию характера течения плазмы в магнитослое была статья Спрайтера (Spreiter et al., 1966). Однако, описанная в работе модель являлась газодинамической и не учитывала влияния магнитного поля на плазму. В 1980 году эта модель была усовершенствована: для определения положения магнитопаузы и ударной волны использовались измерения межпланетного магнитного поля, а магнитное поле в магнитослое получалось в приближении "вмороженности", то есть предположения о конвективном переносе магнитного поля потоком плазмы (Spreiter & Stahara, 1980). Одним из результатов этого ограничения является невозможность получить решение для области вблизи носовой части магнитопаузы (области стагнации): скорость в точке стагнации обращается в нуль, тогда как линия магнитного поля поворачивается в сторону Солнцу и бесконечно вытягивается, а также наблюдается бесконечный рост плотности. Для корректных предсказаний магнитного поля в магнитослое потребовалось учесть эффекты, связанные с влиянием электромагнитных сил на плазму. Для этого необходимо было дополнить систему уравнений

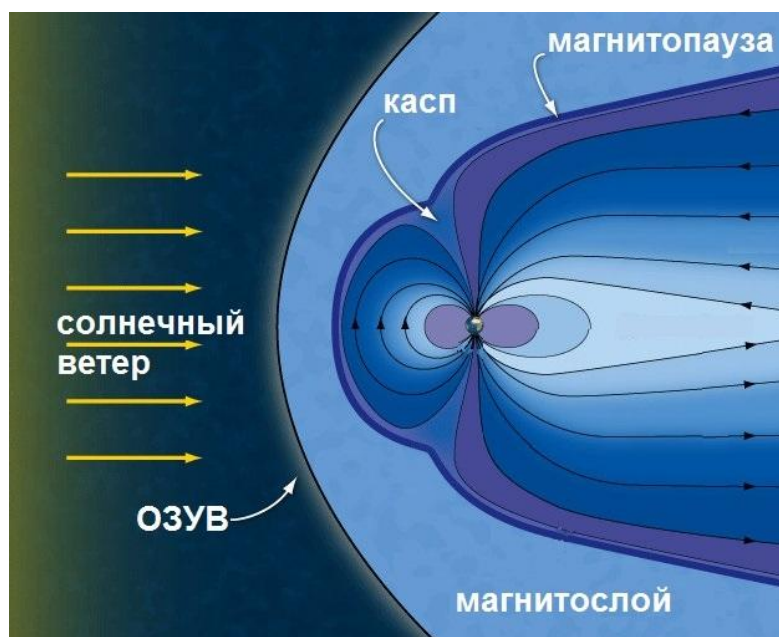


Рисунок 1. Схематическое представление взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли.

газодинамики системой уравнений Максвелла, что и было сделано впоследствии в ряде работ (напр. Lees, 1964; Midgley & Davis, 1963; Zwan & Wolf, 1976). В подобных моделях при приближении к области стагнации силы, обусловленные движением потока плазмы, ослабевают, в то время как роль электромагнитных сил растет, что приводит к увеличению магнитного поля и уменьшению плотности при приближении к магнитопаузе. Такие модели получили название "моделей обеднения плазмы" (plasma depletion models). Авторы модели (Zwan & Wolf, 1976) рассмотрели движение магнитной силовой трубки через магнитослой и рассчитали параметры плазмы и поля внутри этой трубки на основе законов сохранения. Таким образом, удалось с помощью решения одномерной задачи (фактически, рассматривалось одно направление - вдоль трубки) получить трехмерное решение. В данной модели было отмечено два механизма уменьшения плотности на линии стагнации. Первый механизм - это уменьшение плотности за счет отворота потока плазмы от линии стагнации, которое, однако, не обязательно приводит к уменьшению плотности, поскольку может компенсироваться сжатием плазмы при движении от ударной волны. Второй механизм основан на том, что накопление магнитных силовых трубок вблизи подсолнечной области магнитопаузы приводит к существенному возрастанию давления магнитного поля, и, как следствие сохранения баланса давлений, плотность плазмы должна уменьшаться. Как следует из модели (Zwan & Wolf, 1976), вдоль линии стагнации плотность плазмы монотонно уменьшается при удалении от ударной волны и резко уменьшается до нуля в непосредственной близости от магнитопаузы.

Попытка описать течение плазмы в магнитослое и плотность вдоль линии стагнации с помощью магнитогидродинамики была сделана в 1992 г. в работе (Wu, 1992). В данной работе по результатам численного трехмерного моделирования было показано, что плотность несколько возрастает при удалении от ударной волны, а затем монотонно убывает до конечных значений вблизи магнитопаузы. Однако, в 1990 году авторы работы (Song et al., 1990) исследовали несколько десятков пересечений магнитослоя вблизи линии стагнации спутниками ISEE и показали, что не наблюдается уменьшения плотности плазмы во внешнем магнитослое, а при приближении к магнитопаузе плотность увеличивается, наблюдаются колебания, и только непосредственно перед магнитопаузой наблюдается уменьшение плотности до конечных значений. Авторы предположили (а позднее, в работе (Song et al., 1992) подтвердили), что перед магнитопаузой постоянно наблюдается фронт сжатия медленной моды.

В 1995 г. постановка задачи (Zwan & Wolf, 1976) была тщательно пересмотрена в работе (Southwood & Kivelson, 1995), и был выявлен ряд неточностей, приводящих к неверным физическим результатам. В своей работе авторы также получили профиль плотности вдоль линии стагнации, который отличался от результата (Zwan & Wolf, 1976) вблизи магнитопаузы. Полученный результат качественно согласовался с наблюдениями (Song et al., 1990, 1992): при приближении к магнитопаузе монотонное уменьшение плотности сменяется увеличением, а затем уменьшением до конечного значения на магнитопаузе, что является следствием существования перед магнитопаузой фронта стоящей волны медленной моды.

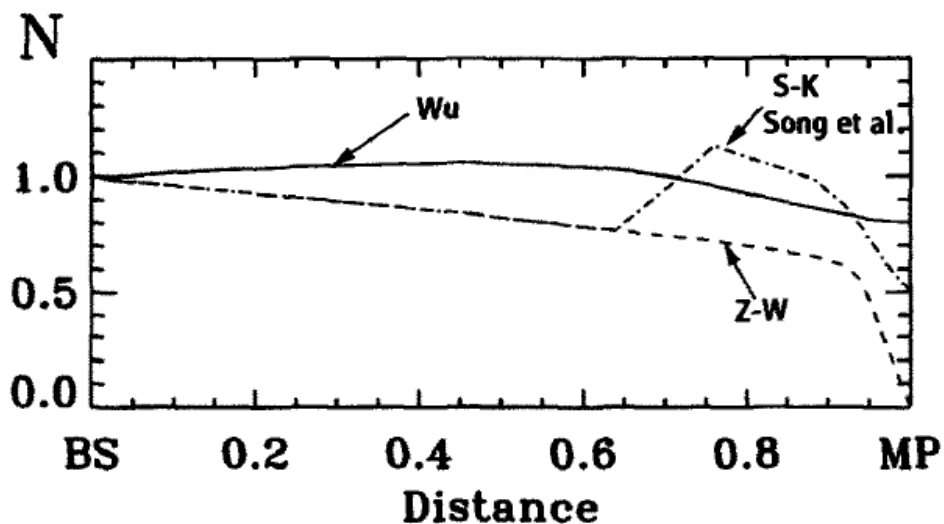


Рисунок 2. (Из работы Song & Russell 1997) Сравнение профилей плотности вдоль линии стагнации в моделях Zwan & Wolf, 1976 (пунктирная линия), Wu, 1992 (сплошная линия) и Southwood & Kivelson, 1995 (штрихпунктирная линия).

На рисунке 2 представлено сравнение профилей плотности, полученных в моделях (Southwood & Kivelson, 1995; Wu, 1992; Zwan & Wolf, 1976), а на рисунке 3 представлено

сравнение предсказаний этих моделей со спутниковыми измерениями. В указанных моделях магнитопауза рассматривалась как непроницаемое препятствие, и границы магнитослоя были фиксированы. Более подробно результаты подобных исследований магнитослоя описаны в обзорах (Song & Russell, 1997, 2002).

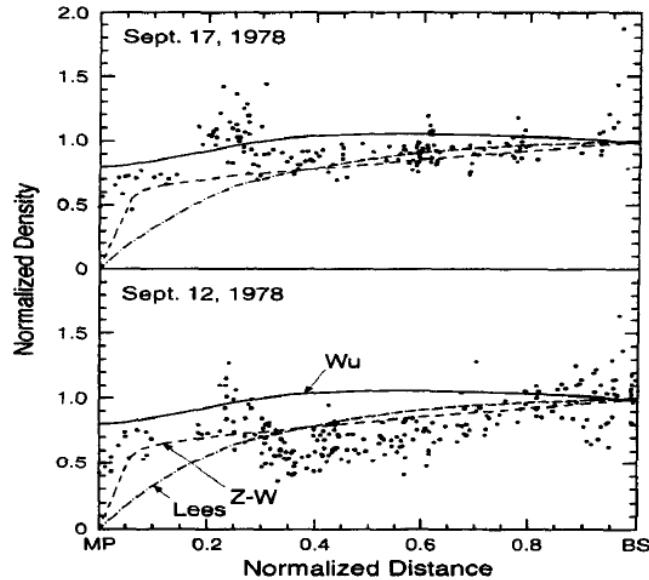


Рисунок 3. (Из работы Song & Russell 1997) Сравнение профилей плотности, полученных из работ Zwan & Wolf, 1976 (штрихпунктирная линия), Wu, 1992 (сплошная линия) и Lees, 1964 (штриховая линия) с измерениями на спутнике ISEE 2 12 и 17 сентября 1978 г.

В дальнейшем, было разработано множество более сложных моделей, основанных на решении уравнений магнитной гидродинамики (МГД) в трехмерном пространстве, позволяющих учитывать более сложные эффекты (напр., Kartalev et al., 1996; Pudovkin et al., 2002; Samsonov et al., 2001, 2007; Samsonov & Pudovkin, 2000). В этих моделях положение околоземной ударной волны уже не задавалось изначально, а получалось в процессе решения. В модели (Kartalev et al., 1996) также не фиксировалось положение магнитопаузы, а получалось в ходе решения как следствие баланса давлений магнитного поля Земли и давления плазмы магнитослоя. Благодаря развитию компьютерных мощностей стало возможным глобальное МГД моделирование взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. Преимущество таких моделей состоит в их самосогласованности, которая позволяет учитывать, например, широтные различия в течении плазмы магнитослоя. Одним из примеров таких моделей является модель BATS-R-US (Tóth et al., 2005). Основные разработанные на данный момент глобальные МГД модели представлены Общественным Координированным Центром Моделирования (CCMC) на сайте www.ccmc.gsfc.nasa.gov/. В работе (Gordeev et al., 2015) был проведен анализ предсказательной способности этих моделей и было показано, что все рассмотренные модели с одинаковой степенью достоверности предсказывают ряд ключевых крупномасштабных

магнитосферных параметров, таких как магнитное поле и поток, размеры магнитосферы, давление; однако, другие параметры, такие как, например, глобальная конвекция и полный продольный ток, предсказываются разными моделями с различным успехом.

В ряде работ проводилось сравнение непосредственно измеренных параметров плазмы и магнитного поля магнитослоя с предсказаниями моделей. Серия таких работ была проведена на основе данных спутника Интербол 1, запуск которого в 1995 году дал обширный объем экспериментальных данных для исследования магнитослоя. Авторы работы (Němeček et al., 2000) на основе статистики провели сравнение профилей потока ионов в магнитослое с предсказаниями газодинамической модели Спрайтера (Spreiter et al., 1966). Было показано, что модель предсказывает более высокие значения потока ионов вблизи ударной волны, чем наблюдается в реальности, причем этот эффект становится более существенным в дневной части магнитослоя, а также при небольших значениях плазменного параметра β и альфвеновского числа Маха. В работе (Zastenker et al., 2002) на большой статистике показано, что модели (Spreiter & Stahara, 1980; Spreiter et al., 1966) дают, в среднем, верное качественное и количественное описание параметров плазмы и магнитного поля, соответственно, в магнитослое. Однако, даже при использовании непосредственных измерений параметров межпланетной среды и учета движения магнитослоя относительно спутника, в большинстве случаев модели не могут предсказать больших изменений потока ионов и модуля магнитного поля в магнитослое. В работах (Dobrevá et al., 2005; Застенкер и др., 2008) проводилось сравнение результатов, предсказанных моделью (Kartalev et al., 1996), с измерениями спутника Интербол 1 и было показано, что модель достаточно точно предсказывает момент пересечения спутником границ магнитослоя и средние значения плотности и компонент скорости, однако плохо описывает нестационарные события. Помимо этого, авторы отмечают невозможность предсказания быстрых и больших по амплитуде вариаций параметров в магнитослое.

В работе (Hayosh et al., 2006) проводилось сравнение результатов модели BATS-R-US с измерениями спутника Интербол-1 на различных флангах магнитослоя. Было показано, что модель хорошо описывает средние значения потока ионов и модуля магнитного поля на обоих флангах, однако на вечернем фланге ($Y_{GSE} > 0$) измеряемый поток, как правило, ниже предсказанного. Однако, выбранный на этом фланге пролет спутника проходил, по видимому, близко к области каспа, и некоторые различия предсказаний модели и измерений могут быть объяснены невозможностью описания некоторых процессов в каспе в рамках МГД. Часть больших по амплитуде скачков модуля магнитного поля и потока ионов также не воспроизводится моделью.

Таким образом, можно заключить, что газодинамические и магнитогидродинамические подходы к описанию течения плазмы вокруг магнитосферы внесли существенный вклад в

исследование этой области и дали возможность делать крупномасштабные оценки средних значений параметров плазмы и магнитного поля. Однако, как показывают спутниковые измерения, большая часть переходной области является областью неустановившегося течения плазмы, сильно возмущенной, и нестационарные процессы в этой области не описываются в рамках гидродинамического и магнитогидродинамического подходов.

Большое количество работ было посвящено экспериментальному исследованию природы нестационарных процессов в магнитослое. В работе (Zhang et al., 1996) были рассмотрены три примера пересечения магнитослоя и было показано, что для одного из них все параметры плазмы и поля в переходной области хорошо соотносятся с аналогичными параметрами в солнечном ветре, хотя в других событиях наблюдалось хорошее соответствие либо только плазмы, либо магнитного поля.

Zastenker et al. (2002), на основе данных спутника Интербол 1 и его субспутника Магион-4, предположили, что вариации потока ионов и модуля магнитного поля в магнитослое обусловлены двумя источниками: 1) это могут быть флуктуации параметров солнечного ветра, прошедшие через головную ударную волну и, в некоторых случаях, усиленные на ней; и 2) в большинстве случаев флуктуации локальны и обусловлены процессами, происходящими в самом магнитослое. Shevyrev et al. (2003) статистически показали, что профили мощности флуктуаций потока ионов и модуля магнитного поля с масштабами 1-60 с и 1-60 мин одинаковы на обоих флангах магнитослоя. При этом мощность флуктуаций в 2-3 раза выше, чем в солнечном ветре. Shevyrev & Zastenker (2005) рассматривали характеристики флуктуаций потока ионов и модуля магнитного поля с частотами 0.02-1 Гц в магнитослое за квазипараллельной и квазиперпендикулярной ОЗУВ и проводили сравнение с солнечным ветром и форшоком (областью перед ОЗУВ, в которой присутствуют отраженные от ударной волны частицы плазмы солнечного ветра). Авторы показали, что в рассматриваемом диапазоне частот мощность флуктуаций обеих величин за квазипараллельной ОЗУВ в два раза больше, чем за квазиперпендикулярной. При этом авторы сделали вывод, что большая часть флуктуаций в этом частотном диапазоне порождается на ОЗУВ.

Совокупность флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое и характеристики этих флуктуаций исследовались неоднократно за последние десятилетия. Подробно результаты исследований описаны в обзоре (Lucek et al., 2005) и в Главе 4 сборника "Плазменная Гелиогеофизика" (под ред. Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского, 2007). Позже, Gutynska et al., (2009) исследовали корреляционные свойства флуктуаций магнитного поля в диапазоне частот 0.001-0.125 Гц на основе одновременных измерений спутников Cluster. Авторы показали, что корреляционная длина таких флуктуаций в магнитослое составляет, в среднем, $0.7 R_E$. При этом корреляционная длина может изменяться в зависимости от условий в

окружающей плазме и от характеристик набегающего потока солнечного ветра. Так, корреляционная длина увеличивается при повышенных скоростях солнечного ветра, при возрастании амплитуды флуктуаций, напряженности межпланетного магнитного поля и магнитного поля в магнитослое, а также при увеличении кросскорреляции между этими двумя напряженностями. Помимо этого наблюдается увеличение корреляционной длины при приближении спутника к магнитопаузе, что свидетельствует о ее влиянии на процессы в магнитослое. He et al. (2011) исследовали двумерную корреляционную функцию для плотности электронов и для перпендикулярной компоненты магнитного поля в магнитослое. Авторы показали, что для обеих величин корреляционные функции идентичны, причем высокие значения коэффициента корреляции преобладают в направлении, параллельном магнитному полю. Этот факт отражает анизотропию флуктуаций в магнитослое: $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$, где k - волновой вектор, а индексы \perp и \parallel обозначают перпендикулярность и параллельность среднему магнитному полю. Однако, как показано авторами, существует и еще одна популяция флуктуаций с преобладающим направлением перпендикулярно магнитному полю. Таким образом, было показано, что существуют два выделенных направления развития энергетического каскада. Природа такого анизотропного каскада до сих пор до конца не ясна.

Gutynska et al. (2015) представили статистическое исследование характеристик транзитных увеличений плотности в магнитослое. Авторы показали, что для таких событий наблюдается слабая положительная корреляция между плотностью плазмы и модулем магнитного поля при антикорреляции плотности и температуры протонов. Показано, что в основном такие события наблюдаются для маленьких углов θ_{BN} между нормалью к околоземной ударной волне и межпланетным магнитным полем; в 60% случаев указанные события связаны с вариациями параметров в форшоке. Также авторы показали, что пространственные размеры таких структур составляют несколько тысяч километров поперек линий магнитного поля и в два раза меньше - вдоль него.

Ряд исследований был направлен непосредственно на определение источников флуктуаций в магнитослое. На данный момент предполагается несколько источников флуктуаций. Во-первых, дополнительные (по отношению к флуктуациям, пришедшим из солнечного ветра) флуктуации рождаются при прохождении плазмы солнечного ветра через фронт околоземной ударной волны. При этом существенную роль играет ориентация межпланетного магнитного поля к нормали к фронту околоземной ударной волны, характеризуемая углом θ_{BN} (Greenstadt, 1972). Если магнитное поле направлено по касательной к поверхности фронта, т.е. угол θ_{BN} близок к 90° , то частицы после столкновения с фронтом ударной волны не смогут уйти далеко от фронта и будут сноситься потоком плазмы в область за фронтом. Если межпланетное магнитное поле направлено перпендикулярно фронту околоземной ударной волны (т.е. θ_{BN}

близок к 0), то после столкновения с фронтом частицы могут двигаться вверх по течению плазмы, т.е. в противоположную от Земли сторону. Область, сформированная перед фронтом околоземной ударной волны отраженными ионами и электронами, называется форшоком (ионным или электронным, соответственно). При этом будет продолжаться процесс движения плазмы как целого, т.е. частицы будут сноситься потоком в область за фронтом. Shevryev et al. (2003) показали на основании ~250 часов измерений на спутнике Интербол-1, что за квазиперпендикулярной околоземной ударной волной ($\theta_{BN} > 45^\circ$) уровень флуктуаций магнитного поля составляет 10% от среднего значения, тогда как за квазипараллельной ударной волны ($\theta_{BN} < 45^\circ$) амплитуда флуктуаций достигает среднего значения величины магнитного поля.

Другим источником флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое являются волновые процессы и неустойчивости, развивающиеся внутри магнитослоя. За околоземной ударной волной в плазме увеличивается анизотропия температуры $T_{\perp} > T_{\parallel}$, где \perp и \parallel обозначаются направления по отношению к вектору магнитного поля. Увеличение анизотропии приводит к образованию избыточной энергии, которая может релаксировать в виде волновых процессов и неустойчивостей. При этом, согласно линейной теории Власова, волновая мода определяется параметрами окружающей плазмы: при низких значениях плазменного параметра β (< 1) плазма неустойчива к образованию Альфвеновских ионно-циклотронных волн, тогда как при больших значениях β (> 5) - к волнам зеркальной моды (Anderson et al., 1994; Gary et al., 1993; Lacombe & Belmont, 1995; Schwartz et al., 1996).

Волновые процессы в магнитослое изучались рядом авторов. Примеры наблюдения волн зеркальной моды за квазиперпендикулярной околоземной ударной волной были представлены на основании данных спутников ISEE 1 и 2 в работе (Hubert et al., 1989) и по данным спутника Интербол 1 в работе (Shevryev et al., 2006). В работе (Verigin et al., 2006) на основе 10 лет измерений спутника ISEE 1 в магнитослое было показано, что волны зеркальной моды наблюдаются вблизи магнитопаузы на флангах магнитослоя и ближе к середине магнитослоя в подсолнечной области. В работе (Anderson et al., 1994) исследовались данные спутника AMPTE/IRM в дневной части магнитослоя за квазиперпендикулярной ударной волной и было показано, что тип флуктуаций может изменяться при пересечении магнитослоя от волн зеркальной моды до ионно-циклотронной моды. Кроме того, авторы показали, что тип флуктуаций может быть определен согласно линейной теории Власова. Guicking et al. (2012) на основе статистического анализа показали, что процессы, приводящие к формированию электромагнитных волн в магнитослое с частотами $f < 0.16$ Гц, наиболее вероятно находятся около ОЗУВ.

Кроме двух самых распространенных типов флуктуаций в магнитослое могут также наблюдаться вистлеры, или свистящие атмосферники. Несколько примеров наблюдения вистлеров в магнитослое было представлено в работе (Rodriguez, 1985). Авторы показали, что вистлеры проявляются в виде узких пиков на фоне широкого спектра флуктуаций модуля магнитного поля в диапазоне частот 20-1000 Гц, при этом чаще наблюдаются во внутреннем магнитослое, вблизи магнитопаузы. Авторы работы (Mangeneu et al., 2006) использовали несколько интервалов измерений спутников Cluster в магнитослое и исследовали характеристики флуктуаций магнитного и электрического полей в диапазоне частот от 8 Гц до 4 кГц. В этой работе было показано, что вистлеры, в целом, наблюдаются в магнитослое достаточно редко по сравнению с остальными волновыми модами, и дают незначительный вклад в спектры флуктуаций.

Помимо волновых процессов в магнитослое также были идентифицированы трехмерные локальные структуры, такие как Альвеновские вихри (Alexandrova et al., 2006; Sundkvist et al., 2005) или электронные магнитные дыры (electron vortex magnetic hole, Huang et al., 2017).

В работах (Савин и др., 2011; Savin et al., 2012) был представлен механизм, приводящий к аномальной динамике магнитослоя, которая выражается в существенных (сопоставимых с толщиной магнитослоя) деформациях формы магнитопаузы и околоземной ударной волны. В работе (Savin et al., 2014) рассмотрены механизмы взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой и нелинейные явления в переходной области. На основе анализа одновременных частотных спектров из различных областей околоземного пространства авторы предположили, что кинетическая энергия солнечного ветра возбуждает резонансные явления и их гармоники на околоземной ударной волне, что приводит к модуляции потоков плазмы внутри магнитослоя. При таком взаимодействии возникает дискретный трехволновой каскад, который может объединяться на более высоких частотах в непрерывный спектр, аналогичный спектру турбулентности. Авторы отметили, что такой механизм взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой обеспечивает эффективный аномальный транспорт плазмы из и в магнитосферу.

Одним из важных источников флуктуаций параметров в магнитослое являются процессы вблизи магнитопаузы и ударной волны. В работах (Gutynska et al., 2012; Němeček et al., 2001) показано увеличение уровня флуктуаций потока ионов при приближении спутника к магнитопаузе. Dimmock et al. (2014) предположили, что уровень флуктуаций магнитного поля в магнитослое зависит от значения скорости солнечного ветра и направления межпланетного магнитного поля. В работе было также показано, что в периоды паркеровской ориентации магнитного поля, т.е. когда угол между направлением поля и направлением на Солнце составляет 45° , околоземная ударная волна и процессы в фортшоке являются основными

источниками флуктуаций параметров в магнитослое, тогда как во время южной ориентации межпланетного магнитного поля магнитопауза является источником вариаций с большой амплитудой, которые могут распространяться на значительные расстояния вверх по потоку. Как показывают экспериментальные исследования, процессы в магнитослое вблизи магнитопаузы определяются углом между магнитным полем магнитослоя и геомагнитным полем: при больших углах ($>50^\circ$) вблизи магнитопаузы наблюдаются большие по амплитуде вариации магнитного поля, тогда как при малых углах ($<30^\circ$) магнитное поле постепенно увеличивается при приближении к магнитопаузе (Paschmann, 1986; Paschmann et al., 1993; Phan et al., 1994; Phan & Paschmann, 1996). На околоземной ударной волне могут наблюдаться аномалии горячего потока (Burgess, 1989; Vaisberg et al., 2016; Шестаков & Вайсберг, 2012), возникающие при воздействии тангенциального разрыва, движущегося в плазме солнечного ветра, с ударной волной при определенном взаимном расположении нормали к токовому слою и вектора электрического поля. Все эти процессы могут оказывать влияние на плазму за околоземной ударной волной.

Таким образом, в магнитослое всегда наблюдаются флуктуации параметров плазмы и магнитного поля в широком диапазоне частот и амплитуд, имеющие различные источники. Эти флуктуации могут накладываться на флуктуации, пришедшие из солнечного ветра, и существенным образом видоизменить временной профиль параметров, регистрируемых в магнитослое. Как было сказано выше, на данный момент в большинстве моделей солнечно-земных связей в качестве факторов, влияющих на магнитосферу, используются данные спутников, находящихся в солнечном ветре. Видоизменение характеристик плазмы и магнитного поля в магнитослое могут и снижать предсказательные возможности моделей. В работе (Gutynska et al., 2012) наглядно показано, что коэффициент корреляции между модулем магнитного поля, измеренным в точке либрации и в магнитослое, может быть близок к нулю. Как было показано в литературе, динамическое давление и знак B_z компоненты межпланетного магнитного поля являются наиболее геоэффективными параметрами межпланетной среды (Borodkova et al., 2005; Borodkova et al., 1995; Sibeck & Gosling, 1996; Zolotukhina et al., 2007). Значение скорости плазмы солнечного ветра может оказывать влияние на проводимость ионосферы (Sergeev et al., 2018); процессы, происходящие в плазменном слое также подвержены влиянию таких параметров солнечного ветра, как плотность и скорость (Sergeev et al., 2015). Неоднократно было показано влияние вариаций скорости и давления солнечного ветра на волновую активность внутри магнитосферы (Nakariakov et al., 2016; Yagova et al., 2007; Zolotukhina et al., 2007). Вариации компонент межпланетного магнитного поля могут оказывать влияния на процессы, происходящие в области каспа (Pilipenko et al., 2000). Влияние процессов,

происходящих в магнитослое, на эти параметры плазмы и магнитного поля, приходящие из солнечного ветра, необходимо учитывать.

Для создания реалистичных моделей необходимо учитывать кинетические эффекты и турбулентность в плазме. Такие модели начали разрабатываться в последние годы. Например, в работе (Karimabadi et al., 2014) представлен вариант совмещения гибридного (протоны рассматриваются как частицы, а электроны плазмы - как жидкость) и кинетического подхода моделирования процессов в магнитослое, с помощью которого удалось воспроизвести не только структуру магнитослоя в целом, но и возникающие в магнитослое флуктуации параметров плазмы и магнитного поля. Авторы демонстрируют, что есть близкая связь между процессами на ударной волне, турбулентностью и пересоединением, которые раньше рассматривались отдельно в рамках разных направлений исследований. Результаты, представленные в указанной работе, наглядно демонстрируют важность дальнейших исследований кинетических процессов в плазме магнитослоя, которым посвящена данная диссертационная работа.

Турбулентность плазмы солнечного ветра и магнитослоя

Флуктуации параметров в плазме удобно рассматривать в рамках феноменологии турбулентности. Турбулентность характерна как для плазмы солнечного ветра, так и для плазмы магнитослоя. Турбулентность выражается в неупорядоченных флуктуациях параметров плазмы и магнитного поля, мощность которых характеризуется, как правило, степенным законом, что часто наблюдается в космической плазме, как на околоземной орбите в солнечном ветре (см. обзор Bruno & Carbone, 2013), в магнитослое (Huang et al., 2014) и в хвосте магнитосферы (см. напр. обзор (Zelenyi et al., 2015), так и в областях близких к Солнцу (напр., Chashei & Shishov, 1993; Cranmer et al., 2015), а также в дальнем космосе, например, в скоплениях галактик (Zhuravleva et al., 2014). Основы современной феноменологии турбулентности были заложены А.Н. Колмогоровым в 1941 году (Колмогоров, 1941) и развиты в дальнейшем в работе Фриша (Frisch, 1995).

Турбулентность космической плазмы выражается в неоднородности и нестационарности флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля как во времени, так и в пространстве. Одним из первых свидетельств о том, что плазма солнечного ветра вблизи орбиты Земли является турбулентной, было получено с помощью локальных измерений на спутнике Mariner 2 (Coleman, 1968). В дальнейшем, множество измерений подтвердили универсальность степенного закона, наблюдающегося в широком диапазоне частот в различных областях околоземного пространства (Celnikier et al., 1983; Matthaeus & Goldstein, 1982; Unti et al., 1973),

а также вблизи солнечной короны (напр., Chashei, 1997; Coles, 1978). Было показано, что частотный спектр флуктуаций магнитного поля следует закону $\sim f^{-5/3}$, соответствующему теории турбулентности Колмогорова (Колмогоров, 1941), в диапазоне масштабов, охватывающем несколько порядков.

Считается, что степенной закон, которому следуют спектры флуктуаций, отражает фундаментальный механизм передачи энергии от некоторого внешнего масштаба, на котором происходит инжекция энергии в систему, к внутренним масштабам, на которых происходит диссипация этой энергии. В теории Колмогорова турбулентный каскад описывается законом $\sim k^{-5/3}$, где k - волновой вектор. Этот закон является следствием нескольких принципов. Согласно теории Колмогорова, средняя энергия в единицу времени в единице объема ε постоянна. Энергия подается в систему из внешних источников с масштабом L и должна поглотиться структурами с малыми масштабами. Предполагается, что на промежуточных масштабах - так называемых инерционных масштабах - статистические свойства турбулентности пространственно однородны и изотропны, а также универсальны и не зависят ни от того, как энергия поступила в систему, ни от способа ее диссипации. При этом предполагается, что перенос энергии носит локальный характер. В таком случае поток энергии на масштабе λ должен быть независим от λ :

$$v_\lambda^2/\tau_\lambda \sim \varepsilon = \text{const},$$

где v_λ - характерная скорость флуктуаций на масштабе λ , а τ_λ - характерное время каскада. Поскольку перенос энергии является локальным, то время τ_λ должно быть связано с масштабом λ , что возможно только при $\tau_\lambda = \lambda / v_\lambda$, что является временем оборота или временем нелинейного взаимодействия. Таким образом, можно легко получить выражение

$$v_\lambda \sim (\varepsilon \lambda)^{1/3},$$

и учитывая, что $k=2\pi/\lambda$, а спектр энергии есть мощность флуктуаций скорости в определенном диапазоне k ($E \sim v_\lambda^2/k$), можно получить спектр кинетической энергии $\sim k^{-5/3}$.

Несмотря на то, что теория Колмогорова была разработана для течения нейтральной жидкости, измеряемые наклоны спектров флуктуаций параметров космической плазмы хорошо согласуются с этой теорией.

Однако, следует учитывать, что в космической плазме огромную роль играет магнитное поле, и при этом нельзя однозначно принять соотношение для времени каскада, как это было сделано в теории Колмогорова, а существует еще одно характерное время, $\tau_A = l_{\parallel\lambda}/v_A$, где $l_{\parallel\lambda}$ - характерный размер флуктуаций масштаба λ параллельных управляющему (внешнему, крупномасштабному) магнитному полю, а v_A - альфвеновская скорость. Если предположить аналогично подходу Колмогорова изотропность (чего в космической плазме в действительности не наблюдается), то получится спектр $\sim k^{-3/2}$ (Iroshnikov, 1993; Kraichnan, 1965;

Dobrowolny et al., 1980), что в большинстве случаев не совпадает с экспериментальными наблюдениями.

Дальнейшее развитие теория турбулентности в космической плазме получила в работах (Goldreich & Sridhar, 1995, 1997; Sridhar & Goldreich, 1994). Авторы рассмотрели каскад, состоящий из волновых пакетов альфвеновских флуктуаций и сделали ряд допущений. Предполагалось, что все электромагнитные флуктуации существенно анизотропны, причем их характерные масштабы вдоль управляющего поля много больше, чем поперек, т.е. $l_{\parallel} \gg \lambda$, или $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$. В работе (Sridhar & Goldreich, 1994) авторы рассмотрели каскад слабо взаимодействующих альфвеновских волн и показали, почему теории Ирошникова и Краишнана (Iroshnikov, 1993; Kraichnan, 1965) не верны. Авторы также показали, что когда каскад достигает масштабов k_{\perp} , то взаимодействие между волнами становится сильнее и его уже нельзя считать слабым, как предполагается в теориях указанных авторов. Тогда была разработана теория сильной турбулентности, существенным условием которой был принцип критического баланса: на малых масштабах существует связь между характерным альфвеновским временем ($\tau_A = l_{\parallel}/v_A$) и временем нелинейного взаимодействия перпендикулярно управляющему полю: $\omega \sim k_{\parallel} v_A \sim k_{\perp} v_{\perp}$, где ω - типичная частота флуктуаций, а v_{\perp} - флуктуации скорости перпендикулярно управляющему полю. При наложении таких условий спектр турбулентности описывается двумя ветвями: $\sim k_{\perp}^{-5/3}$ и $\sim k_{\parallel}^{-2}$.

Экспериментально гипотеза о наличии двух ветвей спектра с различными наклонами в инерционной области каскада, т.е. исследования анизотропии флуктуаций магнитного поля, в солнечном ветре рассматривалось в ряде работ. Авторы работы (Horbury et al., 2008), пользуясь измерениями на спутнике Ulysses, впервые представили свидетельства существования спектра магнитного поля с наклоном -2 при малых углах между вектором магнитного поля и скоростью плазмы, что соответствует спектру $\sim k_{\parallel}^{-2}$, при этом большая часть энергии спектра, как было показано, содержится в флуктуациях перпендикулярных среднему направлению магнитного поля, и для них характерен спектр $\sim k_{\perp}^{-5/3}$. Позднее этот результат был подтвержден в работе (Wicks et al., 2010). Зависимость показателя степени спектров от угла между направлением распространения плазмы и вектором магнитного поля рассматривалась в работах (Chen et al., 2010, 2011) на основе данных многоспутниковой миссии Cluster. Подробно исследования анизотропии турбулентности в солнечном ветре описаны в обзоре (Horbury et al., 2012).

Как показывают многочисленные спутниковые измерения (см. обзоры Alexandrova et al., 2013; Bruno & Carbone, 2013), инерционный диапазон турбулентного каскада продолжается вплоть до ионных масштабов, на которых происходит излом спектра, т.е. изменение показателя степени спектра. Общий вид турбулентного каскада для флуктуаций модуля межпланетного магнитного поля, экспериментально измеренных на космических аппаратах Helios-2 и WIND,

приведен на рисунке 4 (из обзора Bruno & Carbone, 2013). Вплоть до частот $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Гц наблюдается масштаб, содержащий энергию (интегральные масштабы), характеризующийся спектром $\sim f^{-1}$, далее происходит первый излом спектра, и вплоть до ионных масштабов ~ 0.1 Гц (\sim гирочастоты протона f_c) наблюдается инерционный диапазон, характеризующийся степенным спектром с показателем $-5/3$; далее, на ионных масштабах, происходит второй излом спектра и переход к диссипативным масштабам, характеризующимся наклонами от -3 до -2 .

Если на масштабах более гирорадиуса иона турбулентный каскад как правило корректно воспроизводится в рамках магнитогидродинамического подхода, то на меньших масштабах важную роль приобретают кинетические эффекты, что приводит к диссипации энергии (эти масштабы также называются кинетическими). В литературе обсуждались различные подходы к описанию механизмов диссипации энергии. В работах (Leamon et al., 1998; Smith et al., 2006) предполагается, что начало процесса диссипации происходит из-за затухания альфвеновских и магнитозвуковых флуктуаций. Авторы работ (Bale et al., 2009; Schekochihin et al., 2009) полагают, что на масштабах диссипации существуют кинетические альфвеновские волны. В ряде работ (напр., Galtier & Bhattacharjee, 2003) в качестве основной моды рассмотрены вистлеры, существующие на масштабах менее гирорадиуса протона. Однако, несмотря на многочисленные исследования, до сих пор нет однозначного ответа на вопрос, флуктуации какой моды преимущественно составляют диссипативный диапазон турбулентного каскада (Gary & Smith, 2009).

В работе (Chen et al., 2013) была предложена методика, позволяющая в ряде случаев определить тип флуктуаций на масштабах менее гирорадиуса протона. Методика подразумевает сравнение одновременных спектров флуктуаций параметров магнитного поля и плотности плазмы на кинетических масштабах. Авторы работы рассмотрели 17 интервалов измерений плотности плазмы и модуля магнитного поля в солнечном ветре и пришли к выводу, что флуктуации являются кинетическими альфвеновскими волнами, а не вистлерами.

Основной проблемой при исследовании турбулентности с помощью локальных измерений на космических аппаратах является трудность разделения пространственных и временных вариаций. В общем случае, частота флуктуаций $f_{сп}$, измеряемая на спутнике, связана с волновым вектором \mathbf{k} не тривиальным образом. Частота $f_{сп}$ включает в себя собственную частоту флуктуаций f_v в системе отсчета, жестко связанной с потоком плазмы, и частоту доплеровского сдвига $f_d = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} / 2\pi$, где \mathbf{k} - волновой вектор флуктуаций, а \mathbf{v} - скорость потока плазмы. Эти частоты связаны друг с другом соотношением $f_{сп} = f_v + f_d$. Так, чтобы перейти от временных измерений к пространственным, требуется знать собственную частоту флуктуаций. Как правило, в солнечном ветре применяется так называемая "гипотеза Тейлора" (Taylor, 1938), согласно которой $f_v \ll f_d$. Эта гипотеза основана на предположении, что поскольку в

турбулентном потоке большая часть энергии системы содержится на интегральных масштабах, то переносом энергии по потоку на меньших масштабах можно пренебречь. Таким образом, перенос энергии мимо неподвижного наблюдателя происходит только за счет флуктуаций больших масштабов. Применение этой гипотезы оправдано в том случае, когда рассматриваются флуктуации, скорость распространения которых в системе отсчета, связанной с движущейся плазмой, пренебрежимо мала (например, альфвеновские флуктуации). Однако, гипотеза не применима к флуктуациям типа вистлеров, имеющих скорости распространения много больше, чем скорость плазмы.

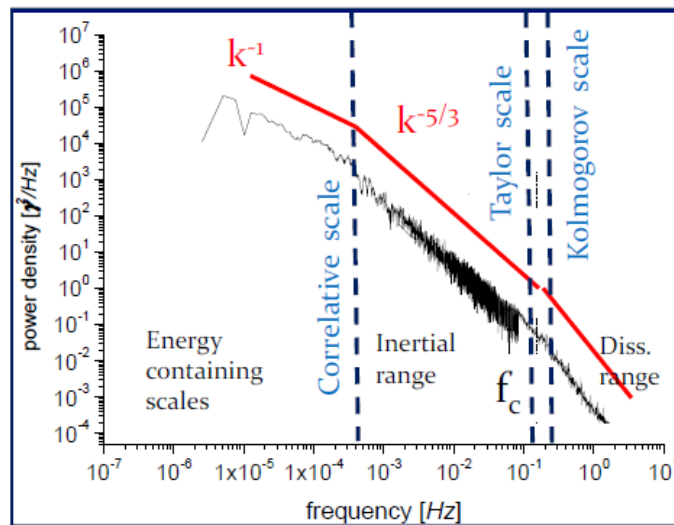


Рисунок 4. (Из работы Bruno & Carbone, 2013) Общий вид спектра флуктуаций модуля магнитного поля на космических аппаратах WIND и Helios-2.

Для точного определения вида турбулентного каскада требуется информация о трехмерном распределении флуктуаций в каждый момент времени, соответственно требуются данные как минимум в четырех точках пространства. Такие измерения были успешно реализованы в европейской миссии Cluster (Escoubet et al., 1997), состоящей из четырех идентичных спутников, расположенных в углах тетраэдра. На основе измерений спутников этой миссии удалось исследовать зависимость свойств флуктуаций магнитного поля в магнитослое с частотами вплоть до 4кГц. В работах (Lacombe et al., 2006; Mangeney et al., 2006) рассматривалосьpitch-угловое распределение флуктуаций магнитного и электрических поле в магнитослое и было показано, что вплоть до масштабов порядка 50 км наблюдаются преимущественно флуктуации перпендикулярные магнитному полю, в то время как на меньших масштабах - до 30 м (порядка дебаевского радиуса) флуктуации становятся преимущественно параллельными (Mangeney et al., 2006). Авторы работ (Breuillard et al., 2016; Sahraoui et al., 2003) представили методики идентификации волновых мод в магнитослое и показали примеры наблюдения и характерные спектры для Альфвеновской, медленной и зеркальной мод. В работе (He et al., 2011) на основе статистического анализа корреляционных функций флуктуаций как плотности, так и скорости,

было показано, что существуют две ветви вариаций обоих параметров - перпендикулярно и параллельно среднему магнитному полю, и существует каскад энергии преимущественно в перпендикулярном направлении. Анизотропия флуктуаций магнитного поля в магнитослое также изучалась в работе (Sahraoui et al., 2006), где было показано, что на анизотропию в магнитослое помимо среднего направления магнитного поля оказывает влияния также направление нормали к магнитопаузе. На основе сравнения измерений магнитного поля и скорости на четырех близко расположенных спутниках Cluster в работе (Alexandrova et al., 2006) было представлено свидетельство существования в магнитослое таких трехмерных локальных структур ионных масштабов, как альфвеновские вихри.

Исследования турбулентности в космической плазме представляет интерес не только с точки зрения понимания процессов, протекающих в магнитослое и солнечном ветре, но и для понимания общих принципов нагрева плазмы. Интерес к этой теме обусловлен несоответствием экспериментально наблюдаемого изменения температуры плазмы солнечного ветра с увеличением расстояния от Солнца от предсказанного теоретическими моделями. На рисунке 5 сплошной кривой показаны измерения температуры протонов солнечного ветра на космическом аппарате Voyager 2 на различных расстояниях от Солнца (из работы Mattheus et al., 1999). Пунктирная линия показывает теоретически предсказанную (в рамках адиабатического расширения солнечной короны) зависимость температуры от гелиоцентрического расстояния (Mattheus et al., 1999; Zank et al., 1996). Как видно, температура плазмы убывает с расстоянием от Солнца медленней, чем предсказывается в теории. Одной из вероятных причин такого несоответствия считается турбулентный нагрев плазмы, который происходит именно на масштабах диссипации (Zank et al., 1999).

Механизмы диссипации энергии и нагрева плазмы на кинетических масштабах активно обсуждаются последние два десятилетия. Теориями предсказываются разные соотношения между частотой излома спектра и механизмом, отвечающим за диссипацию. В ряде работ (напр. Dmitruk et al., 2004; Leamon et al., 2000) предполагается, что турбулентный каскад состоит из тонких токовых слоев и поэтому излом должен наблюдаться на масштабе порядка толщины токового слоя, т.е. на масштабе, определяемом инерционной длиной протона $\lambda = V_A / \omega_c$, где ω_c - циклотронная частота протона. Согласно другой теории (напр., Schekochihin et al., 2009), турбулентный каскад формируется несжимаемыми альфвеновскими волнами, переходящими в сжимаемые кинетические альфвеновские волны на масштабе протонного гирорадиуса $\rho_i = V_{th} / \omega_c$ (где V_{th} - тепловая скорость протона), соответственно излом предполагается на этом масштабе. Так же как в теории кинетических альфвеновских волн, для теорий, в которых турбулентный каскад состоит из вистлеров, характерен наклон $-7/3$ спектра флуктуации плотности на

кинетических масштабах. В работе (Boldyrev & Perez, 2012), также рассматривающей спектр, состоящий из кинетических альфвеновских волн, однако с присутствием перемежаемости (отклонения от предположения самоподобия на различных масштабах), предсказывается спектр флуктуаций энергии с наклоном $-8/3$. Как показано в работах, основанных на экспериментальных измерениях магнитного поля и плотности, встречаются спектры с наклоном близким как к $-7/3$, так и к $-8/3$, однако, как правило, спектры более крутые на кинетических масштабах, с наклоном, в среднем, -2.8 (напр., Alexandrova et al., 2008; Chen et al., 2010, 2012; Salem et al., 2012). Ряд работ был направлен на сопоставление частот излома спектров флуктуаций, измеренных экспериментально, с характерными масштабами плазмы, такими как ларморовский радиус или инерционная длина протона. В работе (Markovskii et al., 2008) на основе статистики измерений межпланетного магнитного поля показано, что невозможно выделить одну характерную частоту, однозначно связанную с частотой излома спектра. В работе (Chen et al., 2014b) отмечается, что при коррекции характерных масштабов на доплеровский сдвиг (т.е. при переходе от пространственных масштабов к временным), разница между нормированным гирорадиусом и инерционной длиной протона получается пропорциональна $(\beta_{\perp})^{1/2}$, где β_{\perp} - плазменный параметр, равный отношению теплового давления ионов в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, к магнитному давлению $\beta_{\perp} = P_{T\perp}/P_B$, где $P_T = nkT_{\perp}$, $P_B = B^2/8\pi$ (n , T - плотность и температура плазмы, соответственно, B - напряженность магнитного поля). Поскольку в солнечном ветре значение β_{\perp} часто близко к 1, то становится трудно различить две характерные частоты. Авторы на основе измерений на космическом аппарате WIND в течение 16 лет (1994-2010 гг.) сделали вывод, что в событиях с $\beta_{\perp} \ll 1$ частота излома спектров флуктуаций модуля магнитного поля определяется инерционной длиной протона, тогда как при $\beta_{\perp} \gg 1$ она определяется гирорадиусом протона. Авторы заключили, что излом спектра происходит на частоте, соответствующей наибольшему масштабу из гирорадиуса протона и инерционной длины протона. Авторы работы (Šafránková et al., 2016), пользуясь обширной статистикой экспериментальных данных, показали, что, с одной стороны, частоты излома спектров флуктуации как плотности, так и скорости плазмы соответствуют результатам, предложенным в работе (Chen et al., 2014b). С другой стороны, полученные авторами зависимости частоты излома спектра флуктуаций потоковой скорости от масштаба, который определяется порогом для диссипации, вызванным резонансным затуханием циклотронной моды, также соответствует и скейлингу, предложенному в работе (Leamon et al., 1998). Таким образом, вопрос о том, на каком масштабе и из-за каких процессов начнется диссипация в космической плазме по-прежнему остается открытым.

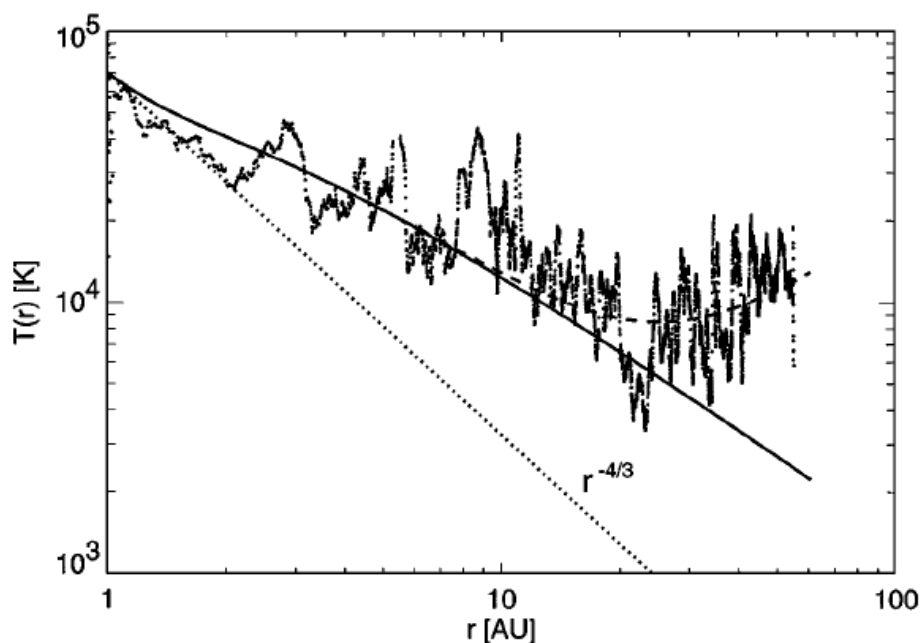


Рисунок 5. (Из работы *Matthaeus et al., 1999*) Зависимость температуры протонов от гелиоцентрического расстояния, измеренная на спутнике *Voyager 2* (кривая линия); точечным пунктиром показаны предсказания теории адиабатического расширения короны; показаны также предсказания теории, учитывающей влияние турбулентного нагрева за счет перемешивания потоков (сплошная линия) и с учетом нагрева захваченными межпланетными ионами (штриховой пунктир).

На данный момент флуктуации межпланетного магнитного поля на кинетических масштабах достаточно разносторонне исследованы (см. обзоры *Alexandrova et al., 2013; Chen, 2016*). В магнитослое подобные исследования проводятся достаточно давно (напр., *Anderson et al., 1994; Lacombe & Belmont, 1995*), но особый интерес к ним проявился в последнее десятилетие в связи с запуском миссии *Cluster*. Подавляющее большинство результатов в магнитослое относится к исследованиям флуктуаций магнитного поля в связи с тем, что случаи измерения параметров плазмы с достаточно высоким временным разрешением до недавнего времени были редкостью (напр., *Blecki & Kossacki, 1987; Lacombe et al., 1997; Vaisberg & Smirnov, 1995*). В работе (*Czaykowska et al., 2001*) было рассмотрено видоизменение спектра при пересечении головной ударной волны и показано, что сразу за ударной волной на инерционном масштабе спектр имеет показатель наклона близкий к -1, а на кинетическом - от -3 до -2. *Alexandrova et al. (2008)* показали, что в середине магнитослая наклон инерционной части спектра соответствует колмогоровскому, а на кинетической показатель наклона составляет от -3 до -2. Авторы работы (*Huang et al., 2014*) представили статистическое исследование показателей наклонов на кинетических масштабах спектра флуктуаций модуля магнитного поля в магнитослое и выяснили, что в среднем показатель наклона составляет -2.9.

Однако, исследование турбулентности на основе только флуктуаций магнитного поля не всегда обосновано. Как правило, предполагается, что выполняется условие вмороженности

магнитного поля в плазму, и, соответственно, характер спектра флуктуаций плотности можно определить из флуктуаций магнитного поля. Это допущение применяется, например, в очень распространенной теории кинетических альфвеновских волн. В теории, как правило, предполагается преимущественно несжимаемый характер флуктуаций. Однако, (Huang et al., 2017), исследовав обширную статистику измерений магнитного поля в магнитослое, показали, что в 65% случаев в флуктуациях доминирует сжимаемая компонента, что плохо объясняется теорией.

Кроме того, следует упомянуть, что параметры плазмы, такие как поток ионов, плотность и скорость однозначно связаны с динамическим давлением солнечного ветра, которое, как известно, вносит наиболее существенный вклад в давление солнечной плазмы солнечного ветра и магнитослоя. С этой точки зрения исследования флуктуаций плазменных параметров представляются крайне важными для исследования энергетического каскада и вопросов переноса энергии в плазме, а также передачи энергии от Солнца магнитосфере Земли.

Цель работы

Приведенный выше обзор демонстрирует важность исследований кинетических явлений в плазме магнитослоя. Основной проблемой является отсутствие достаточного количества измерений параметров плазмы с временным разрешением, соответствующим масштабам менее ионного гирорадиуса, при различных условиях в набегающем потоке солнечного ветра в различных частях магнитослоя. В данной работе на основе статистического анализа одновременных измерений в солнечном ветре и магнитослое, а также в различных частях магнитослоя, исследуются характеристики флуктуаций плазменных параметров в переходной области в диапазоне частот вплоть до 10 Гц.

Целью работы было исследование динамики мелкомасштабных структур плазмы и магнитного поля при их переходе из солнечного ветра в магнитослой, а также рассмотрение эволюции мелкомасштабных вариаций плазмы внутри магнитослоя. Конкретные задачи работы можно сформулировать следующим образом:

- На основе корреляционного анализа одновременных измерений на двух спутниках в солнечном ветре и магнитослое определить, как видоизменяются мелкомасштабные структуры плазмы и магнитного поля солнечного ветра в магнитослое.

- Определить факторы, влияющие на видоизменение мелкомасштабных структур плазмы и магнитного поля в магнитослое.

- Определить характерные особенности турбулентности плазмы магнитослоя в области перехода от МГД масштаба к кинетическому (переход от инерционной области турбулентного каскада к диссипативной).
- Определить динамику характеристик турбулентности плазмы при пересечении магнитослоя и вблизи его границ.

Научная новизна работы

В данной работе на основе сравнения одновременных временных рядов с двух близкорасположенных аппаратов в солнечном ветре и магнитослое впервые проведена оценка факторов, оказывающих влияние на значение коэффициента корреляции параметров плазмы и магнитного поля перед и за околоземной ударной волной.

Впервые на основе обширной статистики измерений параметров плазмы с временным разрешением 31 мс определены характеристики турбулентности плазмы в магнитослое на кинетических масштабах. Впервые установлены зависимости формы и характеристик частотных спектров флуктуаций потока ионов от положения в магнитослое относительно его границ - магнитопаузы и околоземной ударной волны - в том числе для различной ориентации межпланетного магнитного поля к околоземной ударной волне.

Научная и практическая значимость результатов

Результаты, полученные в данной работе, представляют интерес в нескольких областях исследований. Во-первых, анализ видоизменения структур плазмы и магнитного поля солнечного ветра в магнитослое представляет важность для определения влияния солнечного ветра на магнитосферу Земли, т.е. в рамках задач прогноза космической погоды. Полученные факторы могут быть использованы для верификации моделей распространения плазмы в магнитослое Земли и других астрофизических объектов, имеющих ударную волну в набегающем потоке, а также для верификации эмпирических моделей солнечно-земных связей.

Во-вторых, околоземное пространство является природной лабораторией для исследования плазмы и ее турбулентности. Полученные результаты могут быть в дальнейшем использованы для понимания процессов, происходящих в токамаках (установках для удержания плазмы в магнитных ловушках), а также при работе с лабораторной плазмой.

В-третьих, полученные статистические результаты представляют интерес для исследования механизмов нагрева плазмы, в том числе для верификации разрабатываемых моделей, описывающих процессы диссипации энергии в плазме.

Положения, выносимые на защиту

1) Амплитуда и длительность резких фронтов плотности плазмы и модуля магнитного поля (изменений параметра более чем на 20% за время от единиц до десятков секунд) увеличивается при пересечении плазмой солнечного ветра околоземной ударной волны и распространении внутри магнитослоя. Таким образом, на околоземной ударной волне происходит дисперсия резких фронтов плотности плазмы и модуля магнитного поля и их усиление.

2) Вероятность наблюдения высокого значения коэффициента корреляции (более 0.7) между одновременными измерениями плотности плазмы и модуля магнитного поля в солнечном ветре и магнитослое преимущественно наблюдается при высоких значениях модуля межпланетного магнитного поля, при расположении точки измерения в магнитослое за квазиперпендикулярной околоземной ударной волной и в периоды течения солнечного ветра, относящегося к областям сжатия перед набегающим быстрым течением. Указанные факторы необходимо учитывать для корректного анализа гелиогеофизической обстановки.

3) В магнитослое вблизи околоземной ударной волны спектры флуктуаций потока ионов на магнитогиродинамических масштабах становятся более плоскими по сравнению со спектрами, предсказываемыми теориями развитой турбулентности (в частности, теорией Колмогорова) и наблюдаемыми в солнечном ветре, что отражает перераспределение энергии в турбулентном каскаде на указанных масштабах. При распространении плазмы вглубь магнитослоя форма спектров восстанавливается.

4) Непосредственно за околоземной ударной волной спектры флуктуаций потока ионов на кинетических масштабах описываются степенной функцией с показателем, существенно превышающим по модулю значения, предсказанные большинством существующих теорий и наблюдаемые в солнечном ветре; при распространении плазмы вглубь магнитослоя спектры приобретают вид, характерный для плазмы солнечного ветра. Отмеченное изменение спектров свидетельствует об увеличенном темпе диссипации энергии в магнитослое вблизи околоземной ударной волны.

5) В магнитослое при переходе от магнитогиродинамических масштабов к кинетическим спектры, в которых наблюдается пик, чаще обнаруживаются вблизи околоземной ударной

волны, а спектры с плато на переходных масштабах наиболее часто наблюдаются вблизи магнитопаузы. Таким образом, доминирующие процессы, определяющие диссипацию энергии в плазме магнитослоя, могут зависеть от положения относительно границ - магнитопаузы и околоземной ударной волны.

Личный вклад автора

Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены автором лично при поддержке научных руководителей и участии соавторов публикаций. Автором были отобраны и обработаны как спутниковые данные зарубежных космических миссий, находящиеся в базах данных в открытом доступе, так и первичные данные российского эксперимента Плазма-Ф. Были внесены корректировки в методику обработки данных прибора БМСВ в магнитослое с учетом особенностей прибора, проведен отбор измерений прибора в магнитослое в течение 2011-2017 годов, проведена их вторичная обработка и физический анализ. Автором было разработано специализированное программное обеспечение для проведения корреляционного анализа спутниковых измерений и исследования динамики характеристик турбулентности в магнитослое. При определяющем вкладе автора был проведен анализ данных и решен ряд задач по исследованию характеристик турбулентности плазмы магнитослоя.

Степень достоверности и апробация работы

Результаты диссертационного исследования докладывались на 25 научных конференциях и семинарах, среди которых можно выделить основные:

- 9-13 ежегодные конференции «Физика плазмы в солнечной системе», февраль 2014-2018 гг., ИКИ РАН, 3 устных доклада, 2 постера.
- 40-я Ассамблея COSPAR, Август 2014, Москва, постер.
- 26th IUGG General Assembly, Июнь 2015, Прага, Чешская Республика, устный доклад.
- AGU Chapman Conference on Dayside Magnetosphere Interactions, Chengdu, Sichuan Province, China, 10-14 July 2017, постер.
- The IAPSO-IAMAS-IAGA Joint Assembly, Август 2017, Кейптаун, ЮАР, устный доклад.
- EGU 2018, 8-13 апреля 2018, Вена, Австрия, постер.

— International conference Solar Wind 15, 18-22 июня 2018, Брюссель, Бельгия, постер.

Результаты диссертационной работы были опубликованы в 18 статьях, 10 из которых входят в перечень ВАК и учитываются в системах цитирования РИНЦ, Web of Science и Scopus.

1. L. S. Rakhmanova, M. O. Riazantseva, G. N. Zastenker, J. Safrankova, Modification of small- and middle-scale solar wind structures by the bow shock and magnetosheath: Correlation analysis, *Planet. Space. Sci.*, 115, pp. 12-18, 2015.
2. Л.С. Рахманова, М.О. Рязанцева, Г.Н. Застенкер, Прохождение структур солнечного ветра через магнитослой по данным двух космических аппаратов THEMIS, *Космические исследования*, Т. 53 № 5, С. 363-373, 2015.
3. Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Correlation level between solar wind and magnetosheath plasma and magnetic field parameters, *Adv. Space Res.*, 58 (2), 157-165, 2016.
4. M.O. Riazantseva, V.P. Budaev, L.S. Rakhmanova, G.N. Zastenker, J. Safrankova, Z. Nemecek, L. Prech, Comparison of properties of small-scale ion flux fluctuations in flank magnetosheath and in solar wind, *Adv. Space Res.*, 58 (2), 166-174, 2016.
5. Rakhmanova, L., Riazantseva, M. & Zastenker, G., Plasma fluctuations at the flanks of the Earth's magnetosheath at ion kinetic scales, *Ann. Geophys.* 34, 1011–1018, 2016.
6. М. О. Рязанцева, Л. С. Рахманова, Г. Н. Застенкер, Ю. И. Ермолаев, Типы спектров флуктуаций потока ионов в солнечном ветре и магнитослое на стыке инерционного и диссипативного интервалов, *Геомагнетизм и Аэронаука*, Т. 57 , №1, СС. 3-7, 2017.
7. Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G. and Yu.I. Yermolaev, High-frequency plasma fluctuations in the middle magnetosheath and near its boundaries: Spektr-R observations, *J. Plasma Phys.*, V.83, 705830204, 2017.
8. Рахманова Л.С., М.О. Рязанцева, Г.Н. Застенкер, М.И. Веригин, Ю.И. Ермолаев, И.Г. Лодкина, Влияние параметров межпланетной среды и границ магнитослоя на величину коэффициента корреляции между потоком ионов в солнечном ветре и магнитослое, *Геомагнетизм и Аэронаука*, Т 58 № 4 С 463-470, 2018.
9. L. Rakhmanova, M. Riazantseva, G. Zastenker, M. Verigin, Kinetic-scale ion flux fluctuations behind the quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, 2018.
10. Л.С. Рахманова, М.О. Рязанцева, Г.Н. Застенкер, М.И. Веригин, Влияние магнитопаузы и головной ударной волны на характеристики турбулентности плазмы в магнитослое Земли, *Геомагнетизм и Аэронаука*, 58, № 6, с. 749–758, 2018.

Список публикаций автора в трудах конференций по теме диссертации:

1. Rakhmanova L.S., Riazantseva M.O., Zastenker G.N. Dynamics of the Small-scale Solar Wind Structures with Sharp Boundaries under Transfer from Solar Wind to Magnetosheath, WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media (eds. J. Safrankova and J. Pavlu), Prague, Matfyzpress, pp. 176-181, 2012.
2. Rakhmanova L.S., Riazantseva M.O., Zastenker G.N. Small- and Middle-scale Solar Wind Structures, Transferring from Solar Wind to the Magnetosheath: Correlation Analysis, WDS'13 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media (eds. J. Safrankova and J. Pavlu), Prague, Matfyzpress, pp. 30-36, 2013.
3. Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н., Корреляционный анализ мелко- и средне-масштабных структур по одновременным наблюдениям в солнечном ветре и магнитослое, Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике, Сборник трудов XIII-ой Конференции молодых ученых "Взаимодействие полей и излучения с веществом", Секция В. Физика околоземного космического пространства. БШФФ-2013. С. 206–208, 2013.
4. Rakhmanova L., Zastenker G., Riazantseva M. Modification of Small-scale Solar Wind Plasma Structures in the Subsolar Regions and Flank of the Magnetosheath, WDS'14 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media (eds. J. Safrankova and J. Pavlu), Prague, Matfyzpress, 2014, pp. 325–330
5. Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н., Correlation analysis of simultaneous solar wind and magnetosheath measurements at different locations of near-Earth space, Proceedings of the 10th International Conference “Problems of Geocosmos”. – SPb., 2014, ISBN: 978-5-9651-0878-7, Editors: V. N. Troyan et al., p. 366-371.
6. Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н., Сопоставление одновременных измерений плазмы и магнитного поля в солнечном ветре и магнитослое на различных расстояниях от магнитопаузы, Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, pp. 99-102, 2015 (Kola Science Centre, Russian Academy of Science, 2015)
7. L. Rakhmanova, M. Riazantseva, G. Zastenker, Evolution of rapid fluctuations of the plasma parameters during the crossing of the Earth's magnetosheath, Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXXIX Annual Seminar, Apatity (Kola Science Centre, Russian Academy of Science (ISBN 978-5-91137-338-2),), pp. 66-69, 2016
8. L. Rakhmanova, M. Riazantseva, N. Borodkova, O. Sapunova, G. Zastenker, Properties of the magnetosheath plasma turbulence upstream and downstream interplanetary shocks, Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XL Annual Seminar, Apatity (Kola Science Centre, Russian Academy

of Science), pp. 82-85, 2017.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 121 страницу, 36 рисунков и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 213 наименований.

Во Введении приводится описание имеющихся на данный момент представлений о плазме магнитослоя и ее турбулентности.

В Главе 1 приводятся информация об использованных в работе экспериментальных данных, а также описание моделей, использовавшихся для определения положения границ магнитослоя, и методик обработки данных.

В Главе 2 изложены результаты анализа одновременных измерений параметров плазмы и магнитного поля в солнечном ветре и магнитослое. Проводится сопоставление изолированных структур плазмы и магнитного поля в этих двух областях с целью определить степень их модификации при пересечении головной ударной волны. Кроме того, представлены результаты корреляционного анализа одновременных измерений в солнечном ветре и магнитослое, которые позволяют делать вывод о видоизменении структур на основании статистического исследования. Проводится сравнение результатов, полученных для параметров плазмы и магнитного поля, а также определяются факторы, оказывающие воздействие на степень модификации структур плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля.

В Главе 3 на основе данных прибора БМСВ проводится статистическое исследование характеристик частотных спектров флуктуаций параметров плазмы в магнитослое в диапазоне частот, соответствующем переходу от инерционной области турбулентного каскада к диссипативной. Приводится сравнение полученных характеристик турбулентности плазмы в магнитослое с представленными в литературе для плазмы солнечного ветра и магнитного поля магнитослоя.

В Главе 4 приводятся результаты исследования динамики характеристик турбулентности параметров плазмы в различных областях внутри магнитослоя на основании пролета спутника Спектр-Р через магнитослой, а также на основе статистического анализа. Рассматриваются формы частотных спектров и их индексы, а также мощность флуктуаций потока ионов на различных расстояниях от магнитопаузы и головной ударной волны.

В Заключении приводятся основные результаты и выводы работы.

Глава 1. Экспериментальные данные и методики анализа

1.1 Эксперимент «Плазма-Ф»

Большая часть результатов, представленных в диссертации, получена с использованием данных российского космического аппарата Спектр-Р, запущенного в 2011 г на высокоапогейную орбиту. Апогей орбиты космического аппарата составляет $\sim 55 R_E$, перигей до $15 R_E$ и период обращения 8.5 суток. На рисунке 6 приведены примеры орбит спутника для нескольких месяцев 2011-2012 годов (из работы Зеленый и др., 2013). Орбита позволяет проводить долговременные измерения в солнечном ветре, магнитослое и магнитосфере.

Космический аппарат Спектр-Р представляет собой радиотелескоп (миссия «РадиоАстрон»), предназначенный для радиофизических исследований, однако на его борту также имеется научный комплекс «Плазма-Ф», предназначенный для прямых измерений параметров плазмы, магнитного поля и энергичных частиц в межпланетной среде и магнитосфере. В состав комплекса входят спектрометр ионов БМСВ и монитор энергичных частиц МЭП. Магнитометр также входит в состав комплекса, однако он не функционировал с момента запуска спутника.

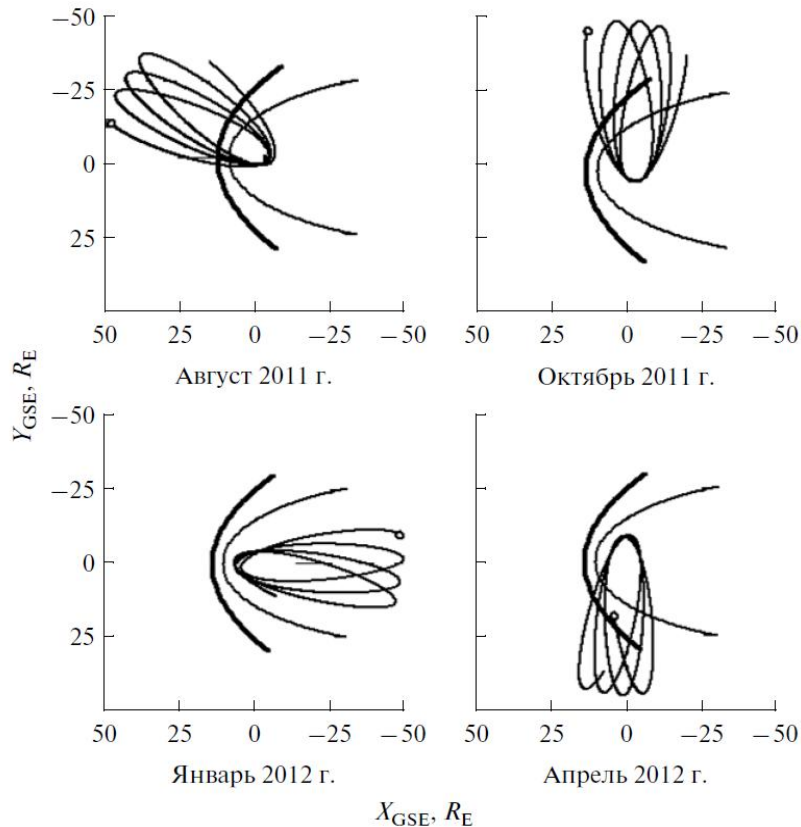


Рисунок 6. (из работы Зеленый и др., 2013) Орбиты космического аппарата Спектр-Р для четырех различных месяцев 2011 и 2012 годов. Схематически показаны околосолнечная ударная волна и магнитопауза.

1.1.1 Определение потока иона и направления его прихода с помощью прибора БМСВ на спутнике Спектр-Р

Прибор для регистрации потока ионов - БМСВ (Быстрый Монитор Солнечного Ветра) - является совместной чешско-российской разработкой (Šafránková et al., 2013; Застенкер и др., 2013). Прототипом прибора служил прибор ВДП на спутнике Интербол-1 (Šafránková et al., 1997). Прибор БМСВ включает в себя шесть датчиков - цилиндров Фарадея. Три датчика направлены вдоль оси прибора, три - наклонены на угол 20° от оси прибора и на 120° друг от друга. Каждый датчик имеет угол зрения $\pm 50^\circ$. Прибор расположен на кронштейне солнечной панели спутника, что обеспечивает ориентацию его оси на Солнце в пределах $\pm 10^\circ$. При этом текущее отклонение оси прибора от направления на Солнце контролируется датчиком Солнца ДСС.

Каждый датчик представляет собой цилиндр Фарадея с коллектором на дне и с набором селективирующих элементов - сеток. Принципиальная схема датчика приведена на рисунке 7. В датчик входят 4 сетки: две экранирующие сетки С1 и С4, формирующие угловую диаграмму датчика, управляющая сетка С3, предназначенная для селективирования частиц по отношению энергии к заряду, а также супрессорная сетка С2, предназначенная для подавления фотоэлектронов из коллектора. На управляющую сетку от высоковольтных источников подается напряжение от 100 В до 3.7 кВ.

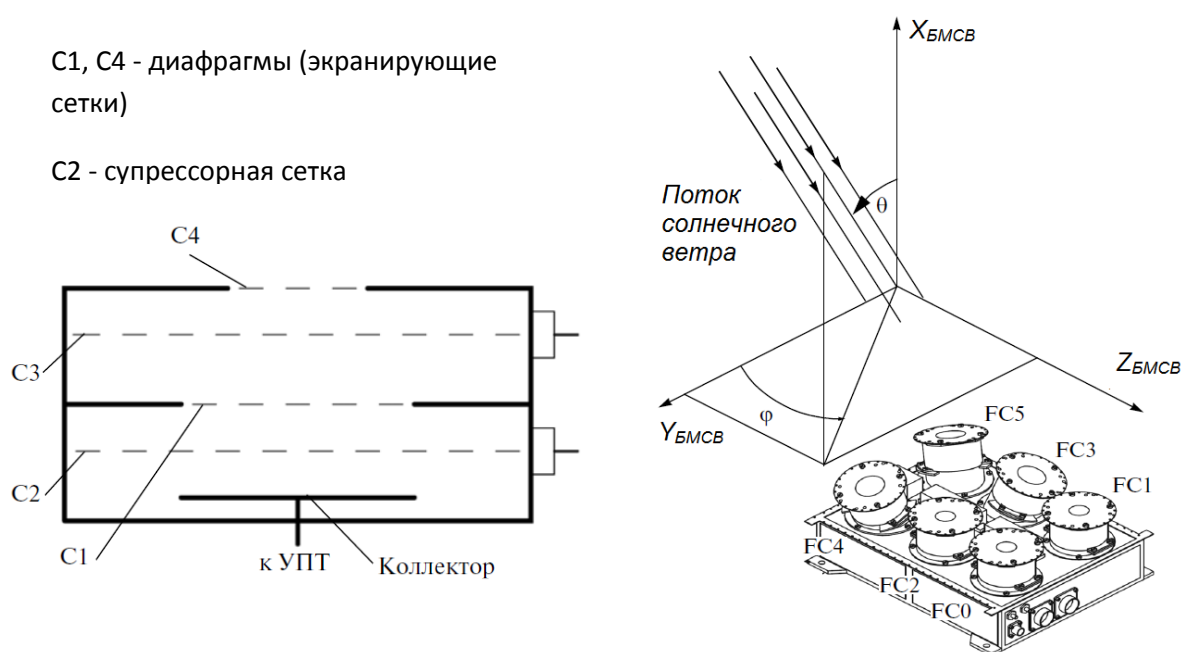


Рисунок 7. Принципиальная схема устройства датчика - цилиндра Фарадея (слева) и схема осей и расположения датчиков прибора БМСВ (справа).

Прибор может работать в двух режимах: свипирующем и адаптивном. В свипирующем режиме напряжение на управляющей сетке датчиков изменяется каждые 31 мс, формируя пилообразное напряжение с периодом 6 секунд. На двух из трех направленных вдоль оси прибора датчиках изменение напряжения сдвинуто по фазе друг относительно друга. Период измерения напряжения 6 с состоит из увеличения напряжения на сетке от 100 В до 3.7 КэВ в течение 3 с и затем уменьшения до значений 100 В. Таким образом, запирающая характеристика для каждого датчика измеряется каждые 3 с, формируя спектр частиц по энергиям, состоящий из 96 точек. Один из направленных вдоль оси прибора датчиков измеряет поток ионов непрерывно с разрешением 31 мс при фиксированном минимальном напряжении на управляющей сетке.

В адаптивном режиме каждый из трех направленных вдоль оси прибора датчиков измеряет поток ионов при фиксированном запирающем напряжении на уровне 100%, 50% и 30% от максимального тока, что позволяет получить три опорные точки энергетического спектра и восстановить его, предполагая максвелловское распределение частиц по энергиям. Таким образом, можно вычислить значения плотности, скорости и температуры протонов с временным разрешением 31 мс. Следует отметить, что прямых измерения указанных параметров плазмы с таким временным разрешением не было представлено ранее до запуска спутника Спектр-Р.

Три отклоненных от оси прибора датчика предназначены для определения направления прихода потока ионов на основе соотношения между величинами потоков, измеренными на каждом из этих датчиков. Направление прихода характеризуется зенитным углом (или полярным углом) θ , который определяется как отклонение вектора потока от оси прибора, и азимутальным ϕ , который измеряется между проекцией вектора потока на плоскость, перпендикулярную оси прибора, и осью Y прибора. Схема расположения датчиков на приборе и направление его осей приведены на правой панели рисунка 7.

Измерения потока ионов с достаточно высоким временным разрешением ранее были представлены в литературе, однако только в единичных работах (например, Unti et al., 1973). Помимо прямых измерений потока ионов можно проводить косвенные измерения плотности электронов, используя данные двух космических аппаратов, как это было сделано в эксперименте на спутниках ISEE-1 и ISEE-2 (напр. Celnikier et al., 1983; Harvey et al., 1978). Другим косвенным методом является восстановление плотности электронов в плазме по данным о потенциале спутника, что было сделано в работах (Chen et al., 2012; Kellogg & Horgbury, 2005; и др.); с помощью такой методики авторам удалось получить измерения плотности с частотой опроса 2.5 Гц. Предполагается, что в плазме сохраняется квазинейтральность, и плотность протонов равна плотности электронов. Однако, на малых

масштабах это может быть не всегда справедливо. Кроме того, временные ряды плотности электронов, полученные таким образом, сопровождаются высоким уровнем шума, что осложняет исследования мелкомасштабных процессов.

Помимо возможности измерений параметров плазмы спектрометром БМСВ с высоким временным разрешением, одним из главных преимуществ данного прибора является его надежность, позволяющая проводить непрерывные измерения параметров плазмы с 2011 года по настоящее время. Орбита спутника и надежность прибора позволили впервые получить обширную статистику измерений параметров плазмы как в солнечном ветре, так и во фланговой части магнитослоя с временным разрешением вплоть до 31 мс.

1.1.2 Особенности использования данных прибора БМСВ в магнитослое

Как упоминалось во Введении, плазма солнечного ветра, проходя через головную ударную волну, замедляется, нагревается и меняет направление движения. Такие изменения накладывают некоторые ограничения на определения параметров плазмы из данных прибора БМСВ.

Во-первых, поток плазмы в подсолнечной части магнитослоя сильно отклонен от оси прибора. В работе (Gagua et al., 2013) было показано, что если полярный угол не превышает 25° , температура ионов не превышает 30 эВ, а направленная скорость плазмы не опускается ниже 300 км/с, то полный поток ионов может быть определен с погрешностью не хуже 10%, полярный угол - с погрешностью $1-2^\circ$, а азимутальный угол – с погрешностью не более 5° . Однако, при существенных отклонениях потока ионов от оси прибора, т.е. при значениях полярного угла более 25° , погрешность в определении полного потока ионов сильно и нелинейно увеличивается. Таким образом, данные прибора БМСВ в магнитослое следует использовать, в основном, на флангах, где направление течения плазмы снова становится приблизительно радиальным.

Во-вторых, на точность определения плотности, скорости и температуры плазмы сильное влияние оказывает параметр k_p - отношение переносной скорости к тепловой. В солнечном ветре значение k_p превышает, как правило, 10, тогда как в магнитослое плазма нагрета, и значение параметра k_p часто бывает меньше 3. При таком значении параметра k_p аппроксимация функции распределения зачастую неоднозначна, что приводит к значительным неточностям определения основных параметров функции распределения по энергиям. Таким образом, конструкция прибора БМСВ позволяет получать надежные измерения потока ионов, направления его прихода, а также плотности, скорости и температуры плазмы при соблюдении условий $k_p > 3$, $\theta < 25^\circ$.

1.2 Проект THEMIS

Одним из главных недостатков экспериментального исследования космической плазмы с помощью одного космического аппарата является невозможность разделения пространственных и временных вариаций. Эта проблема может быть решена при использовании данных нескольких космических аппаратов, расположенных на определенных расстояниях друг от друга, причем масштаб рассматриваемых явлений напрямую зависит от расстояния между аппаратами.

В данной работе (Главы 2, 3) используются данные многоспутниковой миссии THEMIS - Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (Angelopoulos, 2008; Sibeck & Angelopoulos, 2008). Проект был разработан для исследования возмущений в хвосте магнитосферы, приводящих к магнитосферным суббурям, для определения процессов, происходящих на дневной магнитосфере, а также для изучения радиационных поясов Земли. Спутники были запущены в 2007 году. Проект состоит из пяти идентичных микроспутников, которые в периоды с мая по сентябрь 2008 и 2009 годов двигались синхронно в плоскости эклиптики по вытянутым орбитам с апогеем около $1.5 R_E$ и перигеем от $10 R_E$ до $30 R_E$. Период обращения спутников составлял 4 дня. Орбиты двух из пяти спутников миссии в период с мая по октябрь 2008 года приведены на рисунке 8. Каждые 4 дня спутники выстраивались вдоль одной прямой, что и послужило решающим фактором при выборе их данных для настоящего исследования, так как такая конфигурация орбит позволяет получать одновременные измерения в солнечном ветре и в магнитосфере на одном фланге и на сравнительно небольших расстояниях между аппаратами - порядка $10 R_E$. Важной чертой миссии является идентичность приборов на каждом из пяти космических аппаратов, что позволяет проводить сравнение данных различных спутников без сложной интеркалибровки.

В данной работе используются данные электростатического анализатора ESA (McFadden et al., 2008) и феррозондового магнитометра FGM (Auster et al., 2008), расположенных на каждом из пяти спутников миссии. Электростатический анализатор позволяет получать функцию распределения электронов и ионов с энергиями от 3 эВ до 30 КэВ. Поскольку спутник вращается вокруг своей оси с частотой 1 оборот в 3 секунды, то прибор позволяет получать ключевые характеристики функции распределения ионов - плотность, скорость, температуру - с временным разрешением 3 с.

Феррозондовый магнитометр FGM предназначен для измерения магнитного поля в окружающем пространстве в очень широком диапазоне ± 25000 нТл, наблюдающемся в околоземном пространстве. При этом разрешение прибора по времени составляет вплоть до 64

Гц, а минимальная разрешаемая амплитуда флуктуаций составляет 0.01 нТл. В настоящей работе используются только усредненные по 3 с значения магнитного поля.

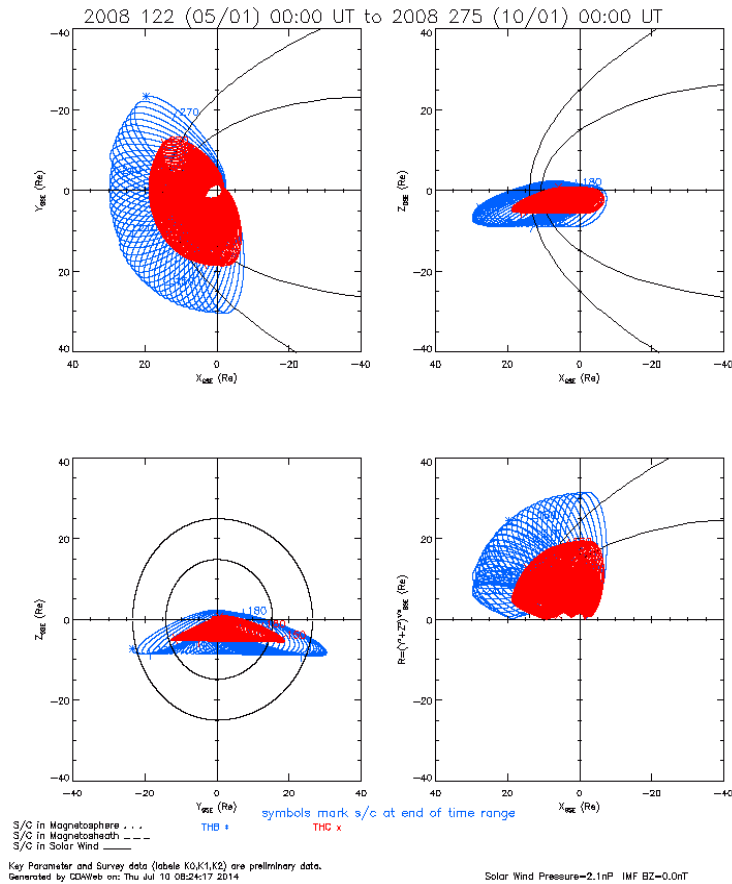


Рисунок 8. (из интернет-ресурса <https://spdf.gsfc.nasa.gov>) Орбиты в системе GSE космических аппаратов Themis-B (синяя линия) и Themis-C (красная линия) в период 15 мая - 15 октября 2008 года (фаза исследования дневной части магнитосферы).

В 2011 году два из пяти спутников (Themis-B и Themis-C) были направлены на орбиту Луны, миссия получила название Artemis (Acceleration, Reconnection, Turbulence, and Electrodynamics of the Moon's Interaction with the Sun). Целью этой миссии является изучение процессов взаимодействия солнечного ветра с поверхностью Луны. Остальные три спутника продолжают измерения внутри магнитосферы, и их измерения в данной работе не используются.

1.3 Прочие экспериментальные данные, использованные в работе

В работе проводилось вычисление модельных положений магнитопаузы и околоземной ударной волны (глава 4). Для этой цели были использованы данные спутника WIND, находящегося в точке либрации L1. Использовались измерения плотности, скорости и температуры прибором SWE (Ogilvie et al., 1995) с временным разрешением 1.5 минуты, а также усредненные по 1 минуте измерения компонент магнитного поля прибором MFI (Lepping et al., 1995). В Главе 4 для моделирования магнитного поля в магнитослое использовались

данные спутника Geotail в солнечном ветре на расстоянии $30 R_E$ от Земли. Были использованы измерения параметров плазмы прибором CPI (Frank et al., 1994) с временным разрешением 1.5 минуты и магнитного поля прибором MGF (Kokubun et al., 1994) с временным разрешением 1 минута. Все перечисленные данные находятся в открытом доступе и были получены из международной базы данных <https://spdf.gsfc.nasa.gov>.

Моделирование параметров магнитного поля в магнитослое проводилось с помощью модели BATS-R-US (Tóth et al., 2005). Результаты моделирования были получены с помощью Общественного Координированного Центра Моделирования (CCMC) на веб-сайте www.ccmc.gsfc.nasa.gov/.

1.4 Модели магнитопаузы и околоземной ударной волны

1.4.1 Общие представления о моделях магнитопаузы

Магнитопауза представляет собой границу, отделяющую магнитное поле Земли от плазмы магнитослоя. С одной стороны магнитопаузы находится плотная и горячая плазма и магнитное поле магнитослоя, в то время как с другой стороны находится полость с сильным магнитным полем, противодействующим давлению солнечной плазмы. Возможность предсказывать положение границы магнитосферы представляет огромный интерес для исследования космического пространства, так как, во-первых, правильное предсказание положения магнитопаузы подразумевает полное понимание процессов взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой, а во-вторых, магнитопауза разделяет две принципиально разные по параметрам окружающей среды области околоземного пространства. Попытки создать модель магнитопаузы ведутся с самого начала эры спутникового исследования околоземного космического пространства.

Уже в 1971 году Фейрфилд (Fairfield, 1971) представил эмпирическую модель магнитопаузы, основанную на статистике пересечений магнитопаузы спутниками. Модель была в дальнейшем адаптирована Формизано (Formisano, 1979). При обработке результатов спутниковых измерений выяснилось, что динамическое давление солнечного ветра определяет положение магнитопаузы, при этом ее форма остается одинаковой и самоподобной, в то время как направление межпланетного магнитного поля влияет на форму магнитопаузы (напр. Petrinec et al., 1991; Sibeck et al., 1991).

Если указанные выше первые модели предсказывали форму и положение магнитопаузы как функцию или динамического давления, или направления межпланетного магнитного поля, то в дальнейшем начали использоваться функции одновременно двух указанных параметров. При этом форма магнитопаузы описывалась либо с помощью обратных тригонометрических

функций (напр., Petrinec & Russell, 1996), либо с помощью уравнения параболоида (напр., Kuznetsov & Suvorova, 1996; Alexeev et al., 1999), либо как эмпирическая функция динамического давления солнечного ветра и B_z компоненты межпланетного магнитного поля (Shue et al., 1997). В статье (Šafránková et al., 2002) представлено статистическое сравнение предсказательной способности ряда популярных существующих на то время моделей магнитопаузы, а именно моделей (Formisano, 1979; Kuznetsov & Suvorova, 1996; Petrinec & Russell, 1996; Roelof & Sibeck, 1993; Shue et al., 1997; Sibeck et al., 1991; Alexeev et al., 1999). Авторы пользовались одним и тем же набором данных монитора солнечного ветра WIND, находящегося в L1, и спутников Интербол-1 и Geotail, пересекавших магнитопаузу, и определяли модельное положение магнитопаузы по каждому из указанных моделей. Было показано, что, если для значений отклонения моделей от реальности рассматривать среднее значение и стандартное отклонение, то все модели обладают приблизительно одинаковой предсказательной способностью.

Следует отметить, что было неоднократно показано, что положение магнитопаузы может быстро осциллировать, что на данный момент плохо предсказывается моделями (напр., Николаева и др., 1998).

1.4.2 Модели Shue 1997 и 1998.

В настоящей работе для определения положения магнитопаузы использовалась модель (Shue et al., 1997), поэтому в данном разделе эта модель описана более подробно. Модель была выбрана в связи с простотой и удобством ее использования при достаточно точном описании положения дневной магнитопаузы. Данная модель является эмпирической, основанной на ~500 пересечениях магнитопаузы спутниками ISEE-1, -2, AMPTE/IRM, GOES 2, 5 и 6, и одновременных измерений параметров солнечного ветра на спутниках ISEE-3 и IMP 8. Модель описывает расстояние от центра Земли до магнитопаузы r вдоль угла θ и содержит два параметра - расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы r_0 и угол раствора хвоста магнитосферы α :

$$r=r_0 \cdot [2/(1+\cos\theta)]^\alpha.$$

При этом значения параметров r_0 и α зависят от динамического давления солнечного ветра D_p и компоненты B_z межпланетного магнитного поля как

$$r_0=(11.4+0.013B_z)(D_p)^{-1/6.6} \text{ для } B_z \geq 0;$$

$$r_0=(11.4+0.14B_z)(D_p)^{-1/6.6} \text{ для } B_z < 0;$$

$$\alpha=(0.58-0.01B_z)(1+0.01D_p).$$

Модель применима в диапазоне значений $-18 \text{ нТл} < B_z < 15 \text{ нТл}$ и $0.6 \text{ нПа} < D_p < 8.5 \text{ нПа}$. На рисунке 9 представлены профили магнитопаузы, получаемые в этой модели для различных значений параметров (рисунок взят из оригинальной статьи (Shue et al., 1997)).

Таким образом, зная скорость и плотность плазмы солнечного ветра и значение компоненты B_z межпланетного магнитного поля, можно сразу определить положение магнитопаузы в интересующей точке. Простота использования этой модели сделала ее достаточно привлекательной и часто используемой. Минусом этой модели является то, что она осесимметричная и не учитывает асимметрию утро-вечер и тот факт, что сечение магнитопаузы плоскостью, перпендикулярной линии Солнце-Земля, является не кругом, а эллипсом, согласно наблюдениям (напр., (Sibeck et al., 1991)).

В отличие от прочих моделей, в основе которых лежит уравнение эллипса, модель (Shue et al., 1997), для различных значений параметра α , включает в себя как открытую структуру хвоста магнитосферы (т.е. $r \rightarrow \infty$ при $\theta = \pi$), так и замкнутую структуру хвоста (конечное значение r при $\theta = \pi$), что более соответствует реальности, нежели всегда замкнутый эллипс.

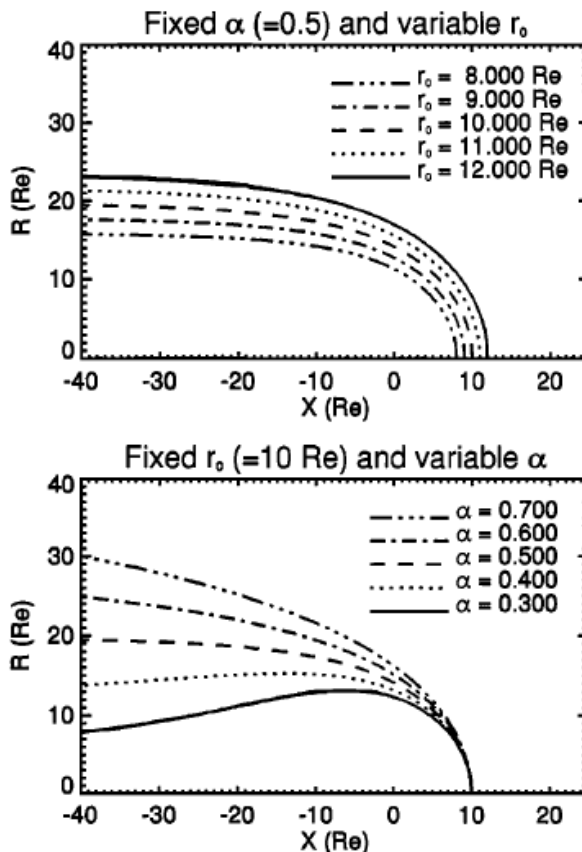


Рисунок 9. (Из статьи Shue et al., 1997) Профили магнитопаузы при фиксированном значении параметра $\alpha=0.5$ и различных значениях r_0 (верхняя панель) и при фиксированном значении параметра $r_0=10 R_E$ и различных значениях α (нижняя панель).

Модель (Shue et al., 1997) давала неожиданные тренды при больших по модулю южных компонентах межпланетного магнитного поля и больших значениях динамического давления

солнечного ветра, что встречается достаточно редко. В дальнейшем, в работе (Shue et al., 1998) модель была расширена на случаи экстремальных условий в солнечном ветре, и параметры модели r_0 и α преобразовались следующим образом:

$$r_0 = \{ 10.22 + 1.29 \tanh[0.184(B_z + 8.14)] \} D_p^{-1/1.66},$$

$$\alpha = (0.58 - 0.007 B_z) [1 + 0.024 \ln(D_p)],$$

что избавило модель от таких трендов, сохранив при этом хорошее соответствие реальности при типичных условиях в солнечном ветре и магнитослое.

1.4.3 Общие представления о форме околоземной ударной волны

Околоземная ударная волна образуется перед магнитосферой Земли вследствие необходимости замедления сверхзвукового потока солнечного ветра и его отклонения. Положение и форма околоземной ударной волны предсказывались начиная с газодинамической модели Спрайтера (Spreiter et al., 1966). В указанной работе толщина магнитослоя в подсолнечной области рассматривалась как функция скачка плотности на подсолнечной части ударной волны и показателя политропы в солнечном ветре, а также подразумевалась пропорциональность толщины магнитослоя расстоянию до подсолнечной части магнитопаузы:

$$\Delta_{MC} / R_{МП} = K \epsilon,$$

где Δ_{MC} и $R_{МП}$ - толщина магнитослоя и расстояние до магнитопаузы в подсолнечной точке, K - эмпирический коэффициент, равный 1.1, а ϵ - скачок плотности на околоземной ударной волне. Если в это уравнение подставить значение ϵ , полученное из газодинамической теории (Spreiter et al., 1966), то получится:

$$\Delta_{MC} / R_{МП} = K [(\gamma - 1)M^2 + 2] / (\gamma + 1)M^2 \quad (1),$$

где γ - показатель политропы, M - звуковое или Альфвеновское число Маха.

Однако, авторы работ (Farris & Russell, 1994) и (Verigin et al., 1999) предположили, что положение ударной волны связано не с положением магнитопаузы, но с формой ее носовой части, то есть с радиусом кривизны $R_{КР}$ подсолнечной магнитопаузы.

В работах (Fairfield, 1971; Formisano, 1979) представлены одни из первых эмпирических моделей околоземной ударной волны, основанные на интерполяции экспериментально измеренных пересечений ударной волны космическими аппаратами. В этих работах были отмечены случаи регистрации положения ударной волны, значительно отличающиеся от модельных предсказаний. Отличия составляли вплоть до 22 R_E выше по потоку от среднего положения.

Авторы работы (Farris & Russell, 1994) исследовали факторы, влияющие на положение подсолнечной точки околоземной ударной волны и предложили эмпирическую поправку к формуле (1):

$$\Delta_{MC} / R_{KP} = K' [(\gamma-1)M^2+2] / (\gamma+1)(M^2-1), K' \sim 1.35,$$

обусловленную тем, что при слабой ударной волне (когда число Маха близко к 1) скачок плотности должен стремиться к единице, а ударная волна отодвигаться на бесконечность, что качественно могло объяснить наблюдения околоземной ударной волны на больших расстояниях от ее среднего положения.

В работе (Cairns & Grabbe, 1994) использовалось эмпирическое выражение газодинамической теории Спрайтера для описания положения подсолнечной точки ударной волны и толщины магнитослоя, однако скачок плотности определялся из решения уравнений магнитогидродинамики. Дальнейшее развитие магнитогидродинамический подход получил в работах (Cairns & Lyon, 1995, 1996; Grabbe & Cairns, 1995).

В обзорах (Fairfield et al., 2001; Веригин, 2004) были представлены сравнения ряда моделей околоземной ударной волны. На рисунке 10 приведены зависимости толщины магнитослоя от числа Маха в солнечном ветре для моделей (Cairns & Lyon, 1996; Farris & Russell, 1994; Spreiter et al., 1966; Verigin et al., 1999).

В работе (Verigin et al., 2003) было показано расхождение предсказаний ряда моделей, описывающих околоземную ударную волну, с результатами газодинамического моделирования при звуковых числах Маха, стремящихся к 1, и представляется аналитическое выражение для формы ударной волны, обеспечивающее корректное решение при малых числах Маха.

1.4.4 Модель Verigin 2001.

Для описания положения головной ударной волны в Главах 3 и 4 данной работы использована полуэмпирическая модель (Verigin et al., 2001). Эта модель дает хорошее согласие с экспериментальными данными, а также правильные теоретические асимптоты при экстремальных условиях в солнечном ветре и учет асимметрии положения ударной волны на разных флангах. Очевидно, что положение и форма головной ударной волны напрямую связана с положением и формой магнитопаузы, вследствие чего необходимо использовать модель магнитопаузы. В модели (Verigin et al., 2001) используется модель (Shue et al., 1998), как дающая наименьшие ошибки при экстремальных условиях в солнечном ветре (Shue et al., 2000). Из уравнений, написанных в конце раздела 1.4.2, несложно получить радиус кривизны носовой части магнитопаузы:

$$R_0 = 2r_0 / (2 - \alpha).$$

Одной из главных особенностей модели является то, что она строится в системе координат GIPM - Geliosphere Interplanetary Medium, в которой ось X выбирается вдоль вектора скорости солнечного ветра, ось Y выбирается так, чтобы вектор магнитного поля лежал во 2 или 4

квадранте координатной плоскости XY, а вектор Z дополняет систему до ортогональной. В этой системе координат положение головной ударной волны описывается в виде

$$X_{gipm} = r_0 + \Delta + \chi R_s (M_{as}^2 - 1) - 0.5(1 - \chi) \sqrt{(M_{as}^2 - 1)(Y_{gipm}^2 + Z_{gipm}^2)}$$

$$- \chi R_s (M_{as}^2 - 1) \sqrt{1 - (1 - \chi)/(\chi R_s) \sqrt{(Y_{gipm}^2 + Z_{gipm}^2)/(M_{as}^2 - 1)} + (1 + \chi)^2 (Y_{gipm}^2 + Z_{gipm}^2)/(4\chi^2 R_s^2 (M_{as}^2 - 1))}$$

Как видно, в представленном уравнении содержится большое число параметров, часть из которых определяется из моделей (например, параметр r_0 берется из модели Shue et al. (1998), часть - из решения нелинейных уравнений, а параметр $\chi = 3.2/(1+M_{as})$, где M_{as} определяется как решение уравнения

$$M_{as}^2 (M_a^2 + M_s^2 - (\cos\theta_{bv} - Y_{gipm} \sin\theta_{bv} \sqrt{(M_{as}^2 - 1)/(Y_{gipm}^2 + Z_{gipm}^2)})^2) = M_a^2 M_s^2$$

Как показано в статье (Verigin et al., 2001), полученная поверхность хорошо описывает наблюдаемые пересечения головной ударной волны спутников Magion-4.

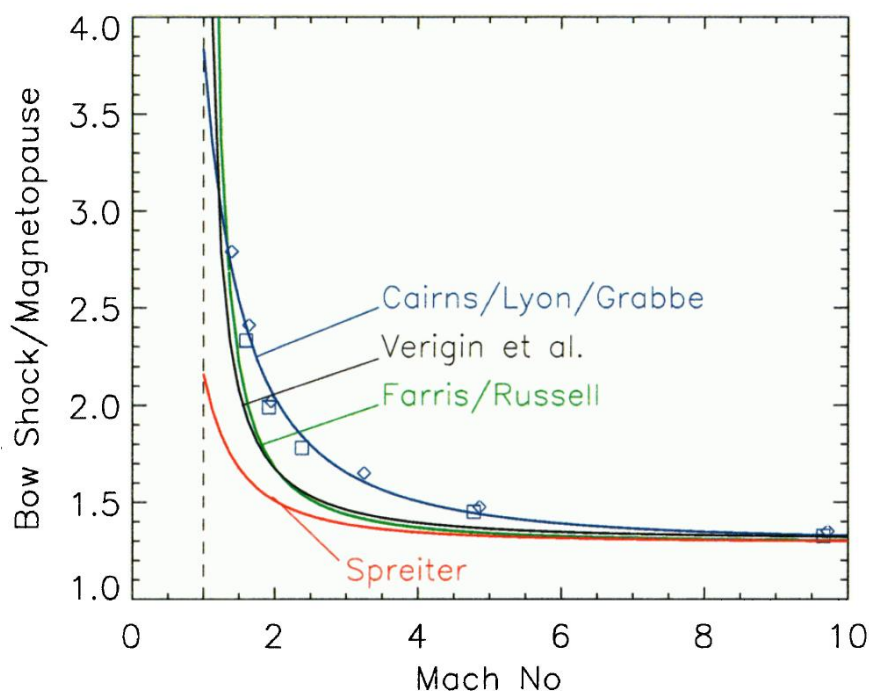


Рисунок 10. (из работы Fairfield et al., 2001) Сравнение асимптотических значений толщины магнитослоя при приближении числа Маха к 1 для различных моделей.

1.4.5 Определение относительного расстояния до границ магнитослоя

В настоящей работе модельные положения магнитопаузы и околоземной ударной волны были использованы с целью определения относительного расстояния от точки измерения в магнитослое до его границ. Относительное расстояние D определялось по методике (Verigin et

al., 2006), в которой вводится новая система координат - MIPM (Magnetosheath - Interplanetary Medium). Координатами в этой системе являются

$$F_{\text{MIPM}} = (R - R_{\text{МП}}(\theta_{\text{MIPM}})) / (R_{\text{ОЗУВ}}(\theta_{\text{MIPM}}, \phi_{\text{MIPM}} - R_{\text{МП}}(\theta_{\text{MIPM}}));$$

$$\theta_{\text{MIPM}} = \arccos((R, e_x) / R),$$

$$\phi_{\text{MIPM}} = \arctan((R, e_z) / (R, e_y)).$$

$R_{\text{ОЗУВ}}$ - расстояние от Земли до околоземной ударной волны вдоль R , $R_{\text{МП}}$ - расстояние от Земли до магнитопаузы вдоль R , которые вычисляются в системе координат GIPM (см. раздел 1.4.4). В настоящей работе используется относительное расстояние до границ магнитослоя $D = F_{\text{MIPM}}$, и часовой угол $\phi = \phi_{\text{MIPM}}$, определяющий фланг магнитослоя, на котором проводятся измерения.

1.5 Используемые методики анализа спутниковых данных

1.5.1 Исследование временных рядов с помощью корреляционного анализа

Для оценки степени подобия временных рядов данных в солнечном ветре и магнитослое в настоящей работе (Глава 2) использовался корреляционный анализ. Для анализа автором было разработано оригинальное программное обеспечение. Суть метода заключается в вычислении коэффициента корреляции между одинаковыми по длительности и однородными по временному разрешению временными рядами данных двух космических аппаратов. При этом, для того, чтобы учесть время распространения плазмы между двумя космическими аппаратами в каждый момент времени, коэффициент корреляции вычисляется для различных сдвигов временных рядов друг относительно друга. На рисунке 11а приведен пример одновременных измерений плотности плазмы на спутниках Themis-B в солнечном ветре (красные линии) и Themis-C в магнитослое (зеленые линии). На верхней панели представлены оригинальные измерения плотности плазмы. Поскольку плотность в магнитослое существенно выше, чем в солнечном ветре, то для удобства сравнения шкала ординат для солнечного ветра размещена слева, а для магнитослоя - справа. Визуально временные ряды подобны: повторяющиеся друг друга по форме крупномасштабные возрастания и спады плотности наблюдаются в обеих областях. Для дальнейшего анализа данные в первую очередь обрабатываются с помощью фильтра высоких частот с частотой обрезания 0.01 Гц. Это позволяет исключить из рассмотрения высокочастотные вариации параметров, которые добавляются к вариациям параметров солнечного ветра на околоземной ударной волне (напр., Shevyrtev & Zastenker, 2005). Используется фильтр с оконной функцией Хэмминга, входящий в стандартный пакет программ Matlab (Oppenheim et al., 1999). На панели б рисунка 11 показаны временные ряды

данных после фильтрации высоких частот. Далее для оценки степени подобия временных рядов вычисляется коэффициент корреляции между ними. Поскольку между временными рядами данных есть естественный сдвиг, обусловленный временем распространения плазмы между космическими аппаратами, коэффициент корреляции вычисляется для различных значений относительных сдвигов по времени между рядами данных по формуле:

$$R(i, dt) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - x_{av})(y_i - y_{av})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - x_{av})^2 \sum_{i=1}^N (y_i - y_{av})^2}}$$

где $x_i(t)$ и $y_i(t)$ - временные ряды измерений в солнечном ветре и в магнитослое на интервале времени i , x_{av} и y_{av} - средние значения параметра в солнечном ветре и в магнитослое на выбранном интервале i , dt - сдвиг рядов $x_i(t)$ и $y_i(t)$ друг относительно друга по временной шкале.

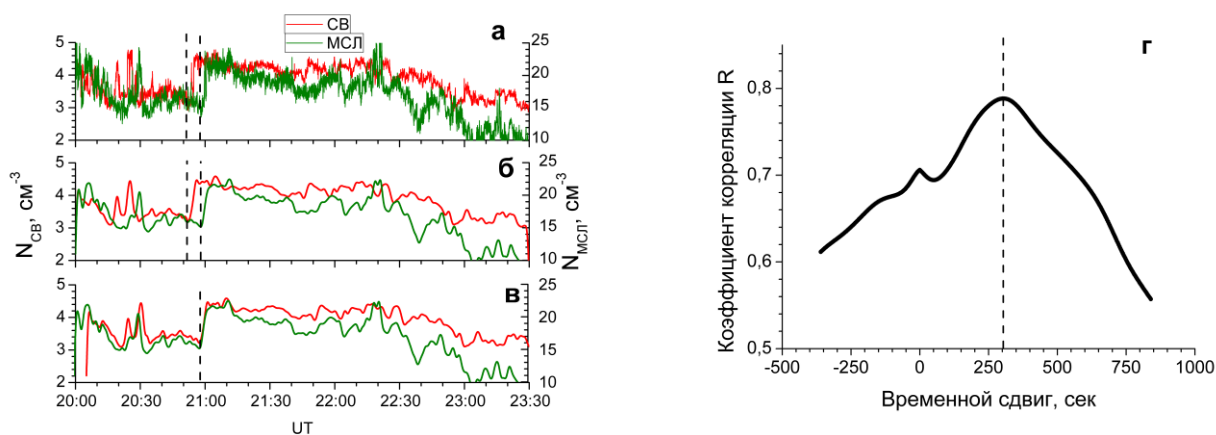


Рисунок 11. (а-в) одновременные измерения плотности плазмы в солнечном ветре (СВ, красная линия) и в магнитослое (МСЛ, зеленая линия): а - исходные данные, б - данные после применения ВЧ фильтра, в - данные после сдвига временного ряда солнечного ветра на время распространения плазмы; г - зависимость коэффициента корреляции от временного сдвига между рядами данных в СВ и МСЛ.

На рисунке 11г показана зависимость коэффициента корреляции для временных рядов, представленных на панели б, от временного сдвига. Как видно, максимальное значение коэффициента корреляции составляет 0.78 и наблюдается при сдвиге данных солнечного ветра на 300 секунд, что соответствует времени распространения плазмы между спутниками. Это хорошо видно из сравнения панелей б и в рисунка 11: изначально в солнечном ветре фронт возрастания плотности наблюдался в 20:53 UT, а в магнитослое очевидно тот же фронт наблюдался в 20:58; после сдвига данных солнечного ветра на время, определяемое по максимуму коэффициента корреляции, эти два фронта совпали, так же как и ряд других фронтов на этом интервале. В дальнейшей работе под одновременными измерениями в

солнечном ветре и магнитослое будут пониматься одновременные измерения одних и тех же структур, т.е. рассмотрение двух одновременно измеренных рядов данных, сдвинутых друг относительно друга на время распространение плазмы между космическими аппаратами.

Корреляционный анализ представляет собой мощный метод изучения временных рядов спутниковых измерений и широко применяется в литературе (напр., Gutynska et al., 2008, 2009, 2012, Zastenker et al., 2000, 2002).

1.5.2 Исследование характеристик частотных спектров с помощью Фурье-анализа

В данной работе для анализа турбулентных характеристик быстрых флуктуаций параметров плазмы в магнитослое, измеряемых прибором БМСВ (Главы 3 и 4), применялось быстрое преобразование Фурье с использованием оконной функции Хэмминга. Для вычислений использовались стандартные функции программной среды Matlab, адаптированные для используемых данных.

Длительность интервалов для проведения Фурье-анализа выбиралась исходя из нескольких принципов: 1) выбранная длительность должна обеспечивать количество точек в Фурье-спектре, достаточное для его построения на рассматриваемых масштабах; 2) период времени, на котором вычисляется спектр, должен быть мало подвержен крупномасштабным изменениям параметров, т.е. возможно соблюдение условия квазистационарности параметров плазмы и магнитного поля в течение рассматриваемого интервала времени; 3) длительность интервала должна обеспечивать количество точек во временном ряде, кратное степени двойки, что позволяет избежать потери информации при проведении быстрого преобразования Фурье. В данной работе исследовался диапазон частот, соответствующих переходу от инерционной области турбулентного каскада к диссипативной, что составляет 0.01-10 Гц для плазмы солнечного ветра и магнитослоя. Поэтому для Фурье-анализа выбирались интервалы длительностью 1024 секунд (~17 минут), что соответствует 32768 точек при временном разрешении 31 мс. При этом последовательные интервалы брались со сдвигом по времени 512 секунд (половина интервала) друг относительно друга. Такой подход позволяет избежать ошибок, связанных с разделением непрерывного ряда данных на отдельные подинтервалы и при этом сохранить статистическую значимость выборки. Указанный подход был математически обоснован в статье (Welch, 1967). В ряде случаев (Глава 4) интервалы были укорочены до 512 секунд, в таком случае рассматриваемый диапазон частот спектра сокращался до 0.1-10 Гц.

На рисунке 12 представлены характерные спектры флуктуаций потока ионов (а) и полярного угла (б) в магнитослое, получаемые для 17-минутного интервала. Как было показано во Введении, как правило подобные спектры могут быть аппроксимированы двумя степенными

функциями вида $\sim f^{S_1}$ и $\sim f^{S_2}$, что в логарифмическом масштабе выглядит как две прямые, пересекающиеся в некоторой точке, соответствующей частоте излома спектра. Спектры флуктуаций потока ионов не анализировались на частотах более 8 Гц, так как на больших частотах приборный шум может оказывать заметное влияние на вид и форму спектров (Šafránková et al., 2013). Полярный угол измеряется с помощью трех датчиков прибора, поэтому уровень шума измерений полярного угла, как правило, выше, чем для потока ионов. На рисунке 12б наблюдается уплощение спектра на частотах выше 5 Гц, обусловленное шумом. Спектры флуктуаций полярного угла анализируются на частотах менее 5 Гц.

Для аппроксимации применялась автоматизированная процедура. На первом шаге процедуры линейная аппроксимация применяется к спектру в двух диапазонах частот: 0.02-0.05 Гц для флуктуаций обеих величин в области частот перед изломом; 4-8 Гц для флуктуаций потока ионов и 2-5 Гц для флуктуаций полярного угла в области частот после излома спектра. Различие в выборе частотных диапазонов аппроксимации для потока ионов и полярного угла, помимо различного влияния уровня шума, обусловлена и различием в частоте, на которой наблюдается излом спектров: как правило, для полярного угла излом наблюдается на частотах, в 2 раза меньших, чем для потока ионов. Далее определяется точка пересечения полученных линейных аппроксимаций, и на втором шаге диапазоны частот корректируются: диапазон частот расширяется в сторону точки пересечения прямых на половину интервала между предыдущим максимальным (или минимальным в случае области частот после излома) значением частоты и частотой пересечения. Далее вычисляется новая частота пересечения. Процедура повторяется последовательно до тех пор, пока дальнейшее расширение диапазонов не начинает существенно изменять точку пересечения линейных аппроксимаций, или пока правая граница первого диапазона и левая граница второго диапазона не совпадут. В данном случае существенным изменением частоты пересечения считалось изменение более чем на 0.1 Гц. Если такое изменение происходит, осуществляется обратное сужение частотных диапазонов аппроксимации с шагом 0.1 Гц до тех пор, пока точка пересечения линейных аппроксимаций не перестанет изменяться.

Для примеров, представленных на рисунке 12, аппроксимация дает показатели степени (или наклоны) $S_1 = -1.78$, $S_2 = -2.95$ и частоту излома $F_{\text{крит}} = 0.69$ Гц для спектра флуктуаций потока ионов и $S_1 = -1.54$, $S_2 = -3.53$ и частоту излома $F_{\text{крит}} = 0.48$ Гц для спектра флуктуаций полярного угла.

Описанная процедура позволяет избежать ошибок в определении параметров спектра при отсутствии четкой точки излома между МГД и кинетическими масштабами, что часто наблюдается на практике. Применяемая процедура автоматического определения показателей

наклонов спектров дает возможность обрабатывать автоматически большое количество спектров, что крайне важно для работы с обширным статистическим материалом.

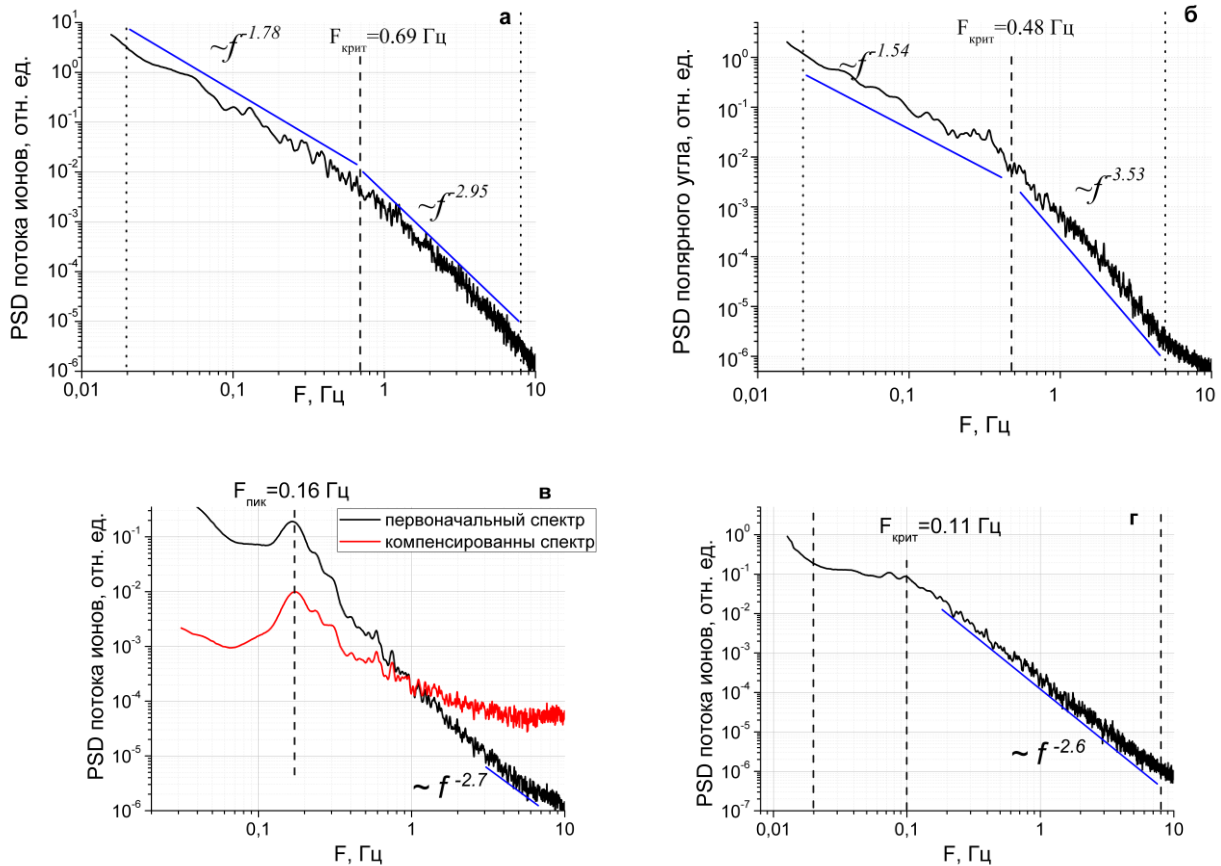


Рисунок 12. Примеры аппроксимации спектров флуктуации потока ионов (а), полярного угла (б) и спектра флуктуаций потока с пиком вместо излома (в) и с плато перед изломом (г).

После применения автоматической аппроксимации спектры визуально оценивались на предмет корректности процедуры. В случае отклонения спектров от заданной формы (две пересекающиеся прямые в логарифмическом масштабе), процедура изменялась в соответствии с наблюдающимися особенностями в спектре. Так, например, при наличии в спектре флуктуаций потока ионов пика вместо излома, спектр откладывался в отдельную группу, и процедура аппроксимации подобных спектров изменялась следующим образом. На первом шаге весь спектр умножался на $f^{5/3}$ для компенсации наклона области частот до пика. Функция $f^{5/3}$ была выбрана эмпирически в соответствии с существующими представлениями о средних наклонах спектров в этой области масштабов. Пример спектра флуктуаций потока ионов с пиком до (черная линия) и после (красная линия) компенсации представлен на рисунке 12в. Далее определялось максимальное значение мощности спектра, которое для компенсированного спектра соответствовало пику. Таким образом однозначно определялась частота, которой соответствует пик.

На следующем этапе, зная частоты, на которых наблюдается пик, выбирался диапазон частот, на котором пик не влияет на остальную часть спектра. Как показывает статистический анализ (напр., Rakhmanova et al., 2018), пики в спектрах наблюдаются на частотах, не превышающих 1 Гц. Поэтому для учета возможного влияния пика, присутствующего на более низких частотах, на наклон спектра на кинетических масштабах, указанных наклон вычислялся в фиксированном диапазоне частот 3-7 Гц с помощью простой линейной аппроксимации. Количество точек в оставшейся области спектра до пика оказывалось, как правило, недостаточным для определения наклона S_1 (при вычислении спектра по 17 минутным интервалам, анализируемым в работе) и этот наклон не определялся.

Плато в спектре флуктуаций потока ионов наблюдается перед изломом. На рисунке 12г приведен пример такого спектра. Как видно, первый излом спектра наблюдается на частоте около 0.01 Гц, что не входит в начальный диапазон аппроксимации разработанной автоматизированной процедуры. При работе с подобными спектрами автоматизированная процедура применялась так же, как и для спектров с двумя наклонами, однако полученный наклон спектра перед изломом рассматривался как наклон плато.

Глава 2. Модификация резких фронтов плотности плазмы и модуля магнитного поля солнечного ветра в магнитослое

Исследование вариаций в магнитослое представляет интерес в первую очередь для определения степени модификации различных структур плазмы и магнитного поля солнечного ветра перед их взаимодействием непосредственно с магнитосферой Земли. Для оценки того, как видоизменилась та или иная структура плазмы или магнитного поля при пересечении головной ударной волны в данной работе проводится сравнение временного хода параметров в областях перед и за фронтом. Как было упомянуто во Введении, подобный анализ представлялся ранее в литературе с целью обоснования возможности использования данных, полученных с мониторов солнечного ветра в точке L1 для предсказаний процессов, протекающих внутри магнитосферы. Например, (Šafránková et al., 2009) провели статистический анализ вероятности наблюдения одинакового знака компоненты B_z магнитного поля в солнечном ветре и перед магнитопаузой. Анализ проводился для различных пар спутников и для различных циклов солнечной активности. Как показано в этом исследовании, вероятность наблюдения одного и того же знака B_z компоненты зависит от фазы солнечного цикла (наибольшая вероятность наблюдается в минимуме солнечной активности) и от абсолютного значения B_z компоненты магнитного поля (вероятность обнаружения одинакового знака B_z в солнечном ветре и перед магнитопаузой увеличивается при увеличении значения по модулю этой компоненты). Так, в среднем, в максимуме солнечной активности вероятность правильного предсказания знака B_z компоненты при ее значении по модулю 1 нТ и 10 нТ составляет 0.5 и 0.95, соответственно, тогда как в минимуме солнечной активности это значение достигает 1 для больших по модулю значений B_z . В работе (Pulinets et al., 2014) также проводилось сравнение компонент межпланетного магнитного поля, измеренного непосредственно перед головной ударной волной, с магнитным полем, измеряемым вблизи магнитопаузы. Авторы показали, что в ~30% случаев знак B_z компоненты поля различается в этих двух точках.

Как было показано во Введении, существует ряд факторов межпланетной среды, считающихся геоэффективными, таких как скачок динамического давления (плотности) или изменение направления магнитного поля. Для улучшения предсказательной способности моделей, а также для лучшего понимания процессов взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой важно понять, как могут видоизменяться фронты быстрых изменений параметров плазмы и магнитного поля при пересечении головной ударной волны. В данной главе проводится анализ модификации мелкомасштабных (проходящих мимо спутника за несколько минут и менее) структур плазмы и магнитного поля при пересечении ими околоземной ударной волны и дальнейшем движении по магнитослою. Анализ проводится на

основе сопоставления одновременных измерений в солнечном ветре и магнитослое, т.е. в области перед и за фронтом околоземной ударной волны.

В разделе 2.1 представлено детальное сравнение 15 примеров выделенных структур плазмы и магнитного поля по одновременным измерениям в солнечном ветре и магнитослое на двух космических аппаратах миссии Themis. Анализируется изменение длительности и амплитуды отобранных структур.

В разделе 2.2 представлен корреляционный анализ одновременных измерений в солнечном ветре и магнитослое на основе ~300 часов измерений пар спутников проекта Themis в период минимума солнечной активности. Рассматривается зависимость коэффициента корреляции от величины параметров солнечного ветра, а также от характеристик ударной волны в точке, где плазма входит в магнитослой, а также от амплитуды структур.

В разделе 2.3 корреляционный анализ проводится для измерений параметров плазмы на расширенной статистике, включающей в себя периоды максимума солнечной активности. Используются данные пар спутников Themis, а также данные спутника Спектр-Р в магнитослое одновременно с данными одного из спутников Themis в солнечном ветре. Рассматриваются дополнительные факторы межпланетной среды, которые могут влиять на значение корреляции.

2.1 Сопоставление отдельных фронтов плотности в солнечном ветре и магнитослое

Как было сказано в Главе 1, в настоящей работе использованы данные спутников миссии Themis в 2008 и 2009 годах, в летние месяцы, когда орбиты спутников были вытянуты вдоль линии Солнце-Земля и можно было найти одновременные измерения перед и за околоземной ударной волной. При этом расстояние между спутниками было относительно невелико - в пределах $15 R_E$. На рисунке 13а приведен пример расположения в системе GSE спутников Themis-B и Themis-C 4 июня 2009 года с 03:00 до 21:00 UT. Схематически на рисунке показаны положения головной ударной волны и магнитопаузы. Спутник Themis-B находится в солнечном ветре, спутник Themis-C - в магнитослое. На рисунке 13б показаны энергетические спектрограммы, измеренные прибором ESA на спутнике Themis-B (верхняя панель) и Themis-C (нижняя панель) 4 июня 2009 года. При этом можно четко видеть, что для солнечного ветра характерны узкие спектры с высоким значением потока энергии в пике (как на верхней панели начиная с ~2:00 UT), тогда как в магнитослое энергетический спектр более широкий и смещен в область меньших энергий, что определяется меньшим значением скорости плазмы и более высокой температурой плазмы (как на нижней панели рисунка в течение всего рассмотренного интервала времени, а также на верхней панели до 2:00 UT). На рисунке 13в показаны измерения плотности плазмы на спутнике Themis-B (красная линия) и Themis-C (зеленая линия). Временной ряд данных спутника в солнечном ветре сдвинут на среднее время распространения

плазмы между космическими аппаратами. Время распространения плазмы определялось в первом приближении исходя из расстояния между ними и скорости плазмы солнечного ветра, и корректировалось до совпадения фронтов отдельных крупномасштабных структур. Левая вертикальная шкала относится к измерениям спутника Themis-B в солнечном ветре, правая - к измерениям спутника Themis-C в магнитослое.

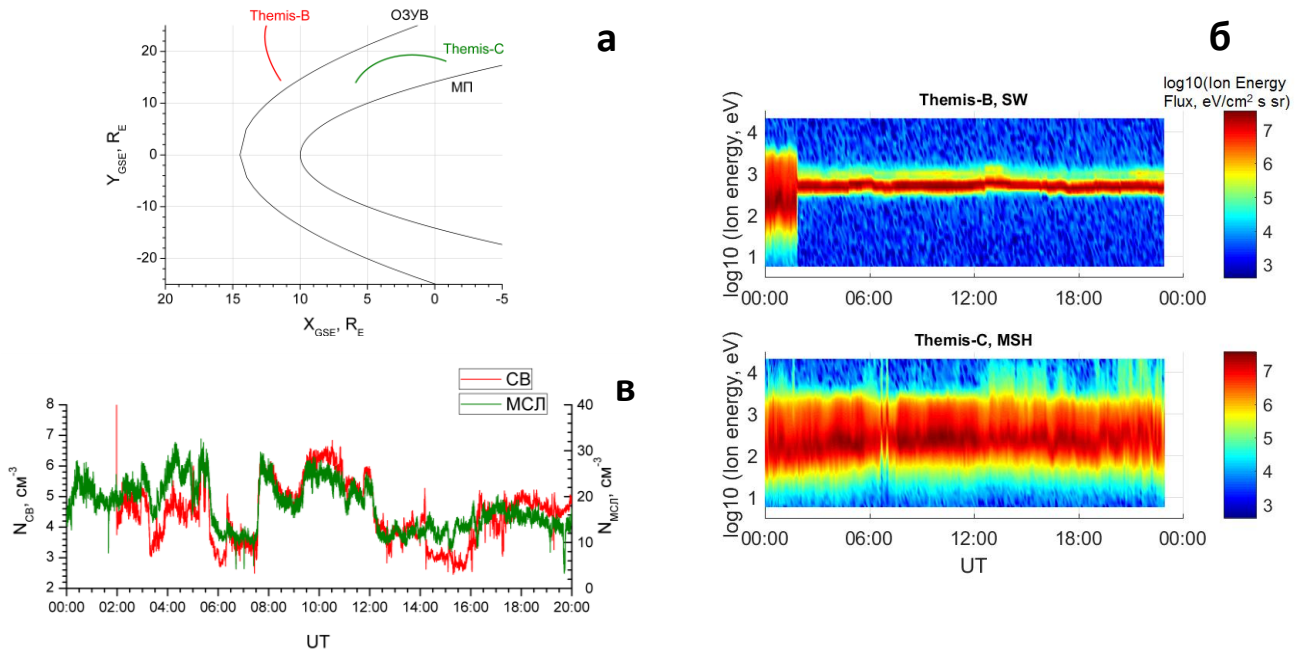


Рисунок 13. а - взаимное расположение спутников Themis-B (красная линия) и Themis-C (зеленая линия) в момент рассматриваемого события; б - энергетические спектры приборов ESA на спутниках Themis-B (верхняя панель) и Themis-C (нижняя панель) 4 июня 2009 года; в - измерения плотности плазмы в солнечном ветре (красная линия) и в магнитослое (зеленая линия) 4 июня 2009 года (данные солнечного ветра сдвинуты на время распространения плазмы).

Как видно из рисунка 13в, наблюдается качественное совпадение между временным ходом плотности плазмы в солнечном ветре и в магнитослое на масштабах 20 часов, т.е. крупномасштабные структуры плазмы не изменяются в переходной области. Однако, если рассматривать меньшие масштабы, то может наблюдаться несоответствие. На рисунке 14а показаны те же измерения, что и на рисунке 13в, но в течение 3 минут - с 05:12 до 05:15 UT. В солнечном ветре наблюдается резкое увеличение плотности с 4.2 до 5 cm^{-3} за 10 секунд. Далее в тексте подобные резкие изменения (фронты) плотности плазмы и магнитного поля будут называться "мелкомасштабные структуры плазмы". В магнитослое та же самая структура также наблюдается, однако ее профиль сильно видоизменен: увеличена длительность и амплитуда.

На рисунке 14 представлен подробный анализ вышеупомянутой структуры. На рисунке показаны: плотность протонов (а), модуль магнитного поля (б), направленная скорость протонов (в), а также полное давление плазмы P (г) в солнечном ветре (красная линия) и в

магнитослое (зеленая линия). Полное давление плазмы вычислялось как сумма теплового давления протонов P_{T_i} и электронов P_{T_e} с давлением магнитного поля P_B , где:

$$P_{T(i,e)} = n_{(i,e)}kT_{(i,e)}; P_B = B^2/8\pi \quad (1)$$

Вертикальные штриховые линии обозначают начало и конец фронтов по плотности протонов в солнечном ветре и в магнитослое. Данные солнечного ветра сдвинуты по времени до совпадения начала фронтов в солнечном ветре и магнитослое, время сдвига составило 333 секунды. Как видно из рисунка, в 05:13:14 началось увеличение плотности, которое закончилось в 15:13:23, т.е. длительность фронта составила 9 секунд. Плотность изменилась с 4.2 см^{-3} до 5.3 см^{-3} , т.е. амплитуда фронта по плотности составила $A_N^{CB} = (5.3 - 4.2) / 5.3 = 0.2$, или 20%. В магнитослое фронт существенно более длинный и имеет сложную структуру, четко видно, что к изначальной структуре, пришедшей из солнечного ветра, добавлены дополнительные вариации. Длительность фронта по плотности составляет 18 секунд, амплитуда фронта составляет $A_N^{MCL} = 26\%$. Таким образом, наблюдается увеличение длительности фронта плотности в 2 раза и амплитуды фронта плотности в $dA_N = A_N^{MCL} / A_N^{CB} = 1.3$ раза. Одновременно с увеличением плотности наблюдается уменьшение модуля магнитного поля с 6.3 до 5.9 нТл, амплитуда фронта магнитного поля составляет $A_B^{CB} = 5\%$. В магнитослое также наблюдается уменьшение модуля магнитного поля с 22.3 до 19.3 нТл, т.е. $A_B^{MCL} = 12\%$. Таким образом, амплитуда фронта по магнитному полю также увеличилась в магнитослое, $dA_B = 2.4$. На панели в рисунка 14 показано значение направленной скорости протонов V_x для рассматриваемого события. Как видно из рисунка, не наблюдается каких-либо изменений скорости во время этого события. Давление плазмы в солнечном ветре также не изменилось существенно во время указанного события, т.е. на структуре наблюдается баланс давления. В магнитослое изменение давления на структуре составляет 15%.

В работе было проанализировано 15 структур, подобных представленной на рисунке 14. Выбирались события, которые представляют собой увеличение или уменьшение плотности плазмы в солнечном ветре не менее чем на 20% за время от нескольких секунд до десятков секунд, и могут быть однозначно идентифицированы как в солнечном ветре, так и в магнитослое. Плотность протонов и модуль магнитного поля для всех событий изменялись в противофазе, а скорость, также как и в примере, оставалась неизменной и наблюдался баланс давлений (с точностью до 15%), что позволяет предполагать, что эти события относятся к тангенциальным разрывам. Однако детального анализа типа разрывов не проводилось. События отбирались вручную на основе просмотра данных спутников Themis. Для каждого события рассмотрены такие характеристики, как:

- 1) изменение амплитуды фронта (возрастания/спада) плотности плазмы dA_N ,
- 2) изменение амплитуды фронта (возрастания/спада) модуля магнитного поля dA_B ,

3) изменение длительности фронта по плотности dT .

Значение этих величин для всех рассмотренных событий суммированы в таблице 1.

На рисунке 15а представлено распределение значений изменения длительности фронта dT .

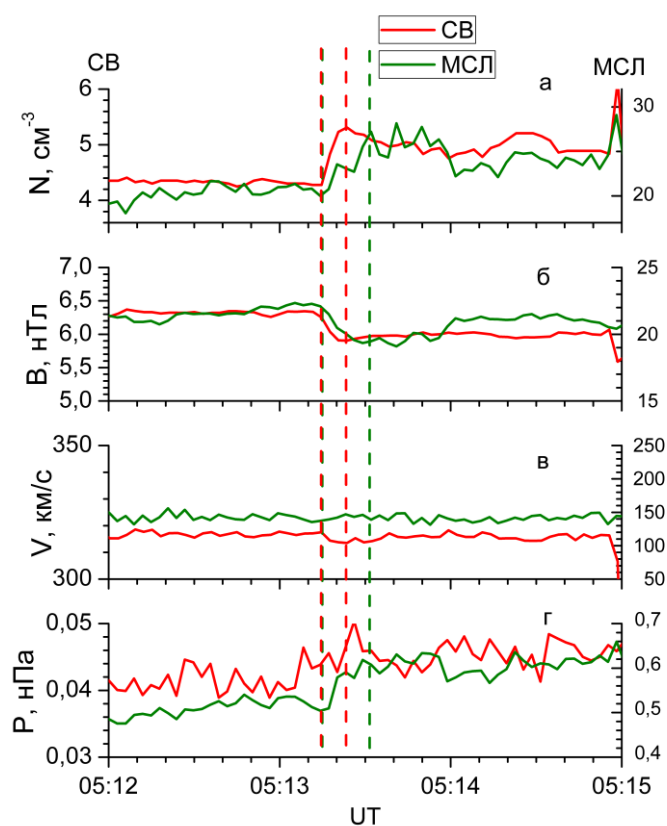


Рисунок 14. Пример наблюдения резкого фронта плотности в солнечном ветре и магнитослое: измерения плотности плазмы (а), модуля магнитного поля (б), скорости плазмы (панель в), а также полное (тепловое+магнитное) давление в солнечном ветре (красная линия) и в магнитослое (зеленая линия).

Из рисунка следует, что можно выделить две группы событий. К первой группе относятся события с несущественно изменяющейся длительность (в среднем, на 25%), которые составляют 75% набранной статистики. Ко второй группе относятся события, для которых характерно сильное - более чем в 2 раза - увеличение длительности фронта в магнитослое (25% набранной статистики).

На рисунке 15б показано распределение событий по изменению амплитуды фронта плотности плазмы dA_N . Для большинства событий – 10 из 15 – амплитуда фронта плотности плазмы увеличивается в 1-1.5 раза, хотя присутствуют и события с сильным – в 2.2 раза – увеличением амплитуды. В среднем, амплитуда фронта плотности плазмы увеличивается на 30% в магнитослое по сравнению с солнечным ветром.

На рисунке 15в показано распределение изменений амплитуды фронта модуля магнитного поля dA_B . Так же как и в случае с плотностью, амплитуда фронта модуля магнитного поля

увеличивается в магнитослое по сравнению с солнечным ветром. При этом в 8 из 15 событий амплитуда фронта изменяется не более чем в 2 раза, однако в остальных событиях изменение гораздо более существенно - в 3-7 раз. В среднем, амплитуда фронта модуля магнитного поля увеличивается в 2.8 раз в магнитослое по сравнению с солнечным ветром.

Таблица 1. Характеристики рассматриваемых событий.

Событие	Время начала события, UT	Изменение длительности фронта dT , отн. ед.	Изменение амплитуды фронта плотности dA_N , отн. ед.	Изменение амплитуды фронта модуля МП dA_B , отн. ед.
25.09.08	21:19:31	2,00	1,06	2,03
31.08.08	20:12:29	1,00	1,78	1,86
22.07.09	01:57:52	1,12	2,21	2,05
04.06.09	07:35:40	1,18	1,06	1,71
04.06.09	05:30:47	1,00	1,18	4,54
04.06.09	05:13:13	2,00	1,35	2,40
01.10.08	15:47:59	2,00	0,92	-
01.10.08	15:45:23	1,33	0,86	1,19
12.07.08	00:40:03	1,25	1,15	1,82
20.06.09	22:09:23	1,64	1,19	6,76
21.06.09	00:17:34	1,14	1,32	4,84
24.06.09	21:12:44	1,00	1,07	0,85
27.06.09	19:59:01	2,00	1,39	1,72
05.07.09	19:10:18	1,16	1,27	3,27
06.07.09	03:12:04	0,88	1,74	3,09

Рассмотренные зависимости свидетельствуют о видоизменении отдельных структур (фронтов) плазмы и магнитного поля в магнитослое по сравнению с солнечным ветром. Такие изменения могут быть весьма существенными: в 25% рассмотренных случаев длительность структур увеличивается более чем в 2 раза, в 20% случаев амплитуда фронта плотности увеличивается более чем в 1.5 раза, в 58% случаев амплитуда фронта модуля магнитного поля увеличивается в 2 и более раз.

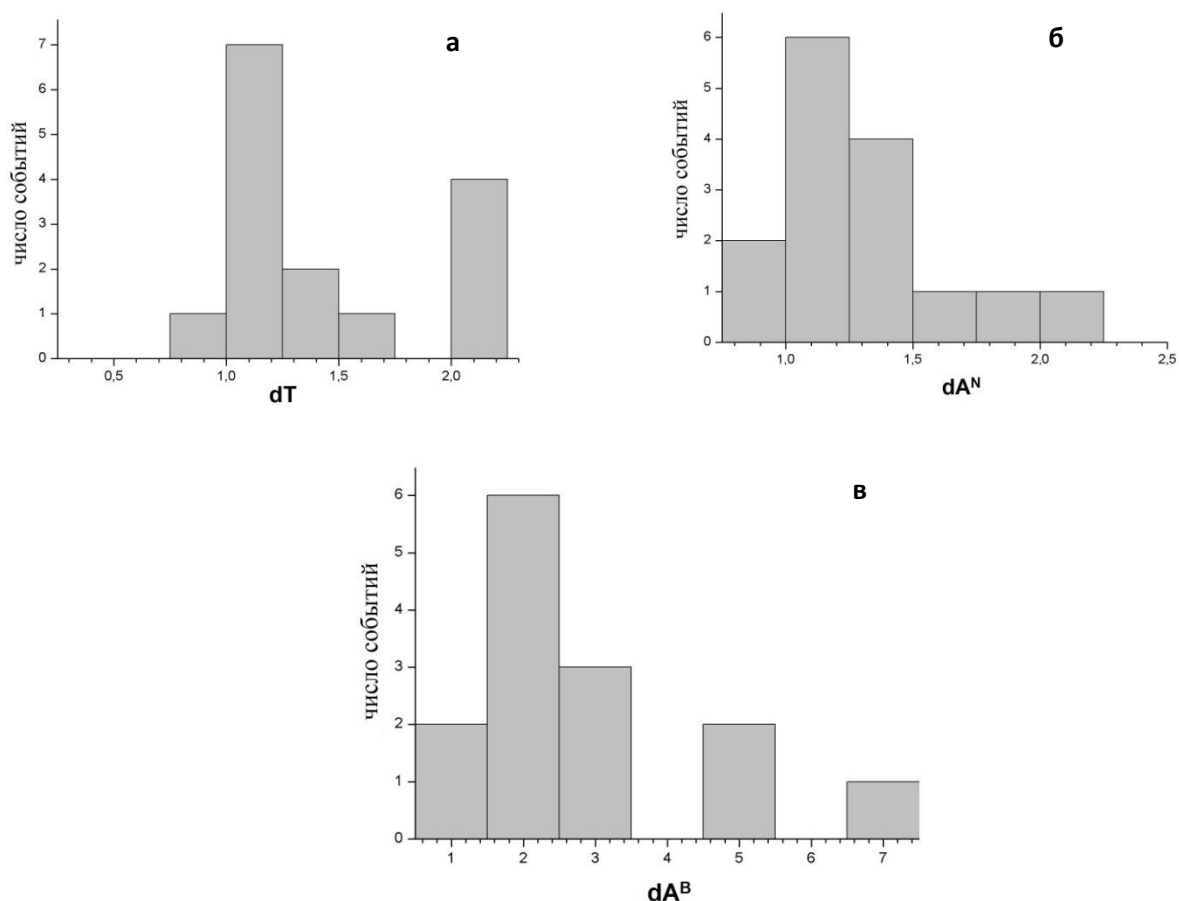


Рисунок 15. Распределение событий по (а) изменению длительности фронта, (б) изменению амплитуды фронта плотности, (в) изменению амплитуды фронта модуля магнитного поля.

2.2 Корреляционный анализ одновременных измерений параметров плазмы и магнитного поля в солнечном ветре и магнитослое

Приведенный в предыдущем разделе анализ наглядно показывает влияние головной ударной волны и процессов в магнитослое на мелкомасштабные структуры плазмы и магнитного поля и их динамику при переходе из солнечного ветра в магнитослой. Однако, набор статистики для подобного анализа весьма затруднен в связи с рядом причин:

1) структура в магнитослое может быть изменена настолько сильно, что ее трудно идентифицировать; в частности, амплитуда структуры может быть меньше амплитуды мелкомасштабных вариаций параметров, характерных для магнитослоя;

2) в магнитослое за квазипараллельной околослойной ударной волной уровень флуктуаций по порядку величины совпадает со средним значением параметра, что делает невозможным идентификацию структур за квазипараллельной ударной волной и ограничивает область исследования;

3) существует субъективность в определении характеристик структур.

Поэтому для статистического исследования модификации структур солнечного ветра в магнитослое проводился корреляционный анализ. Подробное описание методики анализа приведено в Главе 1 (раздел 1.5.1).

Целью данной работы было исследование мелкомасштабных структур - фронтов возрастания/спада плотности или модуля магнитного поля - с длительностью от нескольких секунд до нескольких десятков секунд. Для этих целей коэффициент корреляции рассчитывался на интервалах длительностью 30 минут, выбираемых из непрерывного ряда данных каждые 15 минут (т.е. интервалы пересекались по половине своей длительности). На рисунке 16а показан пример такого интервала. Красные линии показывают измерения в солнечном ветре, зеленые - одновременные измерения в магнитослое.

Как было показано ранее в литературе (напр. Gutynska et al., 2012; Shevryev et al., 2003), флуктуации с частотами более 0.02 Гц добавляются к флуктуациям параметров плазмы и магнитного поля при взаимодействии плазмы с головной ударной волной и движении в магнитослое. Чтобы рассматривать динамику именно структур плазмы и магнитного поля, а не высокочастотные вариации параметров, к данным был применен фильтр высоких частот с частотой обрезания 0.01 Гц (подробнее это показано в разделе 1.5.1). На рисунке 16б приведены те же данные, что и на панели а, только после фильтрации высоких частот. Хорошо видно, что мелкомасштабные структуры - фронты увеличения или уменьшения плотности за период времени от нескольких секунд до нескольких десятков секунд - становятся более выраженными после фильтрации.

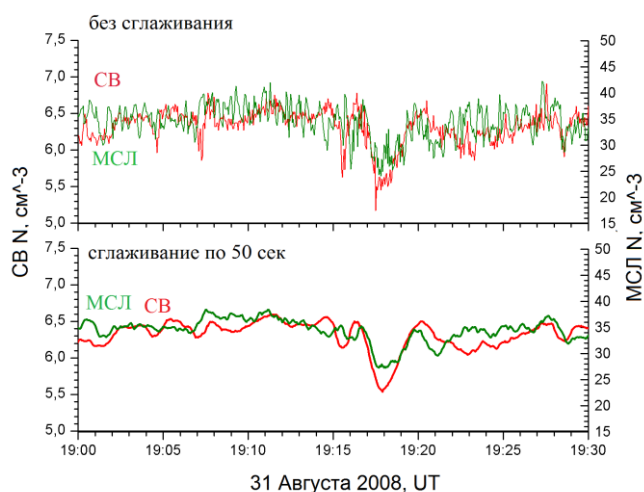


Рисунок 16. Пример 30-минутного интервала измерений плотности плазмы в солнечном ветре (красная линия) и в магнитослое (зеленая линия) без фильтров (а) и после фильтра высоких частот (б).

В работе были проанализированы 5 месяцев данных спутников миссии Themis. Выбирались все интервалы, когда были доступны измерения одного из спутников в солнечном ветре и

второго в магнитослое в течение как минимум 2 часов. Для каждого такого интервала на основе измеренной скорости плазмы и расстояния между спутниками определялось время распространения плазмы между космическими аппаратами, которое затем верифицировалось с помощью кросскорреляционной функции, рассчитанной на всем интервале. Методика расчета кросскорреляционной функции приведена в разделе 1.5.1. Полученное значение использовалось как начальное приближение для дальнейшей работы с интервалом.

Далее, каждый интервал делился на 30-минутные интервалы, сдвинутые на 15 минут друг относительно друга. Всего было рассмотрено 1200 таких интервалов. Для каждого интервала данные были пропущены через ВЧ фильтр, затем из данных был убран линейный тренд. Далее анализ кросскорреляционной функции проводился для каждого 30-минутного интервала в соответствии с методикой, описанной в разделе 1.5.1, и таким образом каждому интервалу в соответствие ставилось значение коэффициента корреляции.

На рисунке 17а показано распределение значений полученных коэффициентов корреляции для плотности плазмы R_N (черными столбцами) и для модуля магнитного поля R_B (красными столбцами). Распределения аппроксимированы гауссианами, среднее значение и дисперсия для которых указаны на рисунке. Коэффициент корреляции плотности в среднем составляет $R_N = 0.63 \pm 0.26$, коэффициент корреляции модуля магнитного поля - $R_B = 0.58 \pm 0.26$. В дальнейшем мы будем говорить о "высокой корреляции" $R > 0.7$, об умеренной корреляции $0.4 < R < 0.7$ и о низкой корреляции $R < 0.4$. На рисунке 17б для каждого интервала показаны значения коэффициента корреляции плотности плазмы в зависимости от коэффициента корреляции модуля магнитного поля. Как видно, одновременная высокая корреляция и поля, и плотности наблюдается только в 23% случаев. Отсутствие корреляции обоих параметров наблюдается в 36% случаев.

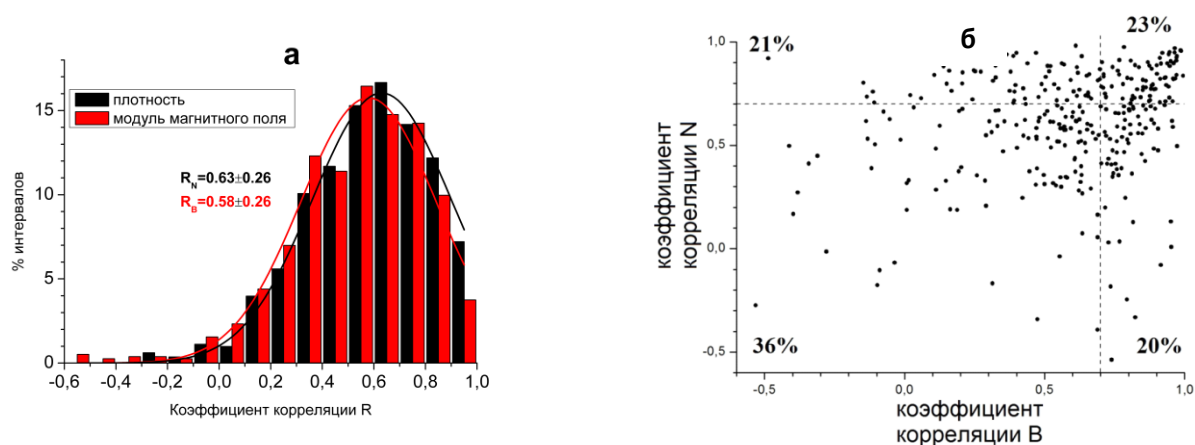


Рисунок 17. а - Гистограммы значений коэффициента корреляции плотности (черные столбцы) и модуля магнитного поля (красные столбцы); б - зависимость коэффициента корреляции плотности от коэффициента корреляции модуля магнитного поля.

2.3 Параметры, оказывающие влияние на значение коэффициента корреляции между временными рядами параметров в солнечном ветре и магнитослое

В работе было проанализировано влияние различных факторов на коэффициент корреляции между одновременными измерениями в солнечном ветре и в магнитослое. Для этого была вычислена вероятность наблюдения высокой корреляции P для нескольких диапазонов значений рассматриваемого параметра. На рисунке 18 приведен пример, обосновывающий необходимость такого вычисления. Представлена зависимость коэффициента корреляции R_N от плотности плазмы солнечного ветра. В приведенной зависимости сложно увидеть какой-либо тренд. Для анализа вероятности наблюдения высокой корреляции область значений плотности разбивается на 3 диапазона значений - $[0, 3)$, $[3,6)$, и $[6-9)$ см^{-3} (обозначены вертикальными штриховыми линиями). Для каждого диапазона значений считается общее число интервалов (точек на рисунке 18) N , попадающих по значению плотности в этот диапазон; определяется число интервалов (точек) N_g , которым соответствует значение коэффициента корреляции $R_N > 0.7$. Вероятность P вычисляется для определенного диапазона значений выбранного параметра (в данном случае, плотности) как $P = N_g / N$. Таким образом получается зависимость вероятности наблюдения высокой корреляции от величины плотности. Аналогичный анализ проводится и для других влияющих на корреляцию факторов.

В первую очередь, было рассмотрено, как вероятность P зависит от амплитуды структур, наблюдающихся на 30-минутном интервале. Чтобы оценить эту амплитуду, было рассчитано относительное стандартное отклонение плотности RSD_N и модуля магнитного поля RSD_B в солнечном ветре для каждого 30-минутного интервала. Стандартное отклонение вычислялось на данных, пропущенных через ВЧ фильтр с частотой обрезания 0.01 Гц. Таким образом, значение RSD будет зависеть не от мощности высокочастотных флуктуаций, характерных для турбулентной плазмы как в солнечном ветре, так и в магнитослое, а будет представлять собой суммарную амплитуду мелкомасштабных структур плазмы и магнитного поля, наблюдающихся на выбранном 30-минутном интервале измерений. Для этого анализа были выбраны только интервалы с углом $\theta_{BN} > 60^\circ$, чтобы избежать влияния процессов в форшоке. На рисунке 19 представлена зависимость вероятности P от параметра RSD , выраженного в процентах. Черным цветом показана зависимость для плотности, серым - для модуля магнитного поля. Общее число интервалов с $RSD > 9\%$ составляет 18% и 28% от всей статистики для плотности плазмы и модуля магнитного поля, соответственно. Поэтому, все интервалы с $RSD > 9\%$ были объединены в один диапазон значений с целью повышения наглядности результата.

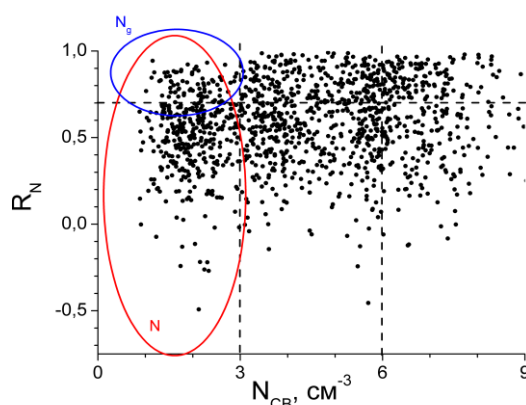


Рисунок 18. Зависимость значения коэффициента корреляции плотности от значения плотности плазмы солнечного ветра. Пунктирными линиями показаны границы диапазонов, на которые разбивается область значений плотности; красным овалом показано полное количество интервалов N , а синим овалом - полное количество интервалов с высокой корреляции N_g в выделенном диапазоне значений плотности.

Из рисунка 19 следует, что вероятность наблюдения высокой корреляции существенно увеличивается при увеличении амплитуды структур. Для плотности плазмы вероятность P увеличивается от 22% до 45% при увеличении RSD_N от 0 до 9% и при дальнейшем увеличении RSD_N изменяется незначительно. Для модуля магнитного поля вероятность P увеличивается монотонно от 20% до 50% с ростом RSD_B для всего диапазона значений параметра RSD_B .

Зависимость коэффициента корреляции от RSD вполне понятна и разумна: структуры с большими амплитудами, такие как, например, межпланетные ударные волны, проходят в магнитослой практически без изменений фронта, тогда как структуры с амплитудами порядка амплитуд флуктуаций параметров в магнитослое могут быть сильно видоизменены этими флуктуациями. Однако, следует отметить, что к временным рядам, для которых был выполнен анализ, был применен фильтр, отсекающий высокие частоты. Таким образом, на головной ударной волне и в магнитослое к структурам плазмы и магнитного поля, пришедшим из солнечного ветра, могут добавляться не только высокочастотные (с частотами более 0.01 Гц) флуктуации, как это было показано в работах (Shevyrev et al., 2003; Shevyrev & Zastenker, 2005), но и вариации с более низкими частотами, видоизменяющие фронты структур.

Стоит также отметить, что вычисление коэффициента корреляции на интервалах с низким значением RSD (например, для $RSD < 5\%$) может быть бессмысленно с точки зрения используемого подхода: фактически получится корреляция двух прямых, что может приводить как к высокой ложноотрицательной, так и в высокой ложноположительной корреляции.

Далее были рассмотрены зависимости P от параметров плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Чтобы выделить периоды, когда в солнечном ветре наблюдались отдельные наиболее четко выраженные структуры, были проанализированы только события с $RSD > 10\%$. Значение $RSD = 10\%$ соответствует одиночной структуре с

амплитудой 20%, наблюдаемой при типичных параметрах солнечного ветра на 30-минутном интервале. В общей сложности из всей статистики такому критерию соответствует 185 интервалов для плотности плазмы и 294 интервала для модуля магнитного поля; средние значения коэффициентов корреляции R_N и R_B для этих интервалов равны 0.65 и 0.63, соответственно.

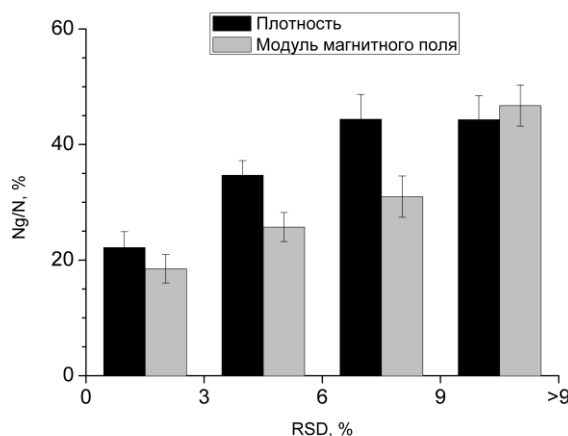


Рисунок 19. Вероятность наблюдения высокой корреляции в зависимости от параметра RSD в солнечном ветре.

Для отобранных интервалов была рассмотрена зависимость коэффициента корреляции от угла θ_{BN} , поскольку известно, что значение этого параметра сильно влияет на уровень флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое (Greenstadt, 1972; Shevyrev et al., 2006; Shevyrev & Zastenker, 2005). На рисунке 20а показана зависимость P от θ_{BN} для плотности плазмы (черным цветом) и для модуля магнитного поля (серым цветом). Вероятность наблюдения высокой корреляции увеличивается с 10% до 55% для плотности, и с 20% до 55% для модуля магнитного поля. Далее были рассмотрены аналогичные зависимости от величины плотности плазмы в солнечном ветре (рисунок 20б), модуля межпланетного магнитного поля (рисунок 20в) и значения переносной скорости плазмы в солнечном ветре (рисунок 20г). Видно, что вероятность наблюдения высокой корреляции плотности увеличивается от 30% до 65% при увеличении плотности плазмы солнечного ветра от 0 до 9 см^{-3} ; вероятность наблюдения высокой корреляции для модуля магнитного поля при этом также заметно увеличивается - от 30 до 55%. Наблюдается слабая зависимость вероятности P как для плотности, так и для модуля магнитного поля, от магнитуды межпланетного магнитного поля: вероятность P увеличивается от 30-35% до 55% при увеличении магнитуды поля от 0 до 9 нТл, однако наблюдается большой разброс значений. Кроме того, наблюдается уменьшение вероятности P_N для скоростей плазмы солнечного ветра, превышающих 550 км/с; тогда как вероятность P_B не зависит от скорости плазмы.

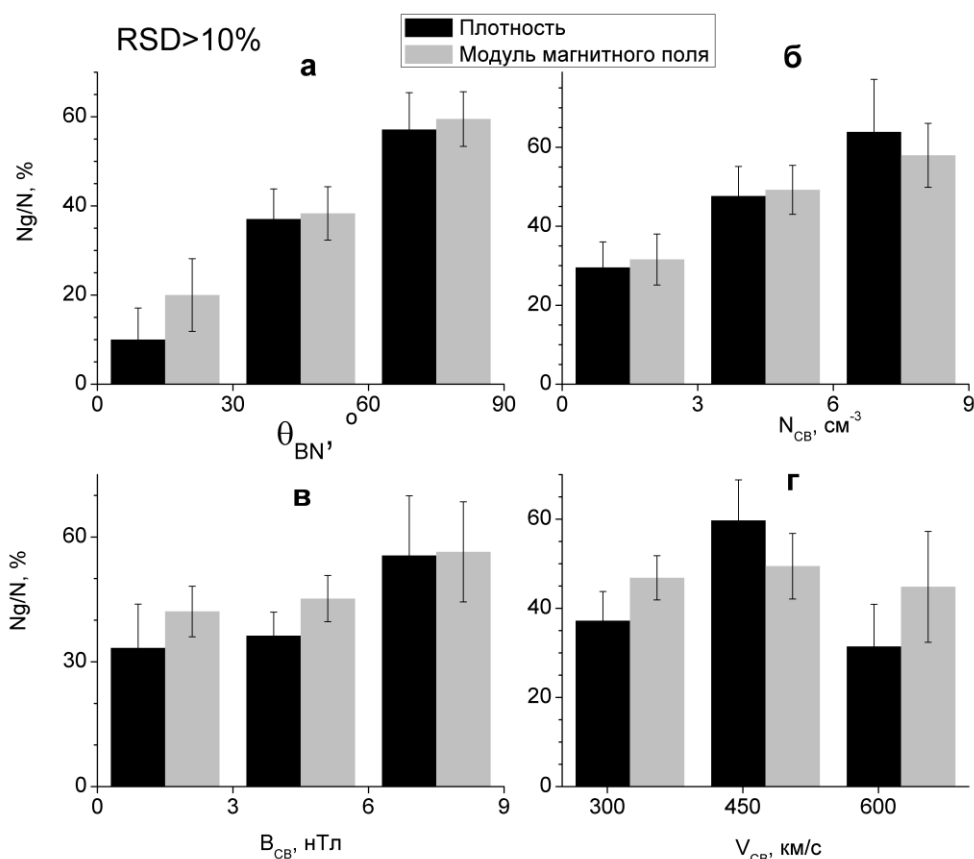


Рисунок 20. Зависимость вероятности наблюдения высокой корреляции от (а) угла θ_{BN} , (б) от плотности плазмы солнечного ветра, (в) от модуля межпланетного магнитного поля, и (г) от направленной скорости плазмы солнечного ветра.

Следует отметить, что исследование проведено для данных, измеренных в 2008 году, когда наблюдался минимум солнечной активности и, как следствие, крайне редки события с высокими значениями параметров плазмы и магнитного поля в солнечном ветре, что накладывает некоторые ограничения на статистику. Помимо этого, рассмотренные параметры не являются всегда независимыми: часто уменьшение плотности плазмы в солнечном ветре сопровождается увеличением скорости и наоборот, и т.д. Для понимания физики процессов требуется рассмотрение комплексных параметров, характеризующих плазму как целое, такие как, например, тип течения плазмы, источник плазмы, плазменный параметр, числа Маха и т.д., которые рассматриваются в следующем разделе данной главы.

2.4 Исследование факторов, определяющих коэффициент корреляции между потоком ионов в солнечном ветре и магнитослое, в расширенном диапазоне значений параметров солнечного ветра; влияние крупномасштабных типов солнечного ветра

В рамках данного исследования было рассмотрено, как влияют на коэффициент корреляции между параметрами плазмы в солнечном ветре и магнитослое такие комплексные факторы, как

тип течения солнечного ветра, магнитозвуковое число Маха в солнечном ветре и плазменный параметр β . Однако, статистика одновременных измерений плазмы на спутниках Themis была ограничена 2008-2009 годами, когда наблюдался минимум солнечной активности. В связи с этим, в рассмотренной статистике встречалось очень ограниченное число интервалов, не относящихся к медленному спокойному типу солнечного ветра. Поэтому для данного исследования набранная статистика была дополнена измерениями потока ионов в магнитослое на спутнике Спектр-Р в 2011-2014 годах, когда наблюдался максимум солнечной активности, что обеспечило большее разнообразие значений параметров окружающей среды. Как видно из рисунка 20, в статистику за 2008 год входили события со значениями плотности плазмы в солнечном ветре в пределах 9 см^{-3} и модуля магнитного поля в пределах 9 нТл. Дополнение статистики за счет 2011-2014 годов позволило расширить значения этих параметров до 15 см^{-3} и 15 нТл, соответственно. Вариации величины потока ионов определяются, в основном, вариациями плотности, поскольку относительные вариации направленной скорости существенно меньше. Таким образом, исследование коэффициента корреляции между величиной потока протонов, измеренного в солнечном ветре и в магнитослое, аналогично исследованию коэффициента корреляции между временными рядами плотности плазмы. Поскольку измерения магнитного поля на спутнике Спектр-Р отсутствуют, то расширение статистики позволило дополнить исследование только для корреляций по временным рядам плотности плазмы. Координаты спутников в магнитослое, данные которых использованы для данной работы, показаны на рисунке 21: черным показаны орбиты спутников Themis, серым - орбиты спутника Спектр-Р.

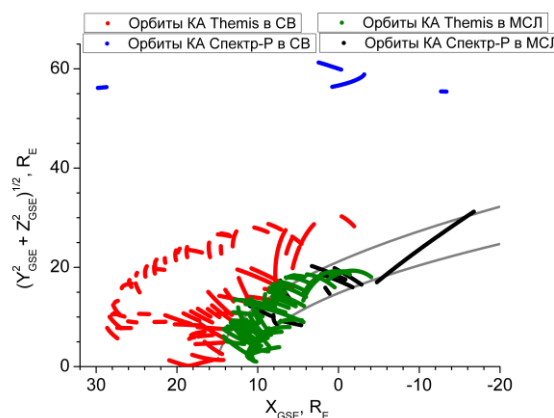


Рисунок 21. Расположение космических аппаратов Themis (красная линия в СВ, зеленая линия в МСЛ) и Спектр-Р (синяя линия в СВ, черная линия в МСЛ) для рассматриваемых событий.

Помимо анализа, аналогичного представленному в разделе 2.2.3, было исследовано влияние на коэффициент корреляции таких факторов, как плазменный параметр β в солнечном ветре,

положение точки измерения в магнитослое относительно магнитопаузы и головной ударной волны, а также от типа крупномасштабного течения плазмы солнечного ветра.

Для анализа в данном случае были выбраны события с $RSD_{\Pi}^{CB} > 5\%$ с значением угла $\theta_{BN} > 45^\circ$. Всего было выделено 665 интервалов. На рисунке 22 представлена вероятность наблюдения высокой корреляции R в зависимости от ряда параметров плазмы и магнитного поля солнечного ветра: плотности плазмы (а), модуля межпланетного магнитного поля (б), V_z компоненты межпланетного магнитного поля (в), плазменного параметра $\beta_{СВ}$ (г), магнитозвукового числа Маха (д) и относительного расстояния от точки измерения в магнитослое до границ D , вычисляемого согласно подходу, представленному в разделе 1.4.5 (е). Внутри каждого столбца на рисунке 22 числами указано число интервалов в данном диапазоне значений параметра. В случае, если это число мало ($N < 10$), производилось объединение нескольких диапазонов. Так, на панелях а-д диапазоны, которые содержат наибольшие (наименьшие) значения параметров, объединяют все значения больше (меньше) границы предшествующего диапазона.

Вероятность наблюдения высокой корреляции увеличивается при возрастании плотности плазмы вплоть до 6 см^{-3} , однако не наблюдается дальнейшего увеличения R для значений плотности от 6 до 15 см^{-3} . Этот результат согласуется с тем, что было получено на ограниченной статистике за 2008 год, и показывает, что для больших плотностей плазмы солнечного ветра высокое значение R наблюдается приблизительно в 50% случаев.

Как видно, расширение статистики позволило подтвердить увеличение вероятности наблюдения высокой корреляции при увеличении модуля межпланетного магнитного поля: при увеличении модуля межпланетного магнитного поля от 0 до 15 нТл R увеличивается от 30% до 60%.

Далее представлены зависимости от ряда не рассмотренных ранее параметров. На панели в рассмотрено влияние величины и направления V_z компоненты межпланетного магнитного поля, которая считается одним из наиболее геоэффективных факторов межпланетной среды. Как видно из рисунка, при южной ориентации межпланетного магнитного поля ($V_z < 0$) высокое значение коэффициента корреляции между величиной потока ионов в солнечном ветре и магнитослое наблюдается чаще. Стоит отметить, что даже при высоких отрицательных значениях V_z в 40% случаев коэффициент корреляции может быть низким.

Были рассмотрены зависимости значения коэффициента корреляции от комплексных параметров, определяющих состояние плазмы, таких как плазменный параметр $\beta = P_T / P_M$, где P_T - тепловое давление протонов, а P_M - давление магнитного поля в плазме, и магнитозвуковое число Маха $M_{MS} = V / (V_A^2 + V_t^2)^{1/2}$, где V - потоковая скорость плазмы, V_A - альфвеновская скорость, V_t - тепловая скорость протонов. Зависимости от этих двух параметров

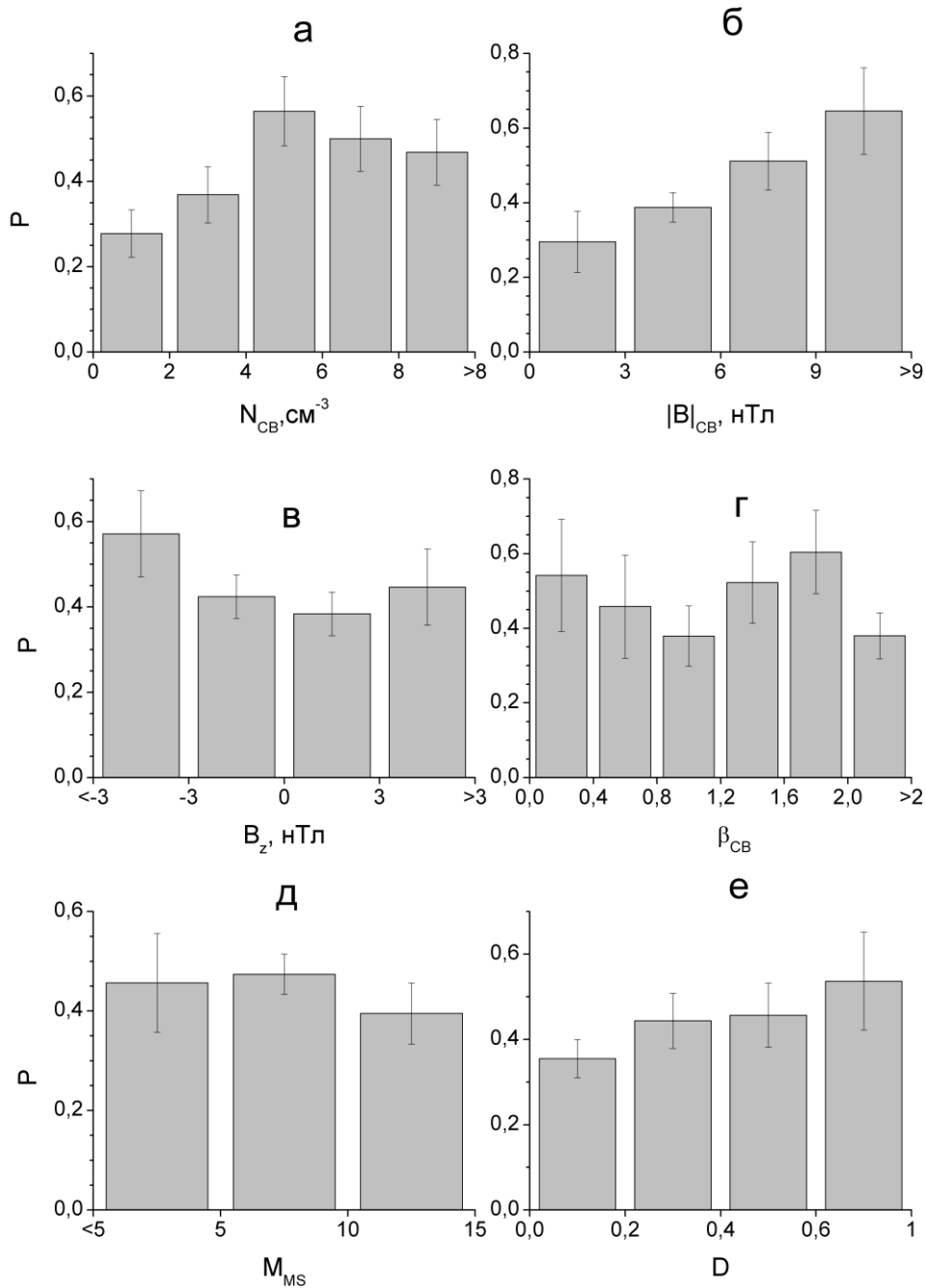


Рисунок 22. Зависимость вероятности наблюдения высокого уровня корреляции $R > 0.7$ - P - за квазиперпендикулярной ОЗУВ ($\theta_{BN} > 45^\circ$) от: а) плотности плазмы СВ, б) модуля ММП, в) B_z компоненты ММП, г) плазменного параметра β , д) магнитозвукового числа Маха M_{MS} ; е) расположения точки измерения относительно границ МСЛ - D ; числами в каждом столбце показано число интервалов для каждого диапазона параметров - N . Бины на панелях а-д, содержащие максимальные значения параметров, объединяют все значения больше/меньше границы предыдущего бина.

приведены на панелях г и д рисунка 22, соответственно. Не наблюдается существенных зависимостей P от этих двух параметров. Отсутствие статистически значимой зависимости P от

плазменного параметра β при наличии явных зависимостей от плотности плазмы и модуля магнитного поля можно объяснить тем, что для событий с большим значением модуля межпланетного магнитного поля $|B| > 9$ нТл плотность плазмы N , как правило, не превышала 9 см^{-3} ; для событий с высокими значениями плотности плазмы магнитуда магнитного поля не превышала 9 нТл. Таким образом, присутствие двух выраженных максимумов на рисунке 22г при малых и больших значениях β обусловлено наличием зависимости величины корреляции от плотности плазмы и модуля межпланетного магнитного поля. Другое возможное объяснение наличия двух максимумов в указанной зависимости - влияние на коэффициент корреляции крупномасштабного типа солнечного ветра, которое будет рассмотрено далее в данном разделе.

Как упомянуто во Введении, вариации параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое могут возникать из-за процессов около границ - магнитопаузы и головной ударной волны. Поэтому в данной работе была рассмотрена зависимость R от положения спутника внутри магнитослоя. По методике (Verigin et al., 2006), описанной в разделе 1.4.5, определялось значение D - относительного расстояния от точки измерения внутри магнитослоя до границ. Значение D изменяется от 0 до 1, где $D=0$ соответствует пересечению спутником магнитопаузы, а $D=1$ - околосредней ударной волны. Вероятность наблюдения высокой корреляции R в зависимости от параметра D представлена на панели *e* рисунка 22. Наблюдается сильный разброс значений R для событий около головной ударной волны. Однако, можно видеть уменьшение R с 55% около головной ударной волны до 35% около магнитопаузы. То есть, высокая корреляция параметров солнечного ветра и магнитослоя чаще наблюдается вблизи головной ударной волны и реже - вблизи магнитопаузы.

Уменьшение коэффициента корреляции может быть связано с тем, что процессы около магнитопаузы являются источником флуктуаций с частотами 10^{-3} - 10^{-1} Гц, как отмечалось в (Gutynska et al., 2012). Стоит отметить, что в настоящей работе для анализа выбирались только события, наблюдающиеся за квазиперпендикулярной околосредней ударной волной. Более того, из данных были отфильтрованы вариации с частотами более 10^{-2} Гц, которые, как было показано ранее (напр. (Shevryev & Zastenker, 2005)), в основном порождаются на околосредней ударной волне. Таким образом, вариации потока ионов с частотами 10^{-3} - 10^{-2} Гц вблизи магнитопаузы могут быть обусловлены не только процессами, происходящими на околосредней ударной волне, но и развитием в потоке плазмы внутри магнитослоя различных неустойчивостей (Schwartz et al., 1996). Так, например, в работе (Verigin et al., 2006) было показано, что при приближении к магнитопаузе в плазме может развиваться зеркальная неустойчивость. Другое возможное объяснение - усиление волн, генерирующихся в МСЛ, при их взаимодействии с магнитопаузой (Rezeau et al., 1999).

Последний комплексный фактор, рассмотренный в этом разделе, - тип крупномасштабного течения солнечного ветра. Течение плазмы солнечного ветра может быть различным в зависимости от источника этого течения на Солнце. Типы течения солнечного ветра на околоземной орбите и методика их классификации описаны в работах (Ермолаев и др. 2009; Yermolaev et al., 2015). С помощью каталога, описанного в вышеупомянутых работах, для каждого события был определен тип крупномасштабного течения солнечного ветра и рассмотрена вероятность наблюдения высокой корреляции R для каждого типа. В рассмотренные интервалы времени удалось выделить четыре типа солнечного ветра: 1) медленный солнечный ветер (Тип "Slow" из каталога Ермолаева, 461 интервал), 2) межпланетные проявления коронального выброса массы (Тип "Ejecta", 30 интервалов), 3) гелиосферный токовый слой (Тип "HCS", 22 интервала), и 4) области сжатия перед набегающим быстрым течением (так называемые области коротирующего взаимодействия, Тип "CIR", 73 интервала).

Аналогично рисунку 22, на рисунке 23 показаны значения R для каждого из четырех типов. Для невозмущенного медленного течения плазмы солнечного ветра высокая корреляция наблюдается в 30% случаев. События этого типа доминируют в набранной статистике и наблюдаются в 78% случаев. Согласно (Ермолаев и др., 2009), такой тип течения солнечного ветра является самым распространенным в межпланетной среде. Для событий, соответствующих солнечному ветру типа Ejecta и HCS, наблюдается увеличение R до 40%. В рассматриваемой статистике такие события редки и наблюдаются в 5% и 4% случаев, соответственно, что приводит к статистическим ошибкам, указанным на рисунке 23. Тем не менее, для этих двух типов солнечного ветра, в среднем, высокое значение коэффициента корреляции наблюдается чаще, чем для медленного солнечного ветра. Самое высокое значение вероятности R - 60% - наблюдается для событий типа CIR. Согласно работам (Yermolaev et al., 2010, 2012), события в солнечном ветре, относящиеся к типу течения CIR, являются достаточно геоэффективными и в ~20% случаев вызывают магнитосферную бурю с $D_{ST} < -50$ нТл. Однако, ~35% магнитосферных бурь обусловлено событиями в солнечном ветре типа Ejecta. При этом, как показано на рисунке 23, вероятность высокого коэффициента корреляции между временными рядами потока ионов в солнечном ветре и магнитослоем для таких интервалов ниже. Результат, приведенный на рисунке 23, свидетельствует о том, что лишь в 40-60% случаев структуры солнечного ветра, относящиеся к этим классам, регистрируются в магнитослоем без изменений. Таким образом, для более точных предсказаний геоэффективности различных параметров солнечного ветра необходимо учитывать, что структуры плазмы и магнитного поля могут видоизменяться в магнитослоем.

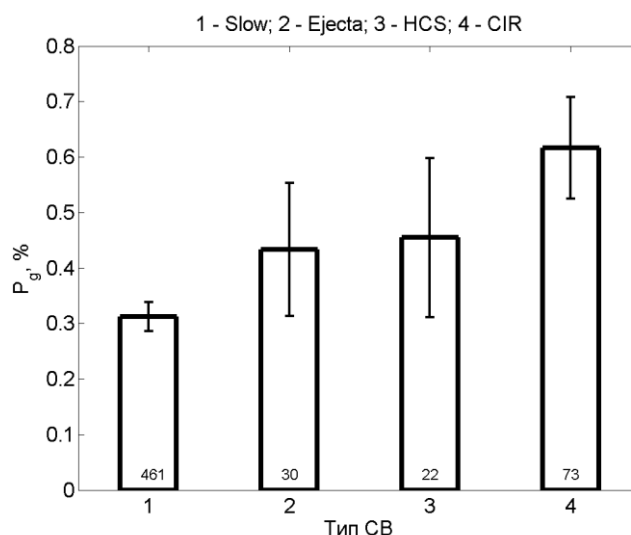


Рисунок 23. Зависимость вероятности наблюдения высокой корреляции P для различных типов солнечного ветра.

Представленная зависимость уровня корреляции от типа солнечного ветра согласуется с полученными ранее на меньшей статистике зависимостями от RSD и модуля межпланетного магнитного поля: высокий уровень корреляции часто наблюдается для событий с возмущенным солнечным ветром, которые характеризуются большой амплитудой структур и большим значением магнитного поля. За рассматриваемый период не удалось выделить событий, относящихся к классу SHEATH, характеризующихся высокими значениями плотности и модуля межпланетного магнитного поля, а также магнитных облаков, которые также характеризуется высокими значениями модуля межпланетного магнитного поля. Поэтому вопрос о том, отражает ли полученный результат зависимость уровня корреляции от типа течения солнечного ветра или он обусловлен зависимостью уровня корреляции от модуля межпланетного магнитного поля и амплитуды структур, требует дальнейшего исследования. Однако, тип солнечного ветра является более общим и разносторонним фактором, причем разные типы солнечного ветра могут характеризоваться различной геоэффективностью.

Выводы Главы 2

В данной главе представлены результаты анализа степени модификации мелкомасштабных структур плазмы и магнитного поля солнечного ветра при пересечении головной ударной волны и движении по магнитослою (Рахманова и др., 2015, 2018; Rakhmanova et al., 2015, 2016). Было проведено как детальное исследование проникновения отдельных структур из солнечного ветра в магнитослой, так и корреляционный анализ одновременных измерений в солнечном ветре и магнитослое. В работе использовались данные спутников миссии Themis, а также

данные спутника Спектр-Р в магнитослое. Коротко, результаты проведенной работы можно изложить следующим образом:

1) Резкие фронты увеличения или уменьшения плотности плазмы или модуля магнитного поля солнечного ветра модифицируются при прохождении через головную ударную волну и при распространении плазмы внутри магнитослоя. В большинстве случаев увеличивается как длительность, так и амплитуда фронта возрастания/спада плотности и магнитного поля. В 25% рассмотренных случаев длительность таких скачков увеличивается более чем в 2 раза, в 20% случаев амплитуда фронта плотности увеличивается более чем в 1.5 раза, в 85% случаев амплитуда фронта модуля магнитного поля увеличивается в 2 и более раз.

2) Резкие фронты плотности плазмы и модуля магнитного поля солнечного ветра с масштабами, соответствующими пролету мимо спутника за время от нескольких десятков секунд до нескольких минут, могут значительно видоизменяться в магнитослое. При этом вероятность их видоизменения существенно увеличивается при уменьшении вариаций на рассматриваемом интервале, среднего значения плотности плазмы и модуля магнитного поля. Вероятность наблюдения высокого значения коэффициента корреляции между одновременными измерениями плотности плазмы или модуля магнитного поля солнечного ветра сильно зависит от взаимной ориентации межпланетного магнитного поля и головной ударной волны: за квазиперпендикулярной ударной волной структуры солнечного ветра реже видоизменяются, чем за квазипараллельной ударной волной. При этом было исключено влияние высокочастотной компоненты флуктуаций с частотами более 0.01 Гц благодаря использованию ВЧ фильтра. Видоизменение фронтов плотности плазмы и модуля магнитного поля происходит по-разному, что приводит к хорошей корреляции одного из параметров при отсутствии корреляции другого в 40% случаев. Кроме того, вероятность наблюдения высокого коэффициента корреляции больше вблизи головной ударной волны по сравнению с областью вблизи магнитопаузы, что свидетельствует о дополнительных источниках вариаций вблизи магнитопаузы.

3) В периоды наиболее распространенного крупномасштабного течения солнечного ветра - медленного солнечного ветра - высокое значение коэффициента корреляции между одновременными измерениями потока ионов в солнечном ветре и магнитослое наблюдается лишь в 30% случаев. Чаще всего - в 60% случаев - высокая корреляция наблюдается в периоды течения солнечного ветра типа CIR - областей коротирующего взаимодействия.

Таким образом, проведенная работа свидетельствует о модификации фронтов плотности плазмы и модуля магнитного поля солнечного ветра, пролетающих мимо космического аппарата за время от нескольких десятков секунд до нескольких минут, при их прохождении через головную ударную волну и распространении в магнитослое. Даже при наиболее

благоприятных условиях в набегающем потоке солнечного ветра, корреляция между параметрами, измеренными перед и за головной ударной волной, может быть низкой (в 15% случаях для плотности и 30% случаев для модуля магнитного поля). Причиной такой модификации структур может служить как торможение и термализация потока на ударной волне, так и неламинарный по своей природе характер течения плазмы магнитослоя, т.е. турбулентность плазмы, исследованию которой посвящены последующие Главы.

Глава 3. Турбулентность плазмы магнитослоя на масштабах 0.1-100 секунд.

Как было сказано во Введении, одним из основных подходов к исследованию процессов, протекающих в околоземной плазме, является анализ характеристик частотных спектров турбулентных флуктуаций. В данной работе характеристики турбулентности плазмы магнитослоя исследовались на основе данных прибора БМСВ, временное разрешение которого позволяет получать частотные спектры флуктуаций плазменных параметров на масштабах перехода от инерционной области каскада к диссипативной. Именно в этой области масштабов начинаются ограничения применимости магнитогидродинамического описания плазмы и существенную роль начинают играть кинетические эффекты. В настоящей Главе приводятся результаты статистического исследования характеристик частотных спектров - показателей их наклонов и частоты излома - для флуктуаций двух величин: потока ионов и полярного угла, опубликованные в работе (Rakhmanova et al., 2016). Как сказано в Главе 1, прибор БМСВ в адаптивном режиме измеряет плотность плазмы также с высоким временным разрешением, однако данных в этом режиме существенно меньше в магнитослое, чем измерений полного потока ионов, которые проводятся все время вне зависимости от режима работы прибора. При этом предполагается, что флуктуации потока ионов отражают в основном флуктуации плотности плазмы. Основанием для использования подобного предположения является работа (Neugebauer et al., 1978), в которой было показано, что мощность флуктуаций потока ионов, как правило, совпадает с мощностью флуктуаций плотности, умноженной на квадрат средней потоковой скорости плазмы. Кроме того, в работе (Pitňa et al., 2016) авторы проводили непосредственное сравнение спектров флуктуаций плотности плазмы и потока ионов в солнечном ветре, полученные с помощью прибора БМСВ, и пришли к выводу об идентичности формы указанных спектров. При этом по различию между спектрами флуктуаций полярного угла и величины потока ионов можно судить о различии спектров флуктуации плотности и скорости плазмы.

3.1 Определение свойств частотных спектров флуктуаций величины потока ионов и его направления в МСЛ в области перехода от инерционного масштаба к диссипативному

В общей сложности в ходе исследования было рассмотрено 27 пересечений спутником Спектр-Р магнитослоя Земли в течение 2011-2013 годов. Выбирались все доступные периоды измерений с длительностью не менее 3 часов с высоким временным разрешением, когда полярный угол не превышал 25° . Суммарная длительность полученных интервалов данных составила 170 часов. Траектории спутника Спектр-Р в рассматриваемые периоды приведены на

рисунке 24. Схематически показаны усредненные положения магнитопаузы и головной ударной волны.

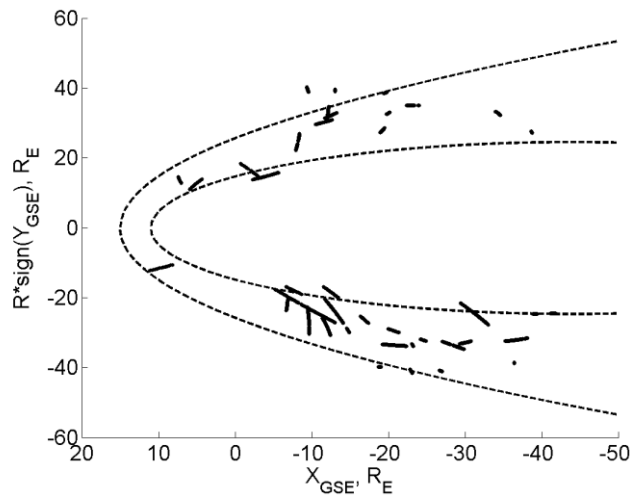


Рисунок 24. Положение космического аппарата Спектр-Р в рассматриваемые периоды времени. Штриховыми линиями схематично показаны магнитопауза и околоземная ударная волна.

Для исследования характеристик плазмы на масштабах 0.1-100 секунд непрерывные интервалы данных были разделены на подинтервалы длительностью 1024 секунды (~17 минут), что, при временном разрешении данных в 31 мс, соответствует 32768 точкам (подробнее о выборе интервалов сказано в разделе 1.5.2).

На рисунке 25а представлен пример быстрых измерений потока ионов (верхняя панель) и полярного угла (нижняя панель) в течение 17 минут 15 марта 2013 года, на рисунке 25б показаны полученные для этого интервала времени спектры флуктуаций потока ионов (красная линия) и полярного угла (синяя линия). Для удобства сравнения спектров различных величин, перед Фурье-анализом данные были нормированы на среднее значение величины на рассматриваемом интервале. Как упоминалось в Главе 1, измерения величины потока ионов с частотами более 8 Гц подвержены приборному шуму, поэтому частоты выше 8 Гц не рассматриваются при анализе спектра на рисунке 25б. Измерения полярного угла подвержены более высокому уровню шума, что вызывает уплощение спектра на высоких частотах, поэтому в данной работе спектры флуктуаций полярного угла не рассматриваются для частот более 5 Гц.

Как видно из рисунка 25б, нормированные мощности спектров (PSD) флуктуаций обеих величин имеют один порядок. Видна четкая форма спектров флуктуаций обеих величин: спектры можно аппроксимировать двумя степенными функциями вида $\sim f^S$ (S - показатель степени или наклон спектра), сменяющимися на некоторой частоте, что в логарифмическом масштабе представляет собой две прямые линии, пересекающиеся в точке, соответствующей так называемой частоте излома спектра $F_{\text{крит}}$. Как было сказано во Введении, считается, что

область частот перед изломом соответствует инерционной области турбулентного каскада, или МГД масштабам, тогда как область частот после излома соответствует диссипативной области каскада, или кинетическим масштабам. Спектры, представленные на рисунке 25б, характеризуются следующими индексами: $S_1^{\text{поток}} = -1.79$, $S_2^{\text{поток}} = -2.94$, $F_{\text{кр}}^{\text{поток}} = 0.94$ Гц; $S_1^{\text{угол}} = -1.55$, $S_2^{\text{угол}} = -3.57$, $F_{\text{кр}}^{\text{угол}} = 0.49$ Гц. Аппроксимация проводилась согласно методике, подробно описанной в Главе 1 (раздел 1.5.2). В диапазоне частот, соответствующей инерционной области турбулентного каскада, спектры обеих величин близки к колмогоровскому спектру с показателем $-5/3$. Интересным фактом является разница в частотах, на которых наблюдается излом спектров флуктуаций обеих величин: излом для потока ионов наблюдается на частоте примерно вдвое большей, чем для полярного угла. На кинетических масштабах спектры также различаются: спектр флуктуаций полярного угла более крутой, чем спектр флуктуаций потока ионов.

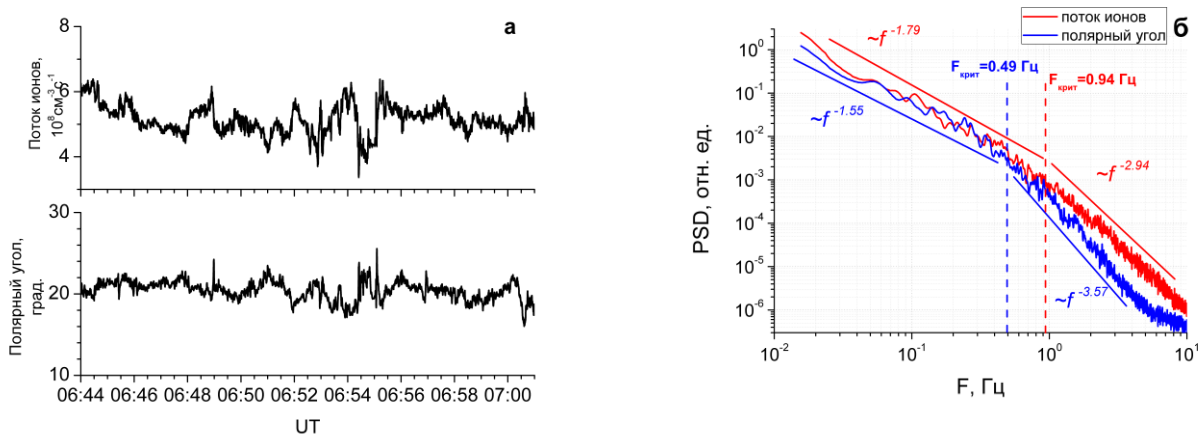


Рисунок 25. (а) - пример измерения потока ионов (верхняя панель) и полярного угла (нижняя панель) в течение 17 минут 15 марта 2013 г.; (б) - частотные спектры флуктуаций потока ионов (красная линия) и полярного угла (синяя линия) для интервала на панели а.

3.2 Статистическое исследование спектральных индексов - наклонов и частоты излома спектра - флуктуаций величины потока ионов и направления его прихода в магнитослое.

Все отобранные интервалы были проанализированы аналогично примеру, представленному в пункте 3.1. Из рассмотрения исключались интервалы, для которых среднее значение полярного угла превышало 25° , поскольку, как указано в Главе 1, при больших углах увеличиваются ошибки вычисления параметров плазмы. В общей сложности было получено 671 интервал, удовлетворяющий этому критерию. Для каждого интервала были рассчитаны Фурье-спектры флуктуаций потока ионов и полярного угла в диапазоне частот 0.01-10 Гц. После применения автоматизированной процедуры аппроксимации, описанной в разделе 1.5.2, ее адекватность

оценивалась визуально. В случае, если примененная аппроксимация не подходила для описания конкретного спектра (например, в том случае, если изначальная гипотеза о возможности аппроксимации двумя степенными функциями была неверна), он откладывался в отдельную группу для дальнейшего рассмотрения.

В общей сложности, для 671 рассмотренного интервала только в 43% случаев аппроксимация с помощью двух степенных функций смогла описать спектры флуктуаций параметров достаточно точно, что составило 290 спектров. В остальных случаях в форме спектров флуктуаций наблюдаются особенности, такие как пик на частотах, близких к излому, или уплощение спектра перед изломом, и др. Статистическое исследование спектральных индексов проводилось только для спектров, которые корректно описываются в приближении двух наклонов и излома. Остальные типы спектров подробно рассмотрены в разделе 3.4.

В первую очередь было проведено сравнение мощности флуктуаций величины потока ионов и полярного угла. Сравнение проводилось для двух диапазонов частот - 0.02 ± 0.001 Гц (низкие частоты) и 2 ± 0.1 Гц (высокие частоты). Распределение значений логарифма мощности спектра в относительных единицах для потока ионов и полярного угла представлены на рисунке 26 черными и серыми колонками, соответственно, для высоких частот (верхняя панель) и для низких частот (нижняя панель). Распределения аппроксимированы гауссианами, параметры которых указаны на рисунке.

Как можно видеть, распределения мощности спектров для флуктуаций потока ионов и полярного угла в диапазоне низких частот подобны друг другу, и средние значения мощностей спектров близки - 0.9 ± 0.5 для величины потока ионов и 1.0 ± 0.5 для полярного угла. В диапазоне высоких частот наблюдается заметное различие в положении максимумов распределений: в среднем, логарифм мощности спектра величины потока ионов составляет -3.6 ± 0.5 , тогда как для полярного угла это значение составляет -4 ± 0.5 . Таким образом, в диапазоне частот 2 ± 0.1 Гц наблюдается различие во флуктуациях потока ионов и полярного угла, обусловленное, по-видимому, различием характеристик высокочастотных флуктуаций плотности и скорости плазмы. Далее были рассмотрены распределения значений спектральных индексов S_1 , S_2 и $F_{кр}$, обозначающих, соответственно, показатель степени (наклон) на МГД и кинетических масштабах, соответственно, и частоту перехода между этими двумя степенными аппроксимациями (частоту излома). Соответствующие распределения представлены на панелях *a*, *б*, *в* рисунка 27. Черными линиями представлены аппроксимации распределений с помощью гауссианов, параметры которых указаны на каждом рисунке.

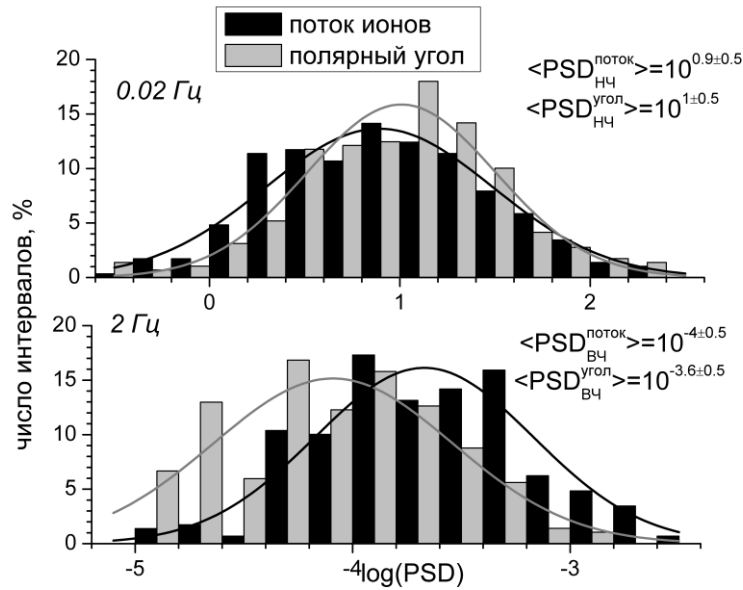


Рисунок 26. Распределение мощности флуктуаций потока ионов (черные столбцы) и полярного угла (серые столбцы) в диапазоне частот 0.02 ± 0.001 Гц (нижняя панель) и 2 ± 0.1 Гц (верхняя панель).

В первую очередь видно, что показатели наклона первой части спектра (соответствующей инерционному масштабу турбулентного каскада) составляют -1.8 ± 0.2 и -1.7 ± 0.2 для потока ионов и полярного угла, соответственно, что, с учетом стандартного отклонения, близко к показателю степени $-5/3$ в теории Колмогорова. Помимо этого, надо отметить, что в этой области спектра показатели наклона близки как для потока ионов, так и для полярного угла. Однако, в высокочастотной части спектра (после излома) наблюдаются существенные различия в спектрах флуктуаций двух величин, что проиллюстрировано на рисунке 27б: для потока ионов наклон спектра составляет -2.9 ± 0.3 , тогда как для полярного угла этот наклон существенно больше по модулю, -3.4 ± 0.6 . Распределения наклонов S_2 достаточно широкие, и разница между средними значениями наклонов для двух величин меньше, чем стандартные отклонения этих распределений. Однако, разница между наклонами кинетической части спектра проявляется достаточно четко. Существенное различие в спектрах флуктуаций двух величин наблюдается также в значениях частоты излома: для флуктуаций потока ионов эта величина составляет $F_{\text{кр}} = 0.7 \pm 0.5$ Гц, тогда как излом спектра флуктуаций полярного угла происходит на существенно меньших частотах - 0.3 ± 0.2 Гц, как показано на рисунке 27в. На панели г этого рисунка приведено отношение частот излома флуктуаций двух величин, вычисленного для каждого спектра в отдельности. Видно, что в среднем переход от инерционного масштаба к кинетическому для потока ионов происходит на частотах, вдвое больших, чем для полярного угла. В рамках данной работы было проверено, справедливо ли такое соотношение для флуктуаций потока ионов и полярного угла в солнечном ветре. На панелях д и е рисунка 27 представлены гистограммы распределения спектральных индексов в

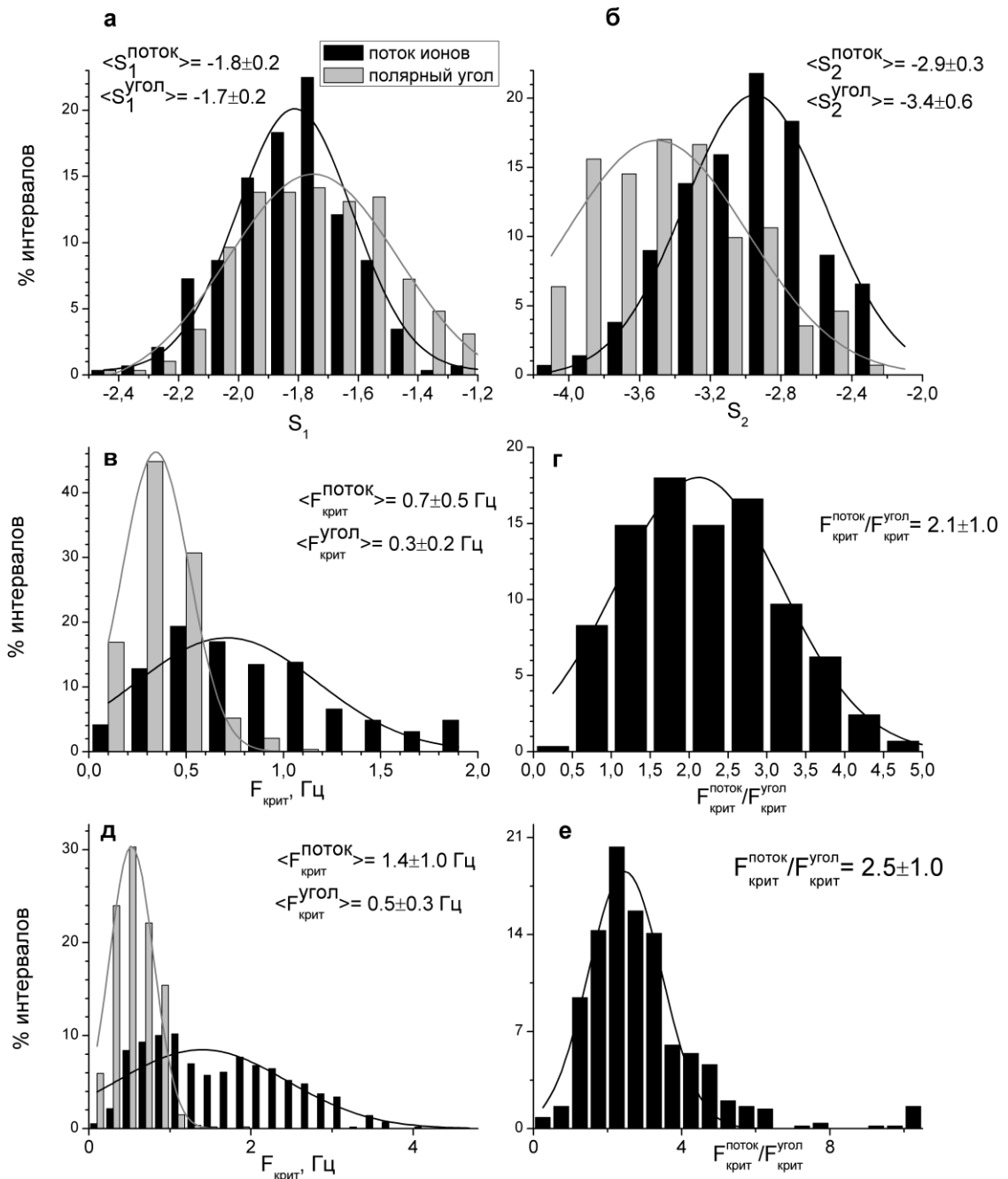


Рисунок 27. Гистограммы значений индексов частотных спектров флуктуаций потока ионов (черные столбцы) и полярного угла (серые столбцы): а - наклона спектра перед изломом, б - наклона спектра после излома, в - частоты излома; г - распределение отношения частот излома спектров флуктуаций потока ионов и полярного угла; д и е - то же, что и на панелях в и г, но для солнечного ветра.

солнечном ветре, аналогичные панелям в и г. Как видно, распределение $F_{\text{кр}}$ для потока ионов также лежит в области частот, существенно выше, чем для полярного угла: в среднем, значение частоты излома для флуктуаций потока ионов выше в 2.5 раза, чем для полярного угла (Rakhmanova et al., 2016). При этом следует отметить, что частоты изломов для обеих величин в солнечном ветре, в среднем, вдвое выше, чем аналогичные частоты в магнитослое. На рисунке

27 δ прослеживаются два пика в распределении частоты излома для потока ионов. По-видимому, эти два пика обусловлены рассмотрением в общей статистике различных крупномасштабных типов солнечного ветра, которые, как это было показано в работе (Riazantseva et al., 2017), характеризуются различными формами турбулентного каскада.

Все полученные значения параметров распределений представлены в Таблице 2. Интерпретация результатов и сравнение с полученными ранее в литературе для магнитослоя и солнечного ветра представлены в следующем разделе.

3.3 Интерпретация результатов статистического анализа.

Полученные в предыдущем разделе распределения и их параметры можно сравнить с аналогичными параметрами в солнечном ветре, представленными в литературе, а также с результатами, полученными для флуктуаций магнитного поля, как в солнечном ветре, так и в магнитослое.

Флуктуации параметров плазмы солнечного ветра на масштабах перехода от инерционной области каскада к диссипативной на данный момент рассмотрены на основе статистического анализа в нескольких работах, основанных на измерениях прибора БМСВ. В работах (Riazantseva et al., 2015, 2016) было показано, что наклон первой части спектра флуктуаций потока ионов составляет -1.6 ± 0.2 Гц, что согласуется с колмогоровской теорией турбулентности. (Šafránková et al., 2015) также, используя данные прибора БМСВ, показали что наклон спектра флуктуаций плотности в солнечном ветре на МГД масштабах изменяется в широком диапазоне значений, от -1 до -2.5. При этом авторы отметили, что значение наклона, близкое к $-5/3$, обычно наблюдается в спокойном, невозмущенном солнечном ветре. По косвенным измерениям на других космических аппаратах (STEREO и Themis) также изучались спектры флуктуаций плотности на рассматриваемых в данной работе масштабах. Спектр флуктуаций плотности, близкий к колмогоровскому на МГД масштабах, был отмечен в исследованиях, основанных на отдельных событиях (напр., Celnikier et al., 1983; Chen et al., 2012; Malaspina et al., 2010).

На кинетических масштабах спектры флуктуаций потока ионов в солнечном ветре имеют наклон -2.9 ± 0.2 согласно статистическому анализу (Riazantseva et al., 2015), что близко к значению для спектров флуктуации плотности электронов -2.75 ± 0.06 , полученному в работе (Chen et al., 2012) для нескольких событий. Частота перехода от инерционной к диссипативной области каскада составляет, в среднем, для потока ионов в солнечном ветре 1.9 ± 0.8 Гц (Riazantseva et al., 2015).

Как было сказано в Введении, большое количество исследований было направлено на объяснение механизмов, приводящих к укрупнению спектра на ионных масштабах. Наблюдаемый спектр флуктуаций потока/плотности ионов имеет больший по модулю наклон, чем предсказываемый в теориях $-7/3$, характерный для каскада кинетических альфвеновских волн или вистлеров. В ряде работ предполагается, что более крутой спектр вызван затуханием энергии каскада или влиянием перемежаемости структур, составляющих каскад (напр., (Boldyrev & Perez, 2012; Howes et al., 2011; Schekochihin et al., 2009)).

Наклон спектра флуктуаций скорости плазмы в солнечном ветре на МГД масштабах в среднем ниже, чем наклон спектра плотности и составляет, в среднем, -1.5 согласно исследованиям (Podesta et al., 2006, 2007; Podesta & Borovsky, 2010), что было также показано недавно на большой статистике измерений прибора БМСВ (Šafránková et al., 2016). Авторы последней работы показали также, что на кинетических масштабах, в среднем, спектр флуктуаций скорости плазмы более крутой, чем плотности и характеризуется наклонами от -5 до -2 с медианным значением -3.08 . Стоит отметить, что соотношения между индексами спектров флуктуаций потока ионов и направленной скорости, полученные в работе (Šafránková et al., 2016) согласуются с соотношением между индексами спектров флуктуаций потока ионов и полярного угла, полученные в настоящем исследовании: 1) на МГД масштабах спектры флуктуаций скорости несколько более плоские, чем плотности, а спектры флуктуаций полярного угла чуть более плоские, чем для флуктуаций потока ионов; 2) на кинетических масштабах спектры флуктуаций скорости, как правило, существенно более крутые, чем спектры флуктуаций плотности, а спектры флуктуаций полярного угла имеют больший по модулю наклон, чем спектры флуктуаций потока ионов. При этом излом спектра флуктуаций плотности наблюдается на частотах, в среднем, вдвое превышающих частоту излома спектра флуктуаций полярного угла, а частота излома спектра флуктуаций потока ионов, в среднем, в два раза больше, чем для полярного угла. Полученное соответствие указывает на то, что характеристики флуктуации плотности связаны с характеристиками вариаций потока ионов, а характеристики флуктуаций полярного угла отображают характеристики вариаций потоковой скорости ионов.

Спектры флуктуаций магнитного поля в солнечном ветре на масштабах порядка гирорадиуса протона исследовались неоднократно. В среднем, на МГД масштабах наклон спектра соответствует колмогоровскому $-5/3$, в то время как в области излома наклон составляет -2.8 (Alexandrova et al., 2008, 2009; Smith et al., 2006). В литературе, как правило, не приводится точного значения частоты излома спектров флуктуаций магнитного поля, однако диапазон значений этой частоты составляет $0.1-0.7$ Гц (Alexandrova et al., 2013).

В магнитослое статистические исследования флуктуаций плазменных параметров впервые проводятся в рамках данной диссертационной работы (Rakhmanova et al., 2016). При этом,

спектры флуктуаций магнитного поля в этой области исследовались неоднократно в связи с обилием экспериментальных данных по высокочастотным флуктуациям магнитного поля на различных космических аппаратах. В работе (Czaykowska et al., 2001) по данным спутника AMPTE/IRM исследовался спектр флуктуаций магнитного поля непосредственно за головной ударной волной и было показано, что его наклон на МГД масштабах составляет -1 . Однако, позднее в работе (Alexandrova et al., 2008) авторы исследовали эту часть спектра на более длительных интервалах и показали, что наклон соответствует Колмогоровскому. На кинетических масштабах спектр флуктуаций магнитного поля рассматривался на основе обширной статистики измерений спутников Cluster (Huang et al., 2014), и его наклон, в среднем, составлял -2.9 .

Все приведенные выше сведения отражены в Таблице 2, представляющей сравнение характеристик спектров флуктуаций плотности плазмы (или потока ионов), скорости плазмы (или полярного угла в магнитослое) и модуля магнитного поля в солнечном ветре и в магнитослое. Для результатов, полученных не в настоящей работе, в каждой ячейке буквами указана работа, в которой они были опубликованы; обозначения приведены внизу таблицы. На основании значений, приведенных в данной таблице, можно сделать ряд выводов:

1) Как в солнечном ветре, так и в магнитослое, на МГД масштабах спектры флуктуаций плотности плазмы и модуля магнитного поля имеют одинаковый наклон, близкий к $-5/3$; на кинетических масштабах спектры указанных величин также имеют близкие значения наклонов $-(-2.8)$ - (-2.9) ; схожесть указанных спектров свидетельствует о наличии связи между плазмой и полем, характерных для ряда теорий (напр., теории кинетических альфвеновских волн);

2) В солнечном ветре кинетическая часть спектров флуктуаций скорости ионов, как правило, более крутая, чем для спектров флуктуации плотности; аналогичное различие проявляется также при сравнении спектров флуктуаций потока ионов и полярного угла как в солнечном ветре, так и в магнитослое, что свидетельствует о том, что флуктуации полярного угла отражают флуктуации скорости плазмы, а также о том, что механизмы формирования спектров скорости ионов схожи в солнечном ветре и в магнитослое.

3) В магнитослое излом спектра флуктуаций потока ионов наблюдается на частотах, вдвое больших, чем в случае спектров флуктуации полярного угла; то же самое характерно для спектров плотности и скорости в солнечном ветре, что подтверждает вывод 2.

Как упоминалось во Введении, одним из важных вопросов в исследовании турбулентности является вопрос, на каком масштабе происходит переход от МГД режима к кинетическому режиму, или от инерционной области каскада к диссипативной. Ответ на этот вопрос может дать представление о механизмах, приводящих к диссипации энергии и нагреву плазмы. Среди основных характерных масштабов, на которых может происходить излом спектра, в литературе

часто фигурируют тепловой гирорадиус протона $\rho_i = V_{th}/\omega_c$, и инерционная длина протона $\lambda_i = c/\omega_{pi}$, где V_{th} - это тепловая скорость протонов, а ω_c и ω_{pi} - циклотронная и плазменная частоты протона (подробнее о характеристических частотах написано в Введении), $\omega_{pi} = (4\pi n_i/m_i)^{1/2}$. Поскольку в данной работе рассматриваются частотные спектры, то удобнее искать зависимость не от масштаба, а от соответствующей ему частоты, полученной с учетом движения плазмы относительно космического аппарата (Chen et al., 2014b; Šafránková et al., 2015): $F_c = V/2\pi\rho_i$ и $F_L = V/2\pi\lambda_i$, где V - направленная скорость движения плазмы. В дальнейшем частота F_c будет называться гироструктурная частота, F_L - частота инерционной длины.

Таблица 2. Сравнение характеристик спектров флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля в солнечном ветре и магнитослое.

		S_1	S_2	$F_{крит}$, Гц
Солнечный ветер	Модуль магнитного поля	-1.7 (A)	-2.8 (A)	0.1-0.7 (A)
	Плотность протонов/ электронов/ поток ионов	-1.6±0.2 (S, R, C)	-2.9±0.2 (R) -2.75±0.06 (CH)	1.9±0.8 (R)
	Скорость протонов	-1.43 (S) -1.48 (P)	-3.08 (S)	~0.5 $F_{крит}^{плотность}$ (S)
Магнитослой	Плотность протонов/ электронов/ поток ионов	-1.8	-2.9	0.7±0.4
	Модуль магнитного поля	-1.66 (A)	-2.9 (H)	-
	Полярный угол	-1.7	-3.4	0.3±0.2
Примечания: (A) - (Alexandrova et al., 2009); (S) - (Šafránková et al., 2016); (R) - (Riazantseva et al., 2015); (C) - (Celnikier et al., 1983); (CH) - (Chen et al., 2012); (P) - (Podesta & Borovsky, 2010); (H) - (Huang et al., 2014).				

Сравнение частоты излома спектров флуктуации плотности плазмы в солнечном ветре с частотами F_c и F_L проводилось в работе (Šafránková et al., 2016). При этом информация о параметрах магнитного поля была получена в результате трассирования измерений магнитного поля со спутника WIND к точке расположения космического аппарата Спектр-Р. Авторы не нашли четкой зависимости частоты излома от указанных характеристических частот для различных диапазонов значений плазменного параметра β .

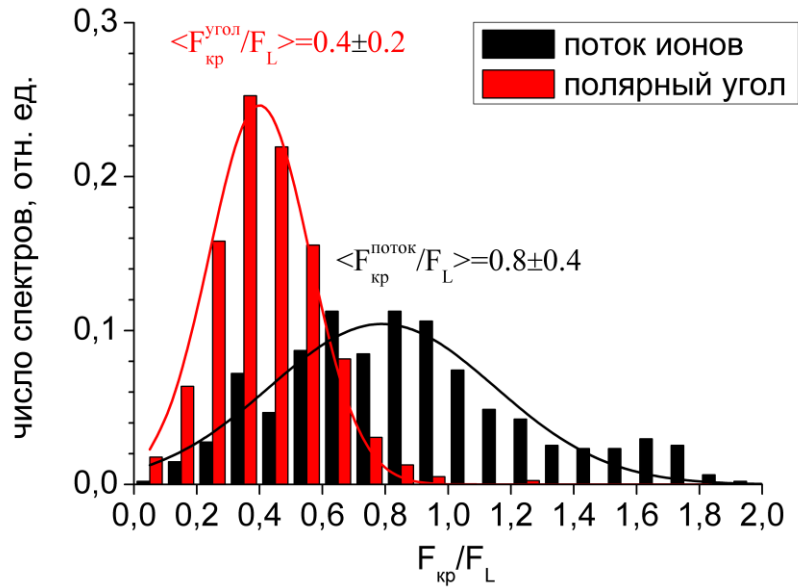


Рисунок 28. Гистограммы отношения частоты излома спектров флуктуаций потока ионов (черные столбцы) и полярного угла (красные столбцы) к частоте F_L .

Поскольку измерения магнитного поля отсутствуют на космическом аппарате Спектр-Р, а трассирование этих измерений со спутника WIND возможно только в солнечном ветре, то в рамках данной работы нет возможности сравнить частоту излома с гироструктурной частотой на основе статистики. Частота F_L характеризуется только плотностью и скоростью плазмы, поэтому может быть вычислена с помощью данных прибора БМСВ. На рисунке 28 приведены гистограммы отношений частоты излома спектра флуктуаций потока ионов (черные столбцы) и полярного угла (красные столбцы) к частоте F_L . На рисунке также указаны параметры гауссианов, с помощью которого были аппроксимированы указанные распределения.

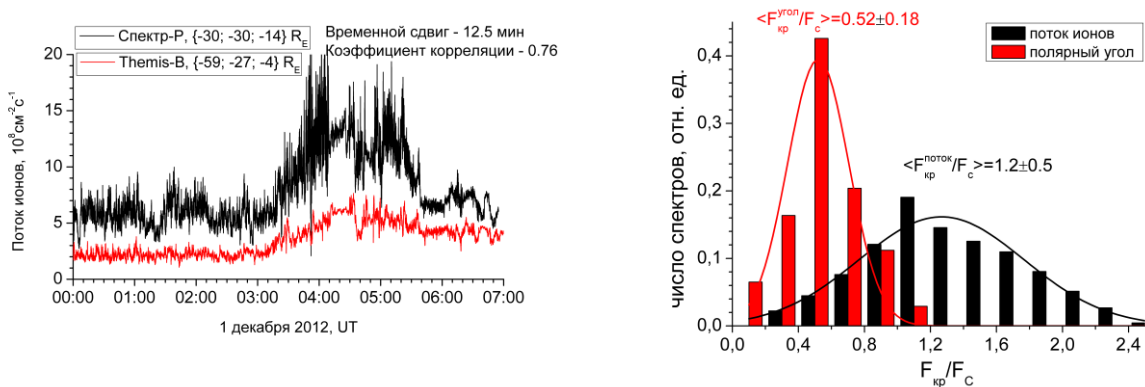


Рисунок 29: Слева - сравнение одновременных измерений потока ионов на спутниках Спектр-Р и Themis-B 1 декабря 2012 г.; справа - распределение отношения частоты излома спектра флуктуаций потока ионов (черными столбцами) и полярного угла (красными столбцами) к гироструктурной частоте F_c для интервала, представленного на левой панели.

Как можно видеть из рисунка, частота излома спектра флуктуаций полярного угла, как правило, существенно меньше, чем частота инерционной длины. Для флуктуаций потока ионов излом наблюдается на частотах более близких к F_L , однако, не равных ей.

В рамках данной работы был найден интервал, во время которого спутник Спектр-Р находился в магнитослое на одной линии тока с спутником Themis-B. Указанное событие наблюдалось 1 декабря 2012 года с 00:00 до 07:00 UT, спутник Спектр-Р находился на фланге магнитослоя в точке с координатами $\{-30, -30, -14\} R_E$, спутник Themis-B находился ниже по течению плазмы в точке с координатами $\{-59, -27, -4\} R_E$ в системе координат GSE. На левой панели рисунка 29 представлены измерения потока ионов на обоих космических аппаратах, черной линией показаны данные спутника Спектр-Р, красной линией - спутника Themis-B. Данные спутника Спектр-Р были сдвинуты на время распространения плазмы между двумя космическими аппаратами, временной сдвиг составил 12.5 минут. Как видно, временной ход измерений потока ионов на двух спутниках демонстрирует высокую степень подобия, коэффициент корреляции между временными рядами данных составляет 0.76. Наблюдается различие в амплитуде измерений потока ионов на двух космических аппаратах, что может быть вызвано различиями в нормировках для разных приборов. Однако, соответствие вариаций позволяет сделать вывод, что оба аппарата наблюдают один и тот же объем плазмы, что позволяет использовать информацию о средних параметрах магнитного поля, измеренных на космическом аппарате Themis, для вычисления характерной гироструктурной частоты F_C . Интервал был разделен на подинтервалы длительностью 1024 с, последовательно сдвинутых друг относительно друга с шагом 60 сек. Для каждого такого интервала был проведен Фурье-анализ и получены частоты изломов спектров. Справа на рисунке 29 представлено распределение отношения частоты излома спектра флуктуаций потока ионов (черными столбцами) и полярного угла (красными столбцами) к частоте F_C . Как видно, для потока ионов распределение широкое, однако его максимум соответствует частоте излома спектра близкой к частоте F_C ; для полярного угла частота излома вдвое меньше, чем частота F_C .

Исходя из рисунков 28 и 29 можно сделать вывод, что частота излома спектров флуктуаций потока ионов близка как к частоте F_C , связанной с движением протона по окружности радиуса r_i (тепловой гирорадиус протона), так и с частотой F_L , характеризующей инерционной длиной протона. Таким образом, рассмотренные соотношения подтверждают отсутствие четкой зависимости частоты излома спектров флуктуаций плазменных параметров от характерных плазменных частот, показанное ранее в работах (Šafránková et al., 2015, 2016) для плазмы солнечного ветра. Как было сказано во введении, подобное отсутствие зависимости отмечалось неоднократно (см. например (Markovskii et al., 2008)), что может быть вызвано различием

механизмов диссипации при различных условиях в плазме, либо влиянием на диссипацию границ крупномасштабных плазменных структур.

3.4 Различие форм спектров флуктуаций потока ионов в магнитослое

При проведении статистического анализа, представленного в разделе 3.2, было обнаружено, что спектры флуктуаций потока ионов могут иметь форму, отличную от типичного вида с двумя наклонами и четким изломом между ними. В данном разделе приведено разделение форм спектров на несколько типов и показаны характерные для них мощности спектров. Для данного анализа статистика была дополнена измерениями потока ионов в магнитослое на спутнике Спектр-Р в течение 2014-2017 годов с целью увеличения ее репрезентативности.

В результате рассмотрения всех полученных спектров (~1200 штук), было выявлено, что типичный вид спектров с двумя наклонами и изломом (представленный на рисунке 30а) наблюдается в 52% случаев, то есть примерно в половине. В остальных случаях наблюдаются различные особенности на спектре в области перехода от инерционного диапазона к диссипативному, так например, в 19% случаев в спектрах на масштабах перехода от инерционного диапазона к диссипативному появляется широкий пик, или, как это называется в ряде работ, колено (напр. Alexandrova et al., 2006). Пример такого спектра показан на панели б рисунка 30. В солнечном ветре, согласно работе (Riazantseva et al., 2017), подобные пики в спектре наблюдаются достаточно редко, приблизительно в 3% случаев. Как правило, четко выраженный пик в спектре связан с доминирующей волновой модой на рассматриваемом интервале. Таким образом, более высокое количество спектров с пиком в магнитослое по сравнению с солнечным ветром отображает более высокий уровень волновой активности в переходной области.

В 21% случаев спектр сначала выполаживается, образуя плато, а потом происходит излом и укрупнение спектра. Пример такого спектра показан на рисунке 30в. В солнечном ветре спектры такого типа встречаются несколько чаще, в 32% случаев. Следует отметить, что в данном случае и в магнитослое, и в солнечном ветре рассматриваются спектры потока ионов. Согласно (Šafránková et al., 2015, 2016), спектры флуктуаций плотности протонов в солнечном ветре всегда характеризуются подобным плато между инерционной и диссипативной областями каскада.

В 8% случаев наблюдается нелинейное укрупнение спектра, т.е. нет четко выраженного излома, и наклон спектра увеличивается по модулю для каждого последующего частотного диапазона (пример приведен на рисунке 30г). В солнечном ветре аналогичные спектры наблюдаются сравнительно редко, приблизительно в 6% случаев.

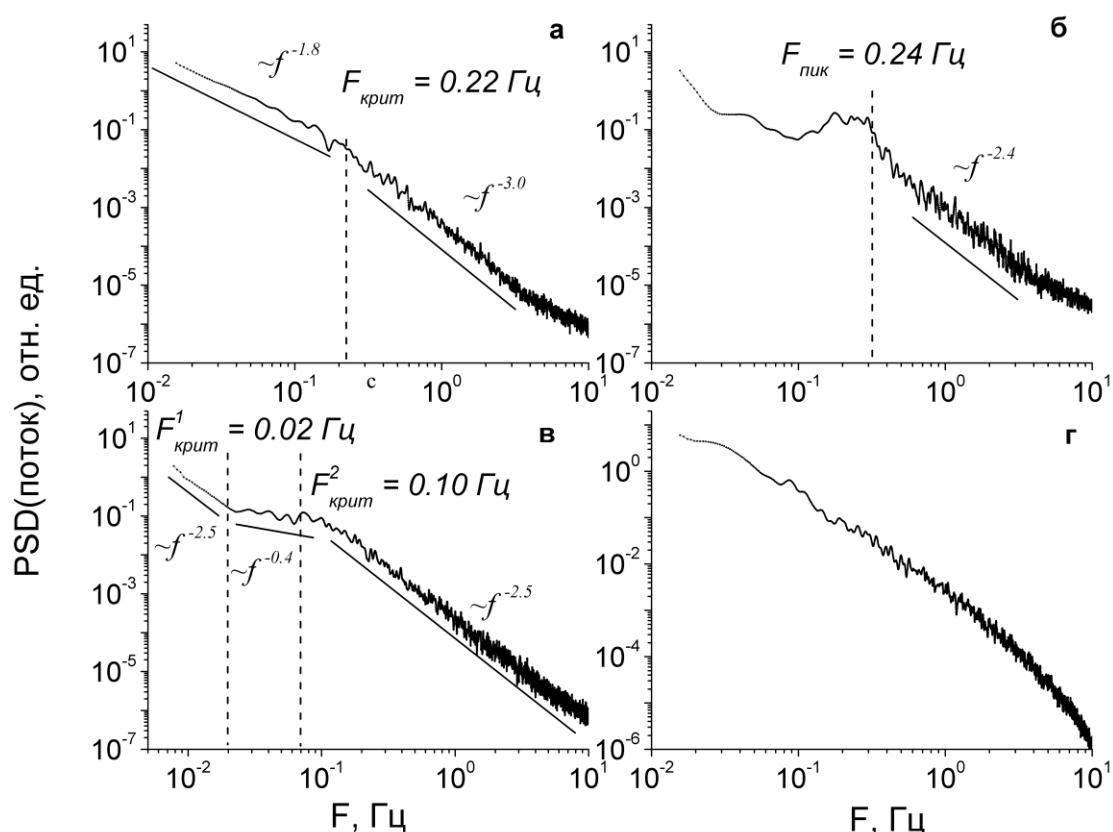


Рисунок 30. Примеры спектров флуктуации потока ионов различной формы, наблюдающиеся в магнитослое: а) с двумя наклонами и изломом, б) с пиком на переходных масштабах, в) с плато на переходных масштабах, г) с экспоненциальным спадом.

Как правило, в литературе изучаются статистически только спектры первого типа (например, Alexandrova et al., 2008; Huang et al., 2014), спектры с пиком также исследуются в одиночных событиях (например, (Alexandrova et al., 2006; Breuillard et al., 2016)). Спектры с плато в магнитослое в литературе не упоминаются.

Считается, что спектры с двумя наклонами и изломом характерны для развитой турбулентности (напр., Bruno & Carbone, 2013). Пик в спектре, как правило, связан с наличием выделенной волновой моды (напр., Hubert, 1994), или является проявлением возникающих неустойчивостей (Anderson et al., 1994; Vafin et al., 2017). Плато в спектре может быть объяснено в рамках теории Кинетических Альфвеновских волн, и его наличие определяется мощностью флуктуаций на больших масштабах (Chandran et al., 2009): при невысокой мощности флуктуаций на масштабах, на которых происходит инжекция энергии в систему, плато должно быть четко выраженным. В рамках данной работы было проверено, существует ли связь мощности флуктуаций с формой спектров. Для этого было определено среднее значение PSD в каждом анализируемом спектре в диапазоне частот 0.02 ± 0.002 Гц. Диапазон

был выбран таким образом, чтобы можно было определить мощность спектра в инерционной области (до излома), где показатели наклона для всех типов спектров приблизительно равны между собой. На рисунке 31 представлены распределения спектров различных типов по значениям PSD в инерционной области каскада. Распределения были аппроксимированы гауссианами, параметры аппроксимаций (среднее и дисперсия) приведены на рисунке для каждой гистограммы.

Как легко можно заметить, для спектров с пиком характерны наименьшие значения мощности низкочастотной части спектра. Другими словами, только при невысоком уровне крупномасштабных флуктуаций можно видеть пик в спектре, отражающий существование волны выделенной моды. Такая же тенденция сохраняется и для спектров с плато: они наблюдаются при меньшем уровне флуктуаций потока ионов, чем спектры с двумя наклонами, однако при большем уровне флуктуаций, чем спектры с пиком. Согласно гипотезе, представленной в работе (Chandran et al., 2009), спектр флуктуаций плотности плазмы является суперпозицией спектра несжимаемых альфвеновских волн в инерционной части и спектра сжимаемых кинетических альфвеновских волн на диссипативных масштабах. При этом, если на масштабе, содержащем энергию, мощность флуктуаций невысока, то спектр кинетических альфвеновских волн проявится в результирующем спектре как плато перед переходом к более крутой части спектра после излома. В данной работе нет возможности оценить мощность флуктуаций на масштабе, содержащем энергию, однако, полагая, что спектры в инерционной области каскада имеют одинаковые наклоны, можно вместо этого рассмотреть мощность спектров на инерционных масштабах. Данная гипотеза была подтверждена по экспериментальным результатам на основе данных прибора БМСВ в работе (Chen et al., 2014a). Полученный в данной работе результат также свидетельствует в пользу того, что плато в спектре проявляется только при не высокой мощности низкочастотной части спектра.

Спектры с нелинейным спадом в области частот после излома часто наблюдаются в солнечном ветре после прихода межпланетной ударной волны (Pitřa et al., 2016). Однако, в магнитослое за фронтами межпланетных ударных волн такого укручения не было обнаружено (Рахманова и др., 2017). В работе (Рязанцева и др., 2019) было показано, что в солнечном ветре такая форма спектров наблюдается часто в период сильно возмущенных потоков плазмы солнечного ветра, связанных с магнитными облаками и областях компрессии перед ними. В обеих интерпретациях спектры с нелинейным укручением наблюдаются в сильно возмущенной плазме. Однако, исходя из распределений на рисунке 31, интервалы, характеризующиеся наибольшей мощностью флуктуаций плотности плазмы соответствуют спектрам с двумя наклонами, а не спектрам с нелинейным спадом. Однако, такой тип спектров встречается

достаточно редко, что не позволяет в данном случае представить статистически надежный вывод.

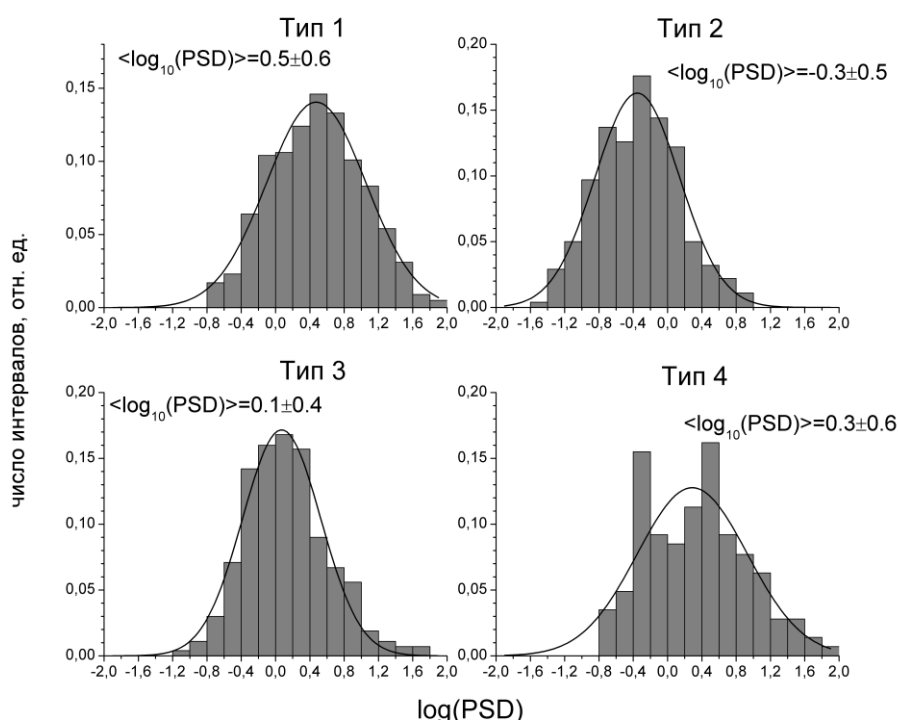


Рисунок 31. Распределение спектров различных типов по значению логарифма мощности спектра в диапазоне частот 0.02 ± 0.002 Гц: тип 1 (с двумя наклонами и изломом), тип 2 (с пиком), тип 3 (с плато) и тип 4 (с нелинейным спадом).

Выводы Главы 3.

В данной работе впервые на основе обширной статистики были исследованы характеристики частотных спектров флуктуации параметров плазмы в магнитослое в диапазоне частот, соответствующем переходу от инерционной области турбулентного каскада к диссипативной. Основные результаты можно описать следующим образом:

1) Впервые показано, что частотные спектры флуктуаций потока ионов в магнитослое приблизительно в половине случаев могут быть аппроксимированы двумя степенными функциями с показателями, в среднем, составляющими -1.8 ± 0.2 и -2.9 ± 0.2 для МГД и кинетических масштабов соответственно. Полученные распределения и средние значения показателей степени для флуктуаций потока ионов в магнитослое соответствуют аналогичным средним показателям степени для флуктуаций плотности плазмы и потока ионов в солнечном ветре, представленными ранее в работах (Riazantseva et al., 2015, 2016; Šafránková et al., 2013, 2015). Широкие распределения полученных показателей свидетельствуют о том, что несмотря на подобие характеристик турбулентности в солнечном ветре и в магнитослое, свойства каскада

зависят от комплекса локальных факторов. Как показано в данной главе, переход между МГД и кинетическими масштабами происходит на существенно различных частотах в рассматриваемых областях - в магнитослое излом наблюдается, в среднем, на частотах в 2 раза меньших, чем в солнечном ветре. Таким образом, физические механизмы формирования турбулентного каскада в солнечном ветре и магнитослое являются универсальными при рассмотрении развитой турбулентности, однако переход между инерционной и диссипативной областями каскада определяется локальными характеристиками плазмы и магнитного поля.

2) В диапазоне частот 0.01-10 Гц спектры флуктуаций потока ионов и магнитного поля имеют одинаковые, в среднем, наклоны. Подобное соответствие указывает на возможную связь флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля на указанных масштабах. Такой вид каскада согласуется, в частности, с представлениями теории кинетических Альфвеновских волн (Schekochihin et al., 2009).

3) Излом спектра флуктуаций потока ионов наблюдается, в среднем, на частотах, определяемых тепловым гирорадиусом протона или инерционной длиной протона. Однако, отсутствие четкой, статистически обоснованной зависимости частот излома спектров от характерных плазменных частот свидетельствуют о том, что указанный переход между масштабами определяется влиянием локальных процессов в плазме, зависящих от условий наблюдений. Так, например, вид турбулентного каскада может соответствовать различным теоретическим предсказаниям при разных значениях параметров плазмы и магнитного поля (Breuillard et al., 2016; Chen et al., 2014b). Зависимость свойств турбулентного каскада от локальных процессов в плазме магнитослоя будет подробнее рассмотрена в главе 4. Кроме того, следует учесть, что излом спектров может также определяться нелинейными взаимодействиями самоорганизованных структур плазмы, которые на некоторых масштабах начинают эффективно рассеивать энергию флуктуаций (напр., Zelenyi & Milovanov, 2004).

5) Частотные спектры флуктуаций полярного угла, так же, как и для потока ионов, в магнитослое могут быть аппроксимированы двумя степенными функциями, показатели которых, в среднем, составляют -1.7 ± 0.2 и -3.4 ± 0.6 для МГД и кинетических масштабов соответственно. Излом спектров флуктуаций полярного угла наблюдается на частотах, в среднем, в 2 раза меньших, чем для флуктуаций потока ионов, что характерно также для флуктуаций скорости в солнечном ветре. Полученное соответствие подтверждает, что флуктуации полярного угла в большей мере определяются флуктуациями скорости, а также указывает на универсальность механизмов формирования турбулентного каскада в солнечном ветре и магнитослое.

6) В магнитослое форма спектров флуктуаций потока ионов приблизительно в половине случаев может не соответствовать типичному виду, аппроксимируемому двумя степенными

функциями; в 21% случаев наблюдается пик в спектре на частотах, близких к частотам перехода от инерционной области каскада к кинетической, а в 19% случаев на этих частотах присутствует плато; в остальных случаях наблюдается нелинейный спад спектра при уменьшении масштаба. При этом спектрам с пиком соответствует минимальная мощность флуктуаций на МГД масштабах, а спектрам с двумя наклонами и изломом - максимальная. Таким образом, можно сказать, что описание турбулентного каскада на ионных масштабах как суперпозиции альфвеновских и кинетических альфвеновских волн (Chandran et al., 2009) применимо не всегда: в ряде случаев с низким уровнем низкочастотных флуктуаций, когда согласно указанной работе в спектре должно присутствовать плато, в спектрах флуктуаций потока ионов в магнитослое присутствует четко выделенный пик.

Глава 4. Динамика характеристик турбулентности при пересечении спутником магнитослоя

Отличительной особенностью турбулентности плазмы в магнитослое является наличие границ, которые могут препятствовать развитию турбулентности в определенных направлениях. Строго говоря, все существующие теории (см. Введение) созданы для описания развитой турбулентности в неограниченном объеме плазмы. В связи с этим можно ожидать, что наличие границ должно проявиться в свойствах турбулентности в магнитослое. Поэтому для понимания процессов, происходящих в околоземной плазме, представляется важным исследовать, какое влияние могут оказывать околоземная ударная волна и магнитопауза на характеристики турбулентности плазмы магнитослоя. Подобный анализ проводился для флуктуаций магнитного поля в нескольких исследованиях, таких как, например, (Czaykowska et al., 2001; Gutynska et al., 2009; Shevyrev & Zastenker, 2005; Козак и др., 2011). В указанных работах показано четкое изменение характеристик частотных спектров при удалении спутника от головной ударной волны и приближении к магнитопаузе. При подготовке диссертационной работы был проведен как анализ отдельных пересечений магнитослоя (Rakhmanova et al., 2017), так и статистический анализ, основанный на модельном определении положения точки наблюдения относительно околоземной ударной волны и магнитопаузы (Рахманова и др., 2018; Rakhmanova et al., 2018). Подобный анализ проводится впервые в настоящей диссертационной работе для флуктуаций параметров плазмы, а не магнитного поля, что позволяет расширить представление о процессах, происходящих в различных областях переходной области.

4.1 Пример пересечения магнитослоя спутником Спектр-Р

Как правило, особенности орбиты космического аппарата Спектр-Р позволяют измерять плазму магнитослоя только в далеких фланговых областях, т.е. $X_{GSE} < 0$, $Y_{GSE} > 15 R_E$. Среди всех пересечений удалось выделить один случай 9 февраля 2012 года, когда спутник пересек магнитопаузу в 09:43 в точке с координатами $\{6; 2; 10\}_{GSE} R_E$, двигался по магнитослою и затем пересек головную ударную волну и вышел в солнечный ветер в 12:24 UT в точке с координатами $\{4; 4; 13\}_{GSE} R_E$, при этом были доступны данные с высоким временным разрешением и полярный угол не превышал 25° . Таким образом, это событие относится к дневной части магнитослоя и представляет отдельный интерес.

На рисунке 32а черной линией представлены измерения потока ионов для этого события. Для сравнения серой линией показаны измерения потока ионов на спутнике Geotail, который находится в солнечном ветре недалеко от головной ударной волны на том же фланге, что и

Спектр-Р. Данные спутника Geotail сдвинуты на время распространения плазмы между космическими аппаратами. Наблюдается хорошее соответствие временного хода данных в солнечном ветре и магнитослое.

В данном событии Спектр-Р пересекает подсолнечную область магнитослоя за время порядка 3 часов. Весь интервал пересечения спутником Спектр-Р магнитослоя был разделен на интервалы длительностью 512 секунд (~16 000 точек), сдвинутые друг относительно друга с шагом 60 секунд. Для каждого такого интервала был проведен Фурье-анализ в диапазоне частот 0.05-10 Гц, и были рассмотрены такие характеристики спектров флуктуаций, как мощность спектра на частоте 2 Гц, частота излома $F_{\text{крит}}$ и наклон спектра на кинетических масштабах S_2 . Рассмотрение наклона S_1 невозможно в данном случае, поскольку определение наклона S_1 требует более длительных временных интервалов, за которые спутник может существенно изменить свое положение относительно границ магнитослоя, не давая тем самым проанализировать динамику характеристик турбулентности. Для данного пересечения были выделены три области в магнитослое длительностью 20 минут каждая, соответственно, вблизи магнитопаузы 09:41-10:01 UT, в середине магнитослоя 11:00-11:20 UT, и вблизи головной ударной волны 12:04-12:24 UT. В дальнейшем, средние значения параметров будут определяться именно в этих временных диапазонах, отмеченных вертикальными серыми областями на рисунке 32.

На рисунке 32б показаны измерения полярного угла прибором БМСВ. Как видно из сравнения панелей *a* и *б*, в 10:03-10:05 UT в магнитослое наблюдался резкий скачок величины потока ионов, сопровождающийся существенным изменением направления его прихода. При этом, не наблюдалось никаких посторонних возмущений, способных вызвать этот эффект, как то поворот солнечной панели, на которой установлен прибор БМСВ, или пересечение магнитопаузы. Напротив, сравнивая данные в солнечном ветре и в магнитослое (панель *a*) можно видеть, что аналогичный скачок потока ионов наблюдался и в солнечном ветре, однако с меньшей амплитудой. Наиболее вероятно предположить, что это структура плазмы солнечного ветра, распространяющаяся в пространстве и пересекающая головную ударную волну. Однако, следует отметить, что полярный угол во время этого события меняется до величины более 25° . Выше (см. Главу 1) было показано, что уровень приборных ошибок при высоких значениях полярного угла заметно возрастает, что не дает возможности изучить это событие на основе данных прибора БМСВ. Поэтому интервал 10:01-10:05 был исключен из рассмотрения в данном разделе.

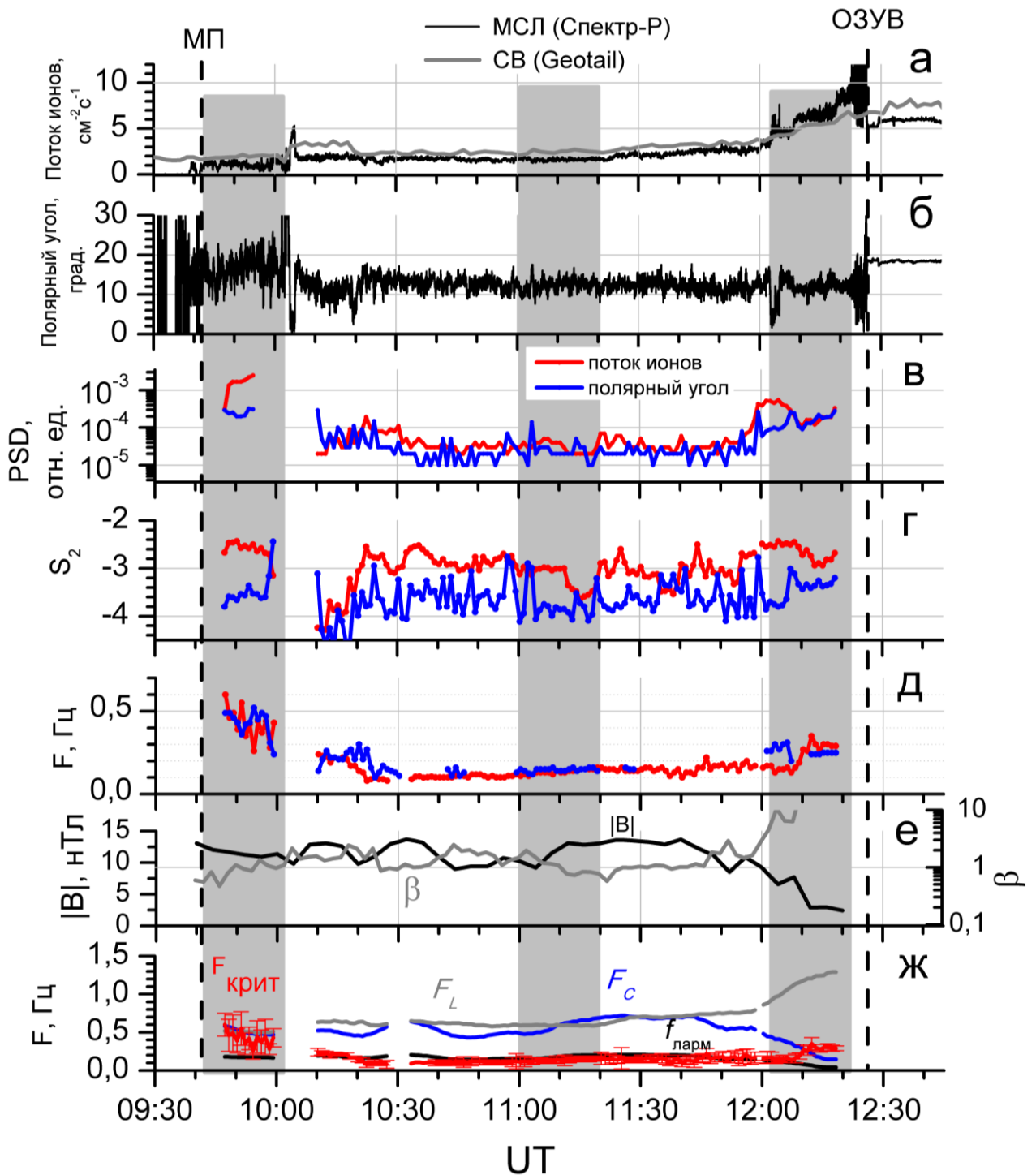


Рисунок 32. а - временной ход потока ионов на спутниках Спектр-Р (черная линия) в магнитослое и Geotail (серая линия) в солнечном ветре; б - временной ход величины полярного угла в магнитослое на спутнике Спектр-Р; в - мощность спектров в диапазоне частот 2 ± 0.1 Гц; г - наклон спектров на кинетических масштабах; д - частота излома спектров; е - временной ход модуля магнитного поля (черная линия, ось ординат слева) и плазменный параметр β (серая линия, ось ординат справа), полученный из предсказаний модели; ж - характеристические частоты F_L (серая линия), F_C (синяя линия), $f_{\text{ларм}}$ (черная линия) и частота излома спектра флуктуаций потока ионов (красная линия) в магнитослое.

На рисунке 32в представлена мощность спектров флуктуаций потока ионов (красная линия) и полярного угла (синяя линия), полученная усреднением по частотному диапазону 2 ± 0.1 Гц.

Как видно, мощность спектра флуктуаций обеих величин увеличивается на порядок при приближении к границам магнитослоя, что вызвано, вероятно, усилением волновой активности в этих областях.

На рисунке 32г показаны значения наклона спектров на кинетических масштабах для потока ионов (красная линия) и для полярного угла (синяя линия). Как легко видеть, 1) в среднем, наклон спектров не изменяется при пересечении магнитослоя, и 2) спектры полярного угла всегда более крутые, чем спектры потока ионов (что было показано на большой статистике в Главе 3).

На панели δ представлена эволюция частоты, на которой происходит излом спектров обеих величин, при пересечении магнитослоя. Пробелы в временных рядах на панели δ соответствуют периодам, когда наблюдались пики в спектрах (см. раздел 3.4) и, соответственно, не было возможности определить частоту излома. Видно, что частота излома как для потока ионов, так и для полярного угла резко уменьшается от 0.5 Гц до 0.1 Гц при удалении спутника от магнитопаузы. Следует отметить, что для данного пересечения магнитослоя частоты изломов спектров флуктуаций потока ионов и полярного угла близки по значениям, что, в среднем, не характерно для плазмы магнитослоя (см. Главу 3). Как можно видеть на панелях a и b , сами значения потока ионов и полярного угла не изменяются, т.е. можно говорить о влиянии именно процессов около магнитопаузы на частоту излома спектра. При приближении к головной ударной волне наблюдается небольшое увеличение частоты излома спектра до 0.25 Гц.

Для данного пересечения было проведено сравнение частоты излома спектра флуктуаций потока ионов с характеристическими частотами плазмы. Для этого значение магнитного поля, необходимое для расчета ларморовского радиуса и ларморовской частоты, было получено путем моделирования с помощью кода BATS-R-US (Groth et al., 2011). В качестве входных параметров солнечного ветра использовались данные спутника Geotail (см. раздел 1.3). На рисунке 32д приведены значения модуля магнитного поля B (левая ось ординат) и параметра β (правая ось ординат) для рассматриваемого пересечения магнитослоя, полученные с помощью модели BATS-R-US.

На рисунке 32ж приведен временной ход частоты излома спектра флуктуаций потока ионов (красная линия) вместе с эволюцией характеристических частот - циклотронной частоты протона $f_{\text{ларм}}$ (черная линия), частотой, связанной с инерционной длиной F_L (серая линия) и частотой, определяемой тепловым гирорадиусом протона F_C (синяя линия). Формулы для определения этих частот приведены в разделе 3.4. Как отмечалось в работе (Chen et al., 2014), если плазменный параметр β близок к 1, частоты F_L и F_C близки по значениям. Хорошо видно, что в середине магнитослоя и вблизи головной ударной волны частота излома спектра флуктуаций потока ионов близка к циклотронной частоте протона и существенно меньше, чем

другие характерные плазменные частоты. При приближении к магнитопаузе ситуация сильно изменяется: значения характерных плазменных частот не меняются, а частота излома спектра увеличивается и становится ближе к частотам F_C и F_L ; при этом значение плазменного параметра β близко к 1. Вблизи околослойной ударной волны значение плазменного параметра β возрастает до 10, и наблюдается существенное различие между частотами F_C и F_G . Видно, что в этой области излом спектра наблюдается на частотах, близких к F_C , что соответствует результатам работы (Chen et al., 2014). Таким образом, в отличие от результатов (Chen et al., 2014), в которых показано, что излом спектра флуктуаций магнитного поля при экстремально низких и высоких значениях β определяется частотами F_L и F_C , показано, что излом спектра флуктуаций плазменных параметров может наблюдаться вблизи гирочастоты протона в середине магнитослоя; более того, частота излома ближе к разным характеристическим частотам в разных областях магнитослоя (Rakhmanova et al., 2017).

4.2 Статистический анализ влияния границ магнитослоя на характеристики турбулентности плазмы на кинетических масштабах.

Как было продемонстрировано в предыдущем разделе, свойства турбулентности могут быть различными в зависимости от расположения точки измерения внутри магнитослоя при неизменных внешних параметрах. На примере одного пересечения была показана динамика характеристик спектров флуктуаций потока ионов при распространении плазмы от околослойной ударной волны к магнитопаузе. В данном разделе приведены результаты статистического анализа влияния магнитопаузы и головной ударной волны на характеристики турбулентности плазмы магнитослоя.

Анализ проводится на основе измерений прибора БМСВ в магнитослое в течение 2011-2017 годов. Были отобраны интервалы, в течение которых полярный угол не превышает 25° и доступны данные прибора с максимальным временным разрешением. В общей сложности рассмотренные в данном разделе измерения составляют около 250 часов. Для анализа длительные интервалы были разделены на подинтервалы длительностью 1024 секунды, сдвинутые друг относительно друга на 512 секунд (аналогично тому, как это было сделано в разделе 3.1). Для каждого из интервалов был проведен Фурье-анализ и вычислены характеристики спектров флуктуаций потока ионов. Результирующая статистика включает в себя 1450 интервалов.

Ключевым параметром для изучения влияния границ магнитослоя на характеристики турбулентности является местоположение спутника относительно этих границ. В литературе широко используется относительное расстояние от точки измерения до головной ударной

волны, которое определяется исходя из модельных положений магнитопаузы и ударной волны. Эти модели достаточно подробно описаны в Главе 1. В настоящей работе относительное положение внутри магнитослоя D определяется исходя из методики (Verigin et al., 2006, подробно методика определения параметра D описана в разделе 1.4).

На рисунке 33 приведено распределение всех полученных интервалов по значениям параметра D . Как видно, в ряде случаев (~10%) значение D выходит за границы интервала $[0; 1]$. Такие значения D могут быть объяснены 1) неточностью модельных предсказаний, или 2) тем фактом, что расчет значения D производится на интервалах с длительностью ~1000 секунд, что не учитывает быстрые колебания положения магнитопаузы, которые могут наблюдаться в реальности (напр., Николаева и др., 1998). Однако, положение спутника внутри магнитослоя определялось вручную по спектрограммам для каждого из рассмотренных интервалов, что исключает нахождение спутника вне магнитослоя. Для того, чтобы избежать ошибок, связанных с неточностями в определении реальных положений границ магнитослоя, в дальнейшей работе выделяется только три области: область вблизи головной ударной волны ($0.75 < D < 1.25$), середина магнитослоя ($0.25 < D < 0.75$) и область вблизи магнитопаузы ($-0.25 < D < 0.25$). Указанные диапазоны значений параметра D обозначены штриховыми линиями на рисунке 33.

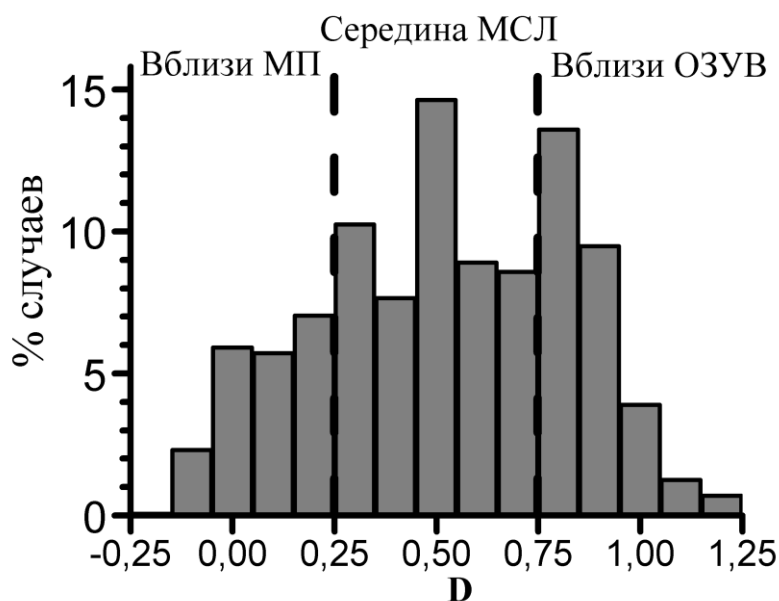


Рисунок 33. Распределение рассмотренных интервалов по рассчитанному положению точки измерения внутри магнитослоя.

4.2.1 Влияние магнитопаузы и околоземной ударной волны на форму частотного спектра флуктуаций величины потока ионов на масштабах 0.01-10 Гц в магнитослое.

Как было показано в Главе 3, внутри магнитослоя можно выделить несколько типов спектров флуктуаций потока ионов в зависимости от их формы в окрестностях частоты излома:

1) спектры, которые можно описать двумя степенными функциями с четким изломом между ними; 2) спектры, у которых наблюдается плато в окрестности частоты излома; 3) спектры с широким пиком в области излома; и 4) спектры, у которых вместо излома наблюдается нелинейное укрупнение спектра при увеличении частоты. В рамках данного раздела в первую очередь было рассмотрено, в какой части магнитослоя могут наблюдаться спектры того или иного типа.

На рисунке 34 представлено распределение различных форм спектров в разных областях магнитослоя за квазиперпендикулярной (а) и за квазипараллельной (б) околослойной ударной волной. Фланг, на котором находился спутник, определялся согласно значению угла θ_{BN} между нормалью к околослойной ударной волне и межпланетным магнитным полем; при этом точка входа плазмы в магнитослой определялась методом трассирования положения спутника к околослойной ударной волне вдоль линий тока, полученных по модели (Spreiter et al., 1966), а направление магнитного поля определялось по данным монитора солнечного ветра WIND. Как можно видеть, за квазиперпендикулярной ударной волной наблюдается четкая зависимость: 1) спектры с двумя наклонами и изломом доминируют на всех расстояниях от границ, причем вероятность их наблюдения увеличивается при приближении к магнитопаузе; 2) спектры с пиком чаще наблюдаются вблизи головной ударной волны, чем вблизи магнитопаузы, и 3) вероятность наблюдения спектров с плато увеличивается при приближении спутника к магнитопаузе (Rakhmanova et al., 2018). Для спектров с нелинейным укрупнением зависимости выделить не удалось из-за малой статистики наблюдения таких спектров, и здесь она не приводится. За квазипараллельной ударной волной вид этих зависимостей сохраняется и становится более выраженным - на этом фланге магнитослоя не наблюдаются спектров с пиком вблизи магнитопаузы и спектров с плато вблизи ударной волны.

4.2.2 Влияние магнитопаузы и околослойной ударной волны на характеристики частотного спектра флуктуаций величины потока ионов на масштабах 0.01-10 Гц в магнитослое.

В работе исследовалась динамика характеристик частотных спектров при пересечении магнитослоя. В первую очередь было проведено сравнение мощностей спектров флуктуаций потока ионов в разных областях внутри магнитослоя для различных диапазонов частот. Для этого анализа были выбраны только спектры с двумя наклонами и изломом, чтобы исключить влияние формы спектра на мощность флуктуаций в том или другом диапазоне. Каждый спектр был разбит на 20 эквидистантных в логарифмическом масштабе интервалов по частоте, на каждом из этих интервалов была определена средняя мощность спектра, которая была далее привязана к середине частотного диапазона. На следующем шаге проводилось усреднение

мощностей спектров в различных областях магнитослоя. Были рассмотрены зависимости мощности спектра от относительного расстояния между точкой измерения и границами магнитослоя D и от значения часового угла ϕ , который характеризует положение точки измерения на том или ином фланге магнитослоя (см. раздел 1.4.5).

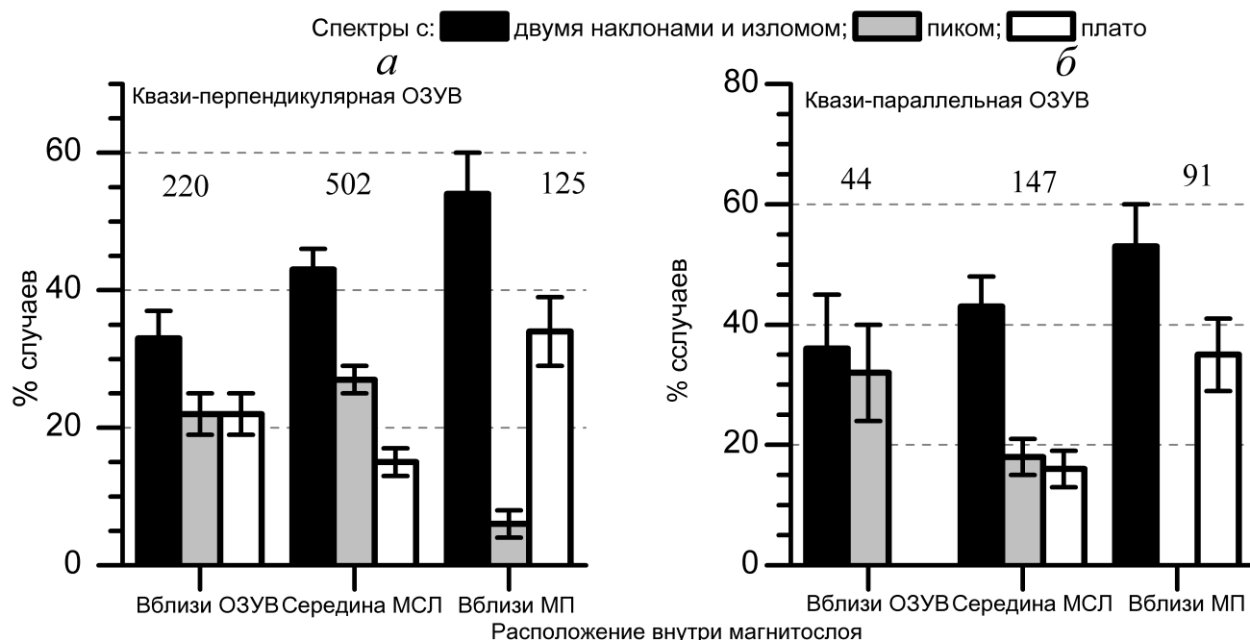


Рисунок 34. Вероятность наблюдения спектров с двумя наклонами и изломом (черные столбцы), с пиком (серые столбцы) и с плато (белые столбцы) в различных областях внутри магнитослоя за квазиперпендикулярной (слева) и за квазипараллельной (справа) головной ударной волной.

На рисунках 35 и 36 представлены средние значения логарифма мощности спектра (показан цветом) в диапазонах частот 0.01-10 Гц для различных значений расстояния D и часового угла ϕ , соответственно. Как можно видеть, наблюдается тенденция к увеличению мощности спектра приблизительно на 1 порядок в диапазоне частот $\sim 0.3-0.5$ Гц при изменении значения D от 0 до 1. Другими словами, мощность флуктуаций потока ионов с частотами 0.3-0.5 Гц уменьшается при удалении от головной ударной волны и приближении к магнитопаузе, что свидетельствует о том, что флуктуации с такими частотами являются следствием локальных процессов, происходящих вблизи головной ударной волны. Как видно, в диапазоне частот 0.01-0.1 Гц и 1-10 Гц существенных изменений мощности спектра при пересечении магнитослоя не наблюдается, что свидетельствует о том, что флуктуации таких временных масштабов присутствуют везде в магнитослое вне зависимости от расстояния до его границ и, следовательно, имеют единый источник, которым могут быть флуктуации потока ионов в солнечном ветре или локальные процессы во всем магнитослое.

Наблюдаются вариации мощностей спектров в зависимости от часового угла ϕ . Согласно (Verigin et al., 2006), для паркерской ориентации межпланетного магнитного поля часовой

угол однозначно определяет положение точки на одном или другом фланге магнитослоя: $\phi=0$ соответствует вечернему флангу, а $\phi=180$ - утреннему ($Y_{GSE}<0$). Как видно из рисунка 36, в диапазоне частот $\sim 0.3-0.5$ наблюдаются минимумы мощности спектров при значениях часового угла $60-90^\circ$ и $210-240^\circ$. Следует отметить тот факт, что при тех же значениях угла ϕ в системе МІРМ в работе (Verigin et al., 2006) наблюдается максимум относительного числа событий, ассоциированных с волнами зеркальной моды. Возможным объяснением служит тот факт, что при более низком уровне флуктуаций, наблюдающемся на флангах магнитослоя, чаще удается выделить зеркальную моду.

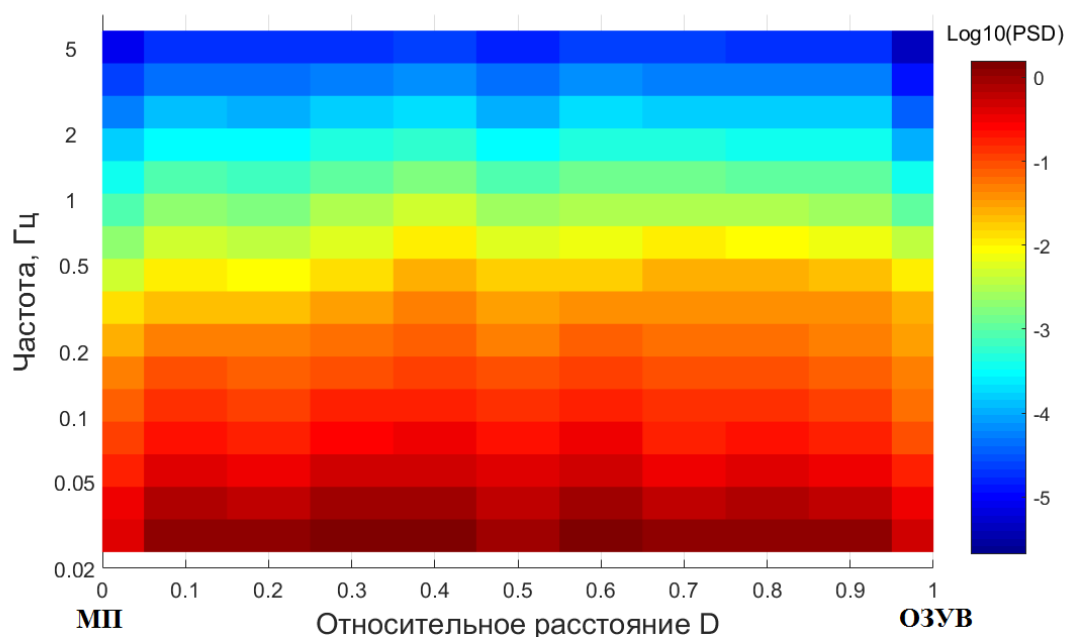


Рисунок 35. Среднее значение мощности спектра флуктуаций потока ионов в различных диапазонах частот для различных значений расстояния D.

Помимо мощности спектра флуктуаций было рассмотрено, как изменяются такие характеристики спектра, как наклоны и частота излома в зависимости от расположения относительно магнитопаузы и головной ударной волны. На рисунке 37 представлено распределение этих индексов спектров в трех различных областях, выделенных внутри магнитослоя за квазиперпендикулярной и квазипараллельной ударной волной. Для данного анализа использовались только спектры с двумя наклонами и изломом и спектры с плато (для определения частоты излома и наклона S_2). Средние значения и стандартные отклонения полученных распределений суммированы в Таблице 3.

Из распределений следует несколько важных выводов. Во-первых, при пересечении головной ударной волны, т.е. в магнитослое вблизи околоземной ударной волны, наклон спектров на МГД масштабах существенно отличается от предсказанного Колмогоровым для развитой турбулентности $-5/3$: спектры на этих частотах более пологие, с наклоном около -1.3 .

При дальнейшем движении вглубь магнитослоя спектры становятся ближе к колмогоровскому виду (Рахманова и др., 2018). Этот результат отчетливо виден за квазиперпендикулярной ударной волной. За квазипараллельной ударной волной статистика существенно меньше и выделить максимумы распределений сложнее, однако можно сказать, что наклон также меньше по модулю сразу за околослойной ударной волной. Аналогичный результат был получен по данным магнитного поля для подсолнечной области магнитослоя ($X > 0$) в работе (Huang et al., 2017) по данным спутников Themis. Авторы отмечали отсутствие инерционной области каскада вблизи околослойной ударной волны: наклон спектров флуктуаций модуля магнитного поля в области частот перед изломом, как было показано в этой работе, составляет -1 , и восстановление колмогоровского спектра только вблизи магнитопаузы. По мнению авторов, околослойная ударная волна представляет собой новый масштаб, содержащий энергию каскада, и инерционная область спектра формируется только глубже в магнитослое по мере развития турбулентности в потоке. Неколмогоровские спектры флуктуаций магнитного поля отмечались также в работах (Czaulkowska et al., 2001; Gutynska et al., 2009) также для дневной области магнитослоя. Таким образом, наблюдается соответствие динамики флуктуаций спектров как флуктуаций магнитного поля, так и флуктуаций потока ионов, что характерно для ряда теорий (например, теории кинетических альфвеновских волн).

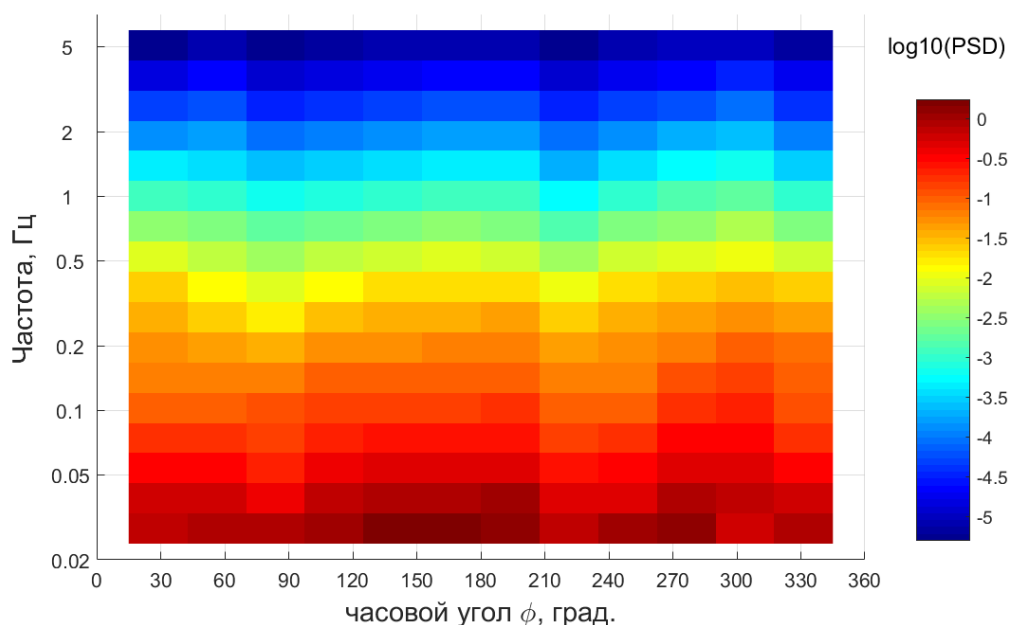


Рисунок 36. Среднее значение мощности спектра флуктуаций потока ионов в различных диапазонах частот для различных значений часового угла ϕ в системе координат MIPM.

На кинетических масштабах наблюдается четкое укрупнение спектров за квазиперпендикулярной головной ударной волной по сравнению с типичными значениями в солнечном ветре -2.8 . В магнитослое вблизи околослойной ударной волны спектры после излома имеют в среднем наклон -3.2 и постепенно выполаживаются при приближении к магнитопаузе,

где наклон составляет -2.8 , как и в солнечном ветре. За квазипараллельной ударной волной наблюдаются еще более крутые спектры на кинетических масштабах с показателем -3.4 , при этом в середине магнитослоя спектры становятся более плоскими с показателем -2.7 , но вновь несколько укрупняются вблизи магнитопаузы (Rakhmanova et al., 2018).

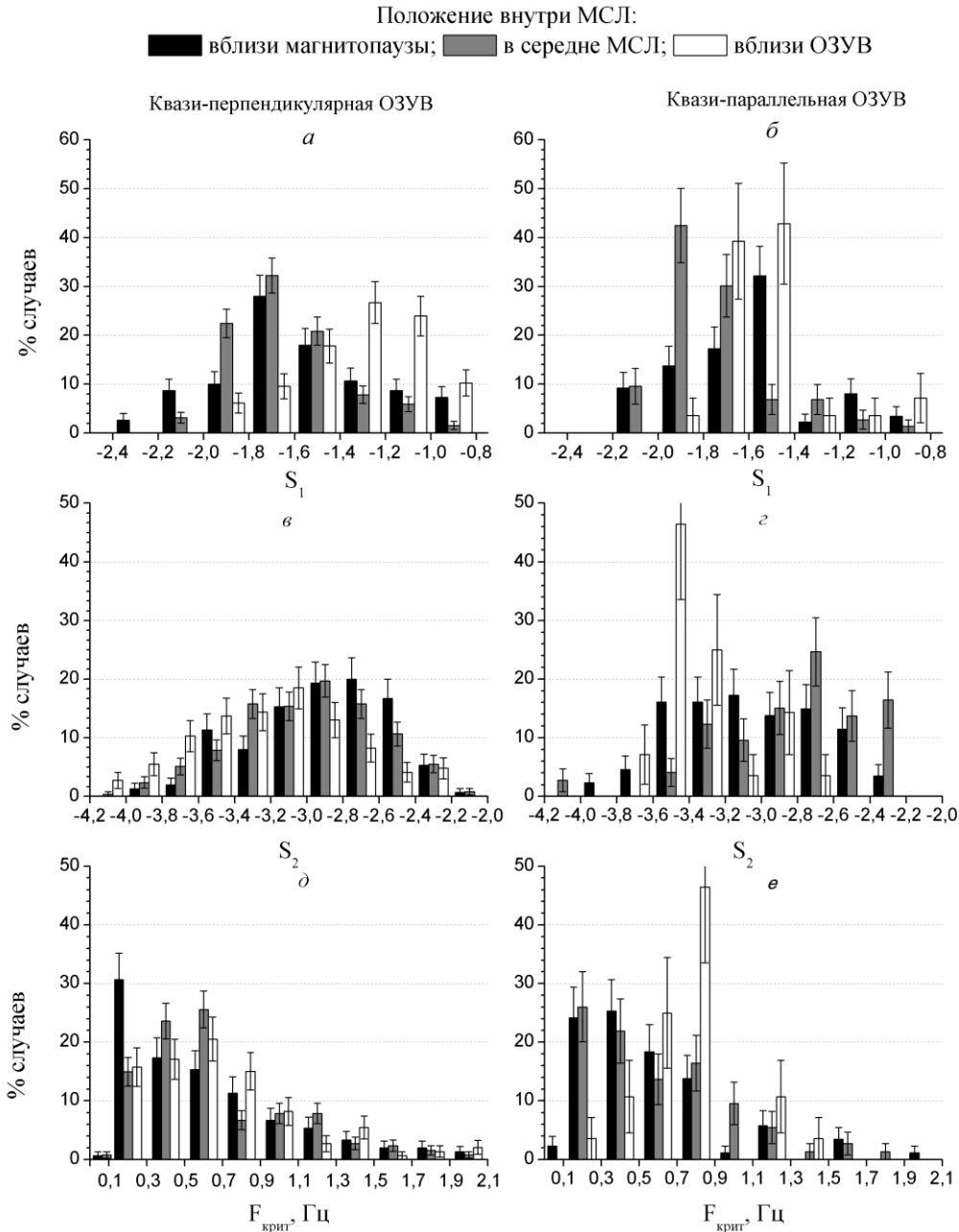


Рисунок 37. Зависимость значений спектральных индексов S_1 (а, б), S_2 (в, г) и $F_{\text{крит}}$ (д, е) в различных областях внутри магнитослоя - вблизи околоземной ударной волны (белые столбцы), в середине магнитослоя (серые столбцы) и вблизи магнитопаузы (черные колонки) - в областях за квазиперпендикулярной (а, в, д) и квазипараллельной (б, г, е) ударной волной.

Козак и др. (2011) указывали на изменение наклона кинетической части спектра флуктуаций модуля магнитного поля от -2.7 до -2.2 при движении спутника от ударной волны вглубь магнитослоя. В работе (Czaykowska et al., 2001) наклон кинетической части спектров

флуктуаций модуля магнитного поля составлял -2.6 вблизи околослойной ударной волны. Таким образом, наблюдаемые в настоящей работе спектры флуктуаций потока ионов вблизи околослойной ударной волны имеют существенно больший по модулю наклон на кинетических масштабах, чем спектры флуктуаций магнитного поля, указанные в различных источниках в литературе. То есть, наблюдается существенное затухание сжимаемой компоненты флуктуаций в этой области магнитослоя, которое не может быть объяснено в рамках теории кинетических альфвеновских волн.

Как было сказано во Введении, различные теории предсказывают разные значения наклонов кинетической части турбулентного каскада. Например, спектры с наклоном -2.8 , как наблюдаются для флуктуаций потока ионов вблизи магнитопаузы, характерны для затухания Ландау (Howes et al., 2011). Организация флуктуаций в перемежаемые токовые слои приводит к формированию каскада с наклоном $-8/3$ (Boldyrev & Perez, 2012), близким к тому, что наблюдается в настоящем исследовании в середине магнитослоя за квазипараллельной ударной волной. Таким образом, отличные друг от друга наклоны спектров в разных областях магнитослоя указывают на различие процессов, формирующих турбулентный каскад в той или иной области внутри переходной области, что сложно увидеть при анализе нескольких случаев.

Таблица 3. Характеристики распределений значений индексов спектров флуктуаций потока ионов в различных частях магнитослоя.

		Вблизи ОЗУВ	Середина МСЛ	Вблизи МП
Квазиперпендикулярная ОЗУВ	S1	-1.3 ± 0.2	-1.7 ± 0.2	-1.6 ± 0.4
	S2	-3.2 ± 0.4	-3.0 ± 0.4	-2.8 ± 0.5
	$f_{\text{крит}}, \text{ Гц}$	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.7 ± 0.3
	N	146	254	150
Квазипараллельная ОЗУВ	S1	-1.5	-1.8	-1.5
	S2	-3.4 ± 0.3	-2.7 ± 0.4	-3.0 ± 0.5
	$f_{\text{крит}}, \text{ Гц}$	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.2	0.6 ± 0.3
	N	28	73	87

Среднее значение частоты излома изменяется от 0.8 до 0.7 за квазиперпендикулярной околослойной ударной волной и от 0.7 до 0.6 за квазипараллельной. Исходя из этого можно сделать вывод, что относительная ориентация околослойной ударной волны и межпланетного магнитного поля не оказывают существенного влияния на частоту излома спектра флуктуаций потока ионов, то есть процессы, отвечающие за диссипацию энергии одинаковы на обоих флангах магнитослоя. Следует отметить, что распределения частот излома в солнечном ветре, представленное в работе (Riazantseva et al., 2015), симметрично и корректно описывается распределением Гаусса, тогда как в настоящем исследовании были получены существенно

несимметричные распределения с длинным хвостом в области высоких частот (см. рисунок 37д-е). Такое различие в формах распределений в магнитослое и в солнечном ветре может быть результатом ограничения области, в которой развивается турбулентность в магнитослое, в отличие от свободно развивающейся турбулентности солнечного ветра. Другим возможным объяснением может быть различие в доминирующих процессах, приводящих к диссипации энергии, в различных областях внутри магнитослоя. Кроме того, наличие хвоста в распределении может быть обусловлено рассмотрением временных интервалов, относящихся к различным типам крупномасштабного течения набегающего потока солнечного ветра, для которых характерны различные свойства турбулентного каскада, как это было показано в работах (Рязанцева и др., 2019; Riazantseva et al., 2017).

Сравнение статистических распределений характеристик флуктуаций потока ионов в солнечном ветре и в различных частях магнитослоя позволяет предположить, что при пересечении плазмой околоземной ударной волны происходит дополнительная инжекция энергии в каскад, что приводит к неравновесному состоянию системы и изменению вида турбулентного каскада. При продвижении плазмы вглубь магнитослоя свойства турбулентного каскада восстанавливаются.

Выводы главы 4

В настоящей Главе было проанализировано, как характеристики турбулентности плазмы изменяются в различных областях внутри магнитослоя. Основные результаты главы можно сформулировать следующим образом:

1) Обнаружена четкая зависимость формы частотных спектров флуктуаций потока ионов от положения точки измерения внутри магнитослоя:

а) Спектры с пиком чаще наблюдаются непосредственно за головной ударной волны, как за квазипараллельной, так и за квазиперпендикулярной ударной волной. Такое распределение свидетельствует о том, что процессы вблизи головной ударной волны способствуют возникновению в этой области неустойчивостей и волновых процессов с частотами, близкими к частотам перехода от инерционных масштабов к масштабам диссипации энергии. Согласно (Schwartz, 1996; Lacombe & Belmont, 1995), в магнитослое чаще всего наблюдаются два типа неустойчивостей: ионные циклотронные неустойчивости и волны сжатия зеркальной моды. В середине магнитослоя могут наблюдаться также такие локализованные структуры, как альфвеновские вихри (напр. Alexandrova et al., 2006). К сожалению, четкая идентификация процессов, ответственных за пик в том или ином спектре, невозможна, поскольку отсутствуют локальные измерения магнитного поля.

б) Вероятность наблюдения спектров с плато увеличивается при приближении к магнитопаузе. Согласно (Chandran et al., 2009), плато в спектре флуктуаций плотности может быть связано с наложением спектров флуктуаций альфвеновских и кинетических альфвеновских волн. Поскольку вероятность наблюдения спектров с плато увеличивается при приближении к магнитопаузе, можно сделать вывод об увеличении доли кинетических альфвеновских волн в формировании каскада при удалении от головной ударной волны и приближении к магнитопаузе.

в) Спектры с двумя наклонами, разделенными четким изломом, доминируют на всех расстояниях от границ магнитослоя; при этом, вероятность наблюдения таких спектров возрастает при приближении к магнитопаузе.

2) Установлено, что на магнитогидродинамических масштабах спектры флуктуаций потока ионов существенно отличаются от колмогоровского вида вблизи головной ударной волны и вновь приобретают колмогоровский вид в середине магнитослоя и вблизи магнитопаузы. Полученный результат хорошо согласуется с результатами по спектрам флуктуаций магнитного поля в дневной части магнитослоя (Gutynska et al., 2009; Huang et al., 2017). Таким образом, при пересечении головной ударной волны свойства каскада могут существенно изменяться: взаимодействие с головной ударной волной может привести к дополнительной инжекции несбалансированной энергии в систему, что приводит к перераспределению энергии в каскаде и отклонению спектров от колмогоровского вида. Кроме того, наблюдается более высокий уровень диссипации энергии, приводящий к укрупнению спектра после излома вблизи головной ударной волны. При дальнейшем движении вглубь магнитослоя спектры приобретают вид, характерный в среднем как для плазмы магнитослоя, так и для плазмы солнечного ветра.

3) При пересечении магнитослоя частота излома спектра флуктуаций величины потока ионов, в среднем, изменяется незначительно. Однако, наблюдается особенность распределения значений частоты излома спектра вблизи квазипараллельной головной ударной волны: распределение оказывается более симметричным, чем в остальных областях МСЛ, с максимумом, смещенным в область более высоких частот. Подобное распределение может быть связано с наличием преобладающего процесса, приводящего к диссипации на определенных частотах в этой области МСЛ.

Заключение

В процессе подготовки диссертационной работы впервые на основе измерений параметров плазмы с высоким временным разрешением, полученных с помощью прибора БМСВ на космическом аппарате Спектр-Р были исследованы характеристики турбулентности в переходной области между солнечным ветром и магнитосферой Земли - магнитослое, а также, по данным одновременных измерений характеристик плазмы перед и за околоземной ударной волной, исследована степень модификации мелкомасштабных структур плазмы солнечного ветра в турбулентном магнитослое.

На основе анализа отдельных событий, регистрирующихся в солнечном ветре и в магнитослое двумя спутниками проекта Themis, было выявлено, что фронты быстрых скачков плотности плазмы и модуля магнитного поля видоизменяются при пересечении околоземной ударной волны и распространении в магнитослое. Рассматривались увеличения/уменьшения плотности и модуля магнитного поля более чем на 20% за время от нескольких секунд до десятков секунд. Как показано в работе, амплитуда изменения плотности увеличивается, в среднем, на 30% в магнитослое по сравнению с солнечным ветром; при этом наблюдаются события с увеличением амплитуды фронта более чем в 2 раза. Амплитуда изменения модуля магнитного поля увеличивается в среднем в 2.8 раз, в отдельных событиях наблюдается увеличение амплитуды более чем в 5 раз. Длительность фронтов также изменяется: в 25% случаев длительность фронта плотности в магнитослое увеличивается более чем в 2 раза по сравнению с солнечным ветром; в 75% случаев длительность фронта плотности увеличивается в среднем на 25%.

В рамках данного исследования на основе обширной статистики одновременных измерений в солнечном ветре и магнитослое был проведен корреляционный анализ между параметрами, регистрируемыми в этих двух областях. Рассматривались такие параметры, как плотность плазмы и модуль магнитного поля. Показано, что высокое значение коэффициента корреляции (более 0.7), свидетельствующее о подобии временных рядов данных в солнечном ветре и в магнитослое, наблюдается всего в 23% случаев одновременно для плотности плазмы и модуля магнитного поля; в 36% случаев коэффициент корреляции между обоими параметрами, измеряемыми перед и за околоземной ударной волной, не превышает 0.7; в остальных случаях высокий коэффициент корреляции наблюдался только по одному из параметров. Выявлено, что основными параметрами, влияющими на значение коэффициента корреляции как плотности плазмы, так и модуля магнитного поля, являются амплитуда вариаций соответствующего параметра на выделенном интервале и угол $\theta_{ВН}$ между нормалью к околоземной ударной волне и направлением межпланетного магнитного поля: вероятность наблюдения высокого значения

коэффициента корреляции увеличивается при увеличении значения угла $\theta_{\text{ВН}}$ и амплитуды вариаций. Также показано, что вероятность наблюдения высокого значения коэффициента корреляции увеличивается монотонно при увеличении модуля межпланетного магнитного поля, а также увеличивается при увеличении плотности плазмы солнечного ветра до 9 см^{-3} и далее не изменяется вплоть до значений порядка 20 см^{-3} . Из результатов работы следует, что для различных типов крупномасштабного течения плазмы солнечного ветра, классифицируемых согласно каталогу Ермолаева и др. (Ермолаев и др., 2009), характерна различная вероятность наблюдения высокого значения коэффициента корреляции между одновременными измерениями потока ионов в солнечном ветре и магнитослое. Так, если перед околоземной ударной волной наблюдается медленное невозмущенное течение солнечного ветра, значение коэффициента корреляции выше 0.7 наблюдаются всего в 30% случаев, тогда как для типа течения CIR, которым обусловлено $\sim 20\%$ магнитных бурь с $\text{Dst} < -50 \text{ нТл}$, вероятность наблюдения высокой корреляции максимальна и составляет 60%. Отсюда следует ряд выводов: 1) большую часть времени наблюдается низкая корреляция между параметрами плазмы солнечного ветра и магнитослоя, и 2) при воздействии одного из геоэффективных типов течения солнечного ветра на магнитосферу Земли отсутствует корреляция между параметрами плазмы, измеряемыми на мониторах солнечного ветра и в магнитослое. Этот результат необходимо учитывать для разработки и апробации моделей связи источников возмущения в солнечном ветре и магнитосферными возмущениями.

В работе впервые статистически исследовались характеристики турбулентности параметров плазмы в магнитослое на масштабах, соответствующих переходу от инерционной области турбулентного каскада к диссипативной, т.е. $0.1\text{-}100 \text{ с}$ ($0.01\text{-}10 \text{ Гц}$). Исследование проводилось на основе 6 лет измерений характеристик плазмы чешско-российским прибором БМСВ на спутнике Спектр-Р с временным разрешением 31 мс. Было определено, что в среднем значение показателей степенных функций, используемых при аппроксимации частотных спектров флуктуаций потока ионов, составляют -1.8 ± 0.2 и -2.9 ± 0.2 на частотах, соответствующих инерционной и диссипативной областям турбулентного каскада, соответственно. Значения показателя степени в инерционной области каскада с учетом стандартного отклонения соответствуют наклону $-5/3$, что свидетельствует о колмогоровском характере турбулентности на этих масштабах в магнитослое. В то же время было продемонстрировано, что, так же как и для спектров флуктуаций магнитного поля, для спектров флуктуаций потока ионов характерно изменение наклона на ионных масштабах, приводящее к излому спектра, что, как считается, вызвано процессами диссипации энергии в плазме. Полученные значения характеристик спектров совпадают с представленными ранее в литературе для потока ионов и модуля магнитного поля в солнечном ветре и для модуля магнитного поля в магнитослое. Такое

соответствие свидетельствует о связи флуктуаций плазмы и магнитного поля и об универсальности характеристик турбулентного каскада в околоземном пространстве. Не найдена зависимость частоты, разделяющей инерционную область турбулентного каскада и диссипативную, от частот, определяемых тепловым гирорадиусом и инерционной длиной протона.

В работе показано, что типичная форма частотных спектров, характеризующаяся двумя наклонами и изломом, наблюдается только в ~52% случаев в магнитослое; в 21% случаев в спектрах наблюдается широкий пик вместо излома, а в 19% случаев перед изломом существует плато; в 8% случаев аппроксимация степенными функциями не применима вовсе.

На основе модельных предсказаний положения границ магнитослоя - околоземной ударной волны и магнитопаузы - в зависимости от условий в солнечном ветре было проанализировано, как изменяются характеристики частотных спектров флуктуаций потока ионов при пересечении магнитослоя. Показано, что спектры, которые описываются двумя наклонами и изломом, наблюдаются в большинстве случаев во всех областях внутри магнитослоя, причем вероятность их наблюдения несколько увеличивается при приближении к магнитопаузе. Спектры с широким пиком на масштабах перехода от инерционной области каскада к диссипативной наблюдаются чаще вблизи околоземной ударной волны, а вероятность наблюдения спектров с плато увеличивается при приближении к магнитопаузе. Различие в формах спектров свидетельствует о различии доминирующих процессов диссипации в разных областях магнитослоя. Однако для определения этих процессов необходимо анализировать одновременные измерения параметров плазмы и магнитного поля с высоким временным разрешением, что на данный момент невозможно выполнить на достаточной статистике. Запланированные на ближайшие годы космические миссии, включающие приборы с улучшенными характеристиками, могут помочь существенно продвинуться в понимании процессов диссипации и нагрева плазмы.

При проведении исследования было уставлено, что в магнитослое вблизи околоземной ударной волны спектры флуктуаций потока ионов на магнитогиродинамических масштабах являются более плоскими, чем колмогоровский спектр с наклоном $-5/3$; на кинетических масштабах при этом наклоны спектров больше по модулю, чем в среднем в магнитослое и в солнечном ветре. При движении в сторону магнитопаузы спектры снова приобретают характерные наклоны. Полученные в ходе выполнения данной работы результаты хорошо согласуются с результатами работ (Czaykowska et al., 2001; Gutynska et al., 2009; Huang et al., 2017), выполненных по данным магнитного поля, в которых было также показано отклонение спектров от колмогоровского вида вблизи околоземной ударной волны. Помимо этого, в работе отмечается увеличенная по сравнению с остальными областями внутри магнитослоя частота

излома спектров флуктуаций потока ионов вблизи квазипараллельной ударной волны; при этом наклон кинетической части спектра по модулю существенно превышает средние для магнитослоя и солнечного ветра значения. Подобная форма спектра, по-видимому, вызвана повышенным уровнем диссипации энергии в этой области.

Изменение формы турбулентного каскада при пересечении околоземной ударной волны, выявленное в ходе подготовки диссертационной работы, свидетельствует об инжекции энергии в систему на ударной волне; в средней части магнитослоя диссипация уравнивает поступающую в систему энергию, и спектры приобретают характерный для развитой турбулентности вид. Более подробное исследование этого процесса требует одновременного анализа измерений плазмы и магнитного поля с высоким временным разрешением, что планируется сделать в будущем.

В заключение автор выражает глубокую признательность своим научным руководителям: профессору Георгию Наумовичу Застенкеру за воодушевление и побуждение к творческой научной деятельности и конструктивную критику всех начинаний автора и Марии Олеговне Рязанцевой за поддержку, обучение и грамотное исполнение роли руководителя, что явилось решающим фактором для продвижения исследования и процесса подготовки диссертации. Автор выражает благодарность коллективу лаборатории изучения солнечного ветра ИКИ РАН, а в особенности ее заведующему Юрию Ивановичу Ермолаеву, за сотрудничество при проведении исследований, а также Михаилу Ивановичу Веригину и Елизавете Евгеньевне Антоновой за плодотворные обсуждения, советы и помощь в анализе и интерпретации данных. Автор благодарит Льва Матвеевича Зеленого и Анатолия Алексеевича Петруковича за ценные советы и замечания при подготовке диссертации. Автору хотелось бы отдельно поблагодарить сотрудников кафедры Физики Земли Санкт-Петербургского Государственного Университета за комментарии, вопросы и замечания, высказанные в ходе подготовки диссертации. Кроме того, автор выражает благодарность разработчикам прибора БМСВ и всем коллегам, участвующим в организации непрерывной работы прибора и первичной обработке данных с него.

Список литературы

- Брандт, Дж. (1973) *Солнечный ветер*, Мир, Москва.
- Будаев, В.П., Савин С.П., Зеленый Л.М. (2011) Наблюдение перемежаемости и обобщенного самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса. *Успехи физических наук*, 181(9), 905-952.
- Веригин М.И. (2004) *Положение и форма околопланетных ударных волн: газодинамические и МГД аспекты*. в кн. *Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений: III международная конференция, с. Паратунка Камчатская область, 16–21 августа 2004 г.*, ИКИР ДВО РАН, Петропавловск-Камчатский.
- Веселовский, И.С. (1974) *Солнечный ветер*, ВИНТИ, Москва.
- Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д., Рыбчинский Р.Е. (1960) Изучение межпланетного ионизованного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете. *Доклады Академии Наук СССР* 131, 1302-1304.
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. (2009) Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. *Космические Исследования*, 47(2), 99-113.
- Жигулев В. Н., Ромишевский Е. А. (1959) О явлении магнитного «отделения» потока проводящей среды. *Доклады Академии Наук СССР*, 127(5), 514.
- Застенкер Г.Н. (2008) *Магнитослой, Плазменная гелиогеофизика (Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. В 2-х т.)*, Физматлит, Москва.
- Застенкер Г.Н., Карталев М.Д., Добрева П.С., Шевырев Н.Н., Коваль А. (2008) Сравнение измерений параметров плазмы в магнитослое с расчетами на основе новой магнитослойно-магнитосферной модели. *Космические Исследования*, 46(6), 499-513.
- Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др. (2013) Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ. *Космические исследования*, 51(2), 88–99.
- Зелёный, Л. М., Застенкер, Г. Н., Петрукович А. А., Чесалин, Л. С., Назаров В. Н., и др. (2013) Эксперимент “ПЛАЗМА-Ф” на спутнике СПЕКТР-Р. *Космические Исследования*, 51(2), 83–87.
- Козак Л.В., Пилипенко В.А., Чугунова О.М., Козак П.Н. (2011) Статистический анализ турбулентности форшоковой области и магнитослоя земли. *Космические исследования*, 49(3), 202–212.
- Колмогоров А.Н. (1941) Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. *Доклады Академии Наук СССР*, 30(4), 299.
- Николаева Н.С., Застенкер Г.Н., Шафранкова Я. и др. (1998) Об источниках и амплитуде движения магнитопаузы. *Космические исследования*. 36, 576–588.
- Петрукович, А.А., Мерзлый, А.М., Хабибулин С.Ю. (2016) *Практические аспекты гелиогеофизики*, ИКИ РАН, Москва, 2016.
- Пономарев Е.А. (1957) Корпускулярное излучение Солнца и топология магнитного поля в солнечной короне. В кн.: *Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли*. М.: Наука, 69.
- Пулинец М.С., Рязанцева М.О., Антонова Е.Е., Кирпичев И.П. (2014) Зависимость параметров

- магнитного поля вблизи подсолнечной точки магнитосферы от межпланетного магнитного поля по данным эксперимента THEMIS. *Геомагнетизм и аэрономия*, 52(6), 2012.
- Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Бородкова Н.Л., Сапунова О.В., Застенкер Г.Н. (2017) Влияние межпланетных ударных волн на характеристики турбулентности магнитослоя Земли, *Геомагнетизм и Аэрономия*, 57(6), 715-723.
- Рязанцева М.О., Рахманова Л.С., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. (2019) Особенности спектральных характеристик плазменных флуктуаций в различных крупномасштабных потоках солнечного ветра. *Геомагнетизм и аэрономия*, 59(2), в печати.
- Савин, С. П., Будаев, В. П., Зелёный, Л. М., Amata, E., Сайбек, Д., и др. (2011) Аномальное взаимодействие потока плазмы с погранслоем геомагнитной ловушки. *Письма в ЖЭТФ*, 93(12), 837–846.
- Хундхаузен, А. (1976) *Расширение короны и солнечный ветер*, Мир, Москва.
- Шестаков, А.Ю., Вайсберг, О.Л., (2012) Исследование структуры аномалии горячего потока плазмы у фронта околосолнечной ударной волны. *Геомагнетизм и Аэрономия*, 52(1), 18-30.
- Alexandrova, O. (2008). Solar wind vs magnetosheath turbulence and Alfvén vortices. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 15(1), 95–108. <https://doi.org/10.5194/npg-15-95-2008>
- Alexandrova, O., Mangeney, A., Maksimovic, M., Cornilleau-Wehrin, N., Bosqued, J.-M., & André, M. (2006). Alfvén vortex filaments observed in magnetosheath downstream of a quasi-perpendicular bow shock. *Journal of Geophysical Research*, 111(A12), A12208. <https://doi.org/10.1029/2006JA011934>
- Alexandrova, O., Lacombe, C., & Mangeney, A. (2008). Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth's magnetosheath: Cluster observations. *Annales Geophysicae*, 26(11), 3585–3596. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-3585-2008>
- Alexandrova, O., Saur, J., Lacombe, C., Mangeney, A., Mitchell, J., Schwartz, S. J., & Robert, P. (2009). Universality of Solar-Wind Turbulent Spectrum from MHD to Electron Scales. *Physical Review Letters*, 103(16), 165003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.165003>
- Alexandrova, O., Chen, C. H. K., Sorriso-Valvo, L., Horbury, T. S., & Bale, S. D. (2013). Solar Wind Turbulence and the Role of Ion Instabilities. *Space Science Reviews*, 178(2–4), 101–139. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-0004-8>
- Alexeev, I. K., Kalgaev, V. V., & Lyutov, Yu. G. (1999) The parabolic magnetopause form and location versus solar wind pressure and IMF. 9th Scientific Assembly of IAGA, Birmingham, A343, 19–24 July, 1999.
- Amata, E., Savin, S. P., Ambrosino, D., Bogdanova, Y. V., Marcucci, M. F., Romanov, S., & Skalsky, A. (2011). High kinetic energy density jets in the Earth's magnetosheath: A case study. *Planetary and Space Science*, 59(7), 482–494. <https://doi.org/10.1016/J.PSS.2010.07.021>
- Anderson, B. J., Fuselier, S. A., Gary, S. P., & Denton, R. E. (1994). Magnetic spectral signatures in the Earth's magnetosheath and plasma depletion layer. *Journal of Geophysical Research*, 99(A4), 5877. <https://doi.org/10.1029/93JA02827>
- Angelopoulos, V. (2008). The THEMIS Mission. *Space Science Reviews*, 141(1–4), 5–34. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1>
- Auster, H. U., Glassmeier, K. H., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., et al. (2008). The THEMIS Fluxgate Magnetometer. *Space Science Reviews*, 141(1–4), 235–264. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9365-9>
- Bale, S. D., Kasper, J. C., Howes, G. G., Quataert, E., Salem, C., & Sundkvist, D. (2009). Magnetic Fluctuation Power Near Proton Temperature Anisotropy Instability Thresholds in the Solar Wind.

- Physical Review Letters*, 103(21), 211101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.211101>
- Blecki, J., Kossacki, K. (1987) ELF/ULF plasma waves observed on PROGNOZ-8 near the magnetopause, *Artificial Satellites Space Physics*, 22(4).
- Boldyrev, S., & Perez, J. C. (2012). Spectrum of Kinetic Alfvén Turbulence. *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 758, Issue 2, Article Id. L44, 5 Pp. (2012)., 758. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/758/2/L44>
- Borodkova, N., Zastenker, G., Riazantseva, M., & Richardson, J. (2005). Large and sharp solar wind dynamic pressure variations as a source of geomagnetic field disturbances at the geosynchronous orbit. *Planetary and Space Science*, 53(1–3), 25–32. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.025>
- Borodkova, N. L., Zastenker, G. N., & Sibeck, D. G. (1995). A case and statistical study of transient magnetic field events at geosynchronous orbit and their solar wind origin. *Journal of Geophysical Research*, 100(A4), 5643–5656. <https://doi.org/10.1029/94JA03144>
- Breuillard, H., Yordanova, E., Vaivads, A., & Alexandrova, O. (2016). The effects of kinetic instabilities on small-scale turbulence in Earth’s magnetosheath. *The Astrophysical Journal*, 829(1), 54. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/829/1/54>
- Bruno, R., & Carbone, V. (2013). The Solar Wind as a Turbulence Laboratory. *Living Reviews in Solar Physics*, 10(1), 2. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2>
- Burgess, D. (1989). On the effect of a tangential discontinuity on ions specularly reflected at an oblique shock. *Journal of Geophysical Research*, 94(A1), 472. <https://doi.org/10.1029/JA094iA01p00472>
- Cairns, I. H., & Grabbe, C. L. (1994). Towards an MHD theory for the standoff distance of Earth’s bow shock. *Geophysical Research Letters*, 21(25), 2781–2784. <https://doi.org/10.1029/94GL02551>
- Cairns, I. H., & Lyon, J. G. (1995). MHD simulations of Earth’s bow shock at low Mach numbers: Standoff distances. *Journal of Geophysical Research*, 100(A9), 17173. <https://doi.org/10.1029/95JA00993>
- Cairns, I. H., & Lyon, J. G. (1996). Magnetic field orientation effects on the standoff distance of Earth’s bow shock. *Geophysical Research Letters*, 23(21), 2883–2886. <https://doi.org/10.1029/96GL02755>
- Celnikier, L., Harvey, C., Jegou, R., Kemp, M., & Moricet, P. (1983). A determination of the electron density fluctuation spectrum in the solar wind, using the ISEE propagation experiment. *Astronomy & Astrophysics*, 126(293–298).
- Chandran, B. D. G., Quataert, E., Howes, G. G., Xia, Q., & Pongkitiwanichakul, P. (2009). Constraining low-frequency alfvénic turbulence in the solar wind using density-fluctuation measurements. *The Astrophysical Journal*, 707(2), 1668–1675. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/1668>
- Chashei, I. V. (1997). Turbulence dissipation scale in the inner heliosphere. *Advances in Space Research*, 20(12), 2299–2302. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00903-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00903-4)
- Chashei, I. V., & Shishov, V. I. (1983). Astronomy reports. *Soviet Astronomy*, 27, 346.
- Chen, C. H. K. (2016). Recent progress in astrophysical plasma turbulence from solar wind observations. *Journal of Plasma Physics*, 82(06), 535820602. <https://doi.org/10.1017/S0022377816001124>
- Chen, C. H. K., Horbury, T. S., Schekochihin, A. A., Wicks, R. T., Alexandrova, O., & Mitchell, J. (2010). Anisotropy of Solar Wind Turbulence between Ion and Electron Scales. *Physical Review Letters*, 104(25), 255002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.255002>

- Chen, C. H. K., Mallet, A., Yousef, T. A., Schekochihin, A. A., & Horbury, T. S. (2011). Anisotropy of Alfvénic turbulence in the solar wind and numerical simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *415*(4), 3219–3226. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18933.x>
- Chen, C. H. K., Salem, C. S., Bonnell, J. W., Mozer, F. S., & Bale, S. D. (2012). Density Fluctuation Spectrum of Solar Wind Turbulence between Ion and Electron Scales. *Physical Review Letters*, *109*(3), 035001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.035001>
- Chen, C. H. K., Sorriso-Valvo, L., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2014a). Intermittency of solar wind density fluctuations from ion to electron scales. *The Astrophysical Journal*, *789*(1), L8. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/789/1/L8>
- Chen, C. H. K., Leung, L., Boldyrev, S., Maruca, B. A., & Bale, S. D. (2014b). Ion-scale spectral break of solar wind turbulence at high and low beta. *Geophysical Research Letters*, *41*(22), 8081–8088. <https://doi.org/10.1002/2014GL062009>
- Coleman, P. J. (1968). Turbulence, Viscosity, and Dissipation in the Solar-Wind Plasma. *The Astrophysical Journal*, *153*, 371. <https://doi.org/10.1086/149674>
- Coles, W. A. (1978). Interplanetary scintillation. *Space Science Reviews*, *21*, 411–425. <https://doi.org/10.1007/BF00173067>
- Cranmer, S. R., Asgari-Targhi, M., Miralles, M. P., Raymond, J. C., Strachan, L., Tian, H., & Woolsey, L. N. (2015). The role of turbulence in coronal heating and solar wind expansion. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *373*, 20140148. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0148>
- Czaykowska, A., Bauer, T. M., Treumann, R. A., & Baumjohann, W. (2001). Magnetic field fluctuations across the Earth's bow shock. *Annales Geophysicae*, *19*(3), 275–287. <https://doi.org/10.5194/angeo-19-275-2001>
- Dimmock, A. P., Nykyri, K., & Pulkkinen, T. I. (2014). A statistical study of magnetic field fluctuations in the dayside magnetosheath and their dependence on upstream solar wind conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(8), 6231–6248. <https://doi.org/10.1002/2014JA020009>
- Dmitruk, P., Matthaeus, W. H., & Seenu, N. (2004). Test Particle Energization by Current Sheets and Nonuniform Fields in Magnetohydrodynamic Turbulence. *The Astrophysical Journal*, *617*(1), 667–679. <https://doi.org/10.1086/425301>
- Dobrevá, P. S., Kartalev, M. D., Shevyrev, N. N., & Zastenker, G. N. (2005). Comparison of a new magnetosphere-magnetosheath model with Interball-1 magnetosheath plasma measurements. *Planetary and Space Science*, *53*, 117–125. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.035>
- Echer, E., Gonzalez, W. D., & Alves, M. V. (2006). On the geomagnetic effects of solar wind interplanetary magnetic structures. *Space Weather*, *4*(6). <https://doi.org/10.1029/2005SW000200>
- Erickson, G., Siscoe, G., Weimer, D., Siebert, K., Heinemann, M., Sonnerup, B. U., et al. (2002). Prediction of Alfvénic turbulence near the magnetospheric sash. *Planetary and Space Science*, *50*(5–6), 627–632. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00042-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00042-9)
- Escoubet, C. P., Schmidt, R., & Goldstein, M. L. (1997). Cluster - Science and Mission Overview. *Space Science Reviews*, *79*(1/2), 11–32. <https://doi.org/10.1023/A:1004923124586>
- Fairfield, D. H. (1971). Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock. *Journal of Geophysical Research*, *76*(28), 6700–6716. <https://doi.org/10.1029/JA076i028p06700>
- Fairfield, D. H. (1980). A statistical determination of the shape and position of the geomagnetic neutral sheet. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *85*, 775–780. <https://doi.org/10.1029/JA085iA02p00775>

- Fairfield, D. H., Iver, H. C., Desch, M. D., Szabo, A., Lazarus, A. J., & Aellig, M. R. (2001). The location of low Mach number bow shocks at Earth. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A11), 25361–25376. <https://doi.org/10.1029/2000JA000252>
- Farris, M. H., & Russell, C. T. (1994). Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models. *Journal of Geophysical Research*, 99(A9), 17681. <https://doi.org/10.1029/94JA01020>
- Formisano, V. (1979). Orientation and shape of the Earth's bow shock in three dimensions. *Planetary and Space Science*, 27(9), 1151–1161. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(79\)90135-1](https://doi.org/10.1016/0032-0633(79)90135-1)
- Frank, L. A., Ackerson, K. L., Paterson, W. R., Lee, J. A., English, M. R., & Pickett, G. L. (1994). The Comprehensive Plasma Instrumentation(CPI) for the GEOTAIL Spacecraft. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 46(1), 23–37. <https://doi.org/10.5636/jgg.46.23>
- Frisch, U. (1995). *Turbulence : the legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/S0022112096210791>
- Gagua, I. T., Gagua, T. I. & Zastenker, G. N. (2009) Determination of a solar wind ion flux value and direction using a set of integral Faraday cups for the fast monitor of solar wind. WDS'09 Proceedings of Contributed Papers: Part II: Physics of Plasmas and Ionized Media. (ed. J. Safrankova & J. Pavlu), pp. 22–29. Matfyzpress, Prague.
- Galtier, S., & Bhattacharjee, A. (2003). Anisotropic weak whistler wave turbulence in electron magnetohydrodynamics. *Physics of Plasmas*, 10(8), 3065–3076. <https://doi.org/10.1063/1.1584433>
- Gary, S. P., Fuselier, S. A., & Anderson, B. J. (1993). Ion anisotropy instabilities in the magnetosheath. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A2), 1481–1488. <https://doi.org/10.1029/92JA01844>
- Gold, T. (1962). Magnetic storms. *Space Science Reviews*, 1(1), 100–114. <https://doi.org/10.1007/BF00174637>
- Goldreich, P., & Sridhar, S. (1995). Toward a theory of interstellar turbulence. 2: Strong alfvénic turbulence. *The Astrophysical Journal*, 438, 763. <https://doi.org/10.1086/175121>
- Goldreich, P., & Sridhar, S. (1997). MHD Turbulence Revisited. *The Astrophysical Journal*, 485(2), 680–688. <https://doi.org/10.1086/304442>
- Gordeev, E., Sergeev, V., Honkonen, I., Kuznetsova, M., Rastätter, L., Palmroth, M., et al. (2015). Assessing the performance of community-available global MHD models using key system parameters and empirical relationships. *Space Weather*, 13(12), 868–884. <https://doi.org/10.1002/2015SW001307>
- Grabbe, C. L., & Cairns, I. H. (1995). Analytic MHD theory for Earth's bow shock at low Mach numbers. *Journal of Geophysical Research*, 100(A10), 19941. <https://doi.org/10.1029/95JA01286>
- Greenstadt, E. W. (1972). Binary index for assessing local bow shock obliquity. *Journal of Geophysical Research*, 77(28), 5467–5479. <https://doi.org/10.1029/JA077i028p05467>
- Groth, C. P. T., De Zeeuw, D. L., Gombosi, T. I., & Powell, K. G. (2011). Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A11), 25053–25078. <https://doi.org/10.1029/2000JA900093>
- Guicking, L., Glassmeier, K. H., Auster, H. U., Narita, Y., & Kleindienst, G. (2012). Low-frequency magnetic field fluctuations in Earth's plasma environment observed by THEMIS. *Annales Geophysicae*, 30, 1271–1283. <https://doi.org/10.5194/angeo-30-1271-2012>
- Gutynska, O., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2008). Correlation length of magnetosheath

- fluctuations: Cluster statistics. *Annales Geophysicae*, 26(9), 2503–2513.
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-2503-2008>
- Gutynska, O., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2009). Correlation properties of magnetosheath magnetic field fluctuations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114(A08207).
<https://doi.org/10.1029/2009JA014173>
- Gutynska, O., Šimůnek, J., Šafránková, J., Němeček, Z., & Přech, L. (2012). Multipoint study of magnetosheath magnetic field fluctuations and their relation to the foreshock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(A4). <https://doi.org/10.1029/2011JA017240>
- Gutynska, O., Sibeck, D. G., & Omid, N. (2015). Magnetosheath plasma structures and their relation to foreshock processes. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(9), 7687–7697.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020880>
- Harvey, C. C., Manning, R., Etcheto, J., de Javel, Y., & Petit, M. (1978). The ISEE electron density experiment. *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, 16(3), 231–238.
<https://doi.org/10.1109/TGE.1978.294553>
- Hayosh, M., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2006). MHD-modelling of the magnetosheath ion plasma flow and magnetic field and their comparison with experiments. *Advances in Space Research*, 37(3), 507–514. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.07.059>
- He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Zong, Q.-G., Yao, S., & Tian, H. (2011). Two-dimensional correlation functions for density and magnetic field fluctuations in magnetosheath turbulence measured by the Cluster spacecraft. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(A06207). <https://doi.org/10.1029/2010JA015974>
- Horbury, T. S., Forman, M., & Oughton, S. (2008). Anisotropic scaling of magnetohydrodynamic turbulence. *Physical Review Letters*, 101(175005).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.175005>
- Horbury, T. S., Wicks, R. T., & Chen, C. H. K. (2012). Anisotropy in space plasma turbulence: Solar wind observations. *Space Science Reviews*, 172, 325–342. <https://doi.org/10.1007/s11214-011-9821-9>
- Howes, G. G., TenBarge, J. M., & Dorland, W. (2011). A weakened cascade model for turbulence in astrophysical plasmas. *Physics of Plasmas*, 18(10), 102305. <https://doi.org/10.1063/1.3646400>
- Howes, G. G., TenBarge, J. M., Dorland, W., Quataert, E., Schekochihin, A. A., Numata, R., & Tatsuno, T. (2011). Gyrokinetic Simulations of Solar Wind Turbulence from Ion to Electron Scales. *Physical Review Letters*, 107(3), 035004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.035004>
- Huang, S. Y., Sahraoui, F., Deng, X. H., He, J. S., Yuan, Z. G., Zhou, M., et al. (2014). Kinetic turbulence in the terrestrial magnetosheath: Cluster observations. *The Astrophysical Journal*, 789(2), L28. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/789/2/L28>
- Huang, S. Y., Sahraoui, F., Yuan, Z. G., He, J. S., Zhao, J. S., Contel, O. Le, et al. (2017). Magnetospheric Multiscale Observations of Electron Vortex Magnetic Hole in the Turbulent Magnetosheath Plasma. *The Astrophysical Journal*, 836(2), L27. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa5f50>
- Huang, S. Y., Hadid, L. Z., Sahraoui, F., Yuan, Z. G., & Deng, X. H. (2017). On the Existence of the Kolmogorov Inertial Range in the Terrestrial Magnetosheath Turbulence. *The Astrophysical Journal Letters*, 836(1), L10. Retrieved from <http://stacks.iop.org/2041-8205/836/i=1/a=L10>
- Hubert, D. (1994). Nature and origin of wave modes in the dayside earth magnetosheath. *Advances in Space Research*, 14(7), 55–64. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)90048-5](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)90048-5)

- Hubert, D., Perche, C., Harvey, C. C., Lacombe, C., & Russell, C. T. (1989). Observation of mirror waves downstream of a quasi-perpendicular shock. *Geophysical Research Letters*, *16*(2), 159–162. <https://doi.org/10.1029/GL016i002p00159>
- Iroshnikov, P. S. (1993). Astronomy reports. In *Soviet Astronomy* (Vol. 7, p. 566). American Institute of Physics. Retrieved from <http://adsabs.harvard.edu/abs/1964SvA.....7..566I>
- Karimabadi, H., Roytershteyn, V., Vu, H. X., Omelchenko, Y. A., Scudder, J., Daughton, W., et al. (2014). The link between shocks, turbulence, and magnetic reconnection in collisionless plasmas. *Physics of Plasmas*, *21*(6), 062308. <https://doi.org/10.1063/1.4882875>
- Kartalev, M. D., Nikolova, V. I., Kamenetsky, V. F., & Mastikov, I. P. (1996). On the self-consistent determination of dayside magnetopause shape and position. *Planetary and Space Science*, *44*(10), 1195–1208. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(96\)00040-2](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(96)00040-2)
- Kellogg, P. J. (1962). Flow of plasma around the Earth. *Journal of Geophysical Research*, *67*(10), 3805. <https://doi.org/10.1029/JZ067i010p03805>
- Kellogg, P. J., & Horbury, T. S. (2005). Rapid density fluctuations in the solar wind. *Annales Geophysicae*, *23*, 3765–3773. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-3765-2005>
- Kokubun, S., Yamamoto, T., Acuña, M. H., Hayashi, K., Shiokawa, K., & Kawano, H. (1994). The GEOTAIL Magnetic Field Experiment. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, *46*(1), 7–21. <https://doi.org/10.5636/jgg.46.7>
- Kraichnan, R. H. (1965). Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence. *Physics of Fluids*, *8*(7), 1385. <https://doi.org/10.1063/1.1761412>
- Kuznetsov, S. N., & Suvorova, A. V. (1996). Solar wind control of the magnetopause shape and location. *Radiation Measurements*, *26*(3), 413–415. [https://doi.org/10.1016/1350-4487\(96\)00017-0](https://doi.org/10.1016/1350-4487(96)00017-0)
- Lacombe, C., & Belmont, G. (1995). Waves in the Earth's magnetosheath: Observations and interpretations. *Advances in Space Research*, *15*(8), 329–340. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00113-F](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00113-F)
- Lacombe, C., Steinberg, J.-L., Harvey, C. C., Hubert, D., Mangeney, A., & Moncuquet, M. (1997). Density fluctuations measured by ISEE 1-2 in the Earth's magnetosheath and the resultant scattering of radio waves. *Annales Geophysicae*, *15*(4), 387–396. <https://doi.org/10.1007/s00585-997-0387-5>
- Lacombe, C., Samsonov, A. A., Mangeney, A., Maksimovic, M., Cornilleau-Wehrin, N., Harvey, C. C., et al. (2006). Cluster observations in the magnetosheath, Part 2: Intensity of the turbulence at electron scales. *Annales Geophysicae*, *24*(12), 3523–3531. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-3523-2006>
- Leamon, R. J., Smith, C. W., Ness, N. F., Matthaeus, W. H., & Wong, H. K. (1998). Observational constraints on the dynamics of the interplanetary magnetic field dissipation range. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *103*(A3), 4775–4787. <https://doi.org/10.1029/97JA03394>
- Leamon, R. J., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., Zank, G. P., Mullan, D. J., & Oughton, S. (2000). MHD-driven Kinetic Dissipation in the Solar Wind and Corona. *The Astrophysical Journal*, *537*(2), 1054–1062. <https://doi.org/10.1086/309059>
- Lees, L. (1964). Interaction between the solar plasma wind and the geomagnetic cavity. *AIAA Journal*, *2*(9), 1576–1582. <https://doi.org/10.2514/3.2622>
- Lepping, R. P., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., Farrell, W. M., Slavin, J. A., Schatten, K. H., et al. (1995). The WIND magnetic field investigation. *Space Science Reviews*, *71*(1–4), 207–229. <https://doi.org/10.1007/BF00751330>

- Lucek, E. A., Constantinescu, D., Goldstein, M. L., Pickett, J., Pinçon, J. L., Sahraoui, F., et al. (2005). The Magnetosheath. *Space Science Reviews*, 118(1–4), 95–152. <https://doi.org/10.1007/s11214-005-3825-2>
- Malaspina, D. M., Kellogg, P. J., Bale, S. D., & Ergun, R. E. (2010). Measurements of rapid density fluctuations in the solar wind. *Astrophysical Journal*, 711(1), 322–327. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/711/1/322>
- Mangency, A., Lacombe, C., Maksimovic, M., Samsonov, A. A., Cornilleau-Wehrin, N., Harvey, C. C., et al. (2006). Cluster observations in the magnetosheath – Part 1: Anisotropies of the wave vector distribution of the turbulence at electron scales. *Annales Geophysicae*, 24(12), 3507–3521. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-3507-2006>
- Markovskii, S. A., Vasquez, B. J., & Smith, C. W. (2008). Statistical Analysis of the High-Frequency Spectral Break of the Solar Wind Turbulence at 1 AU. *The Astrophysical Journal*, 675(2), 1576–1583. <https://doi.org/10.1086/527431>
- Matthaeus, W. H., & Goldstein, M. L. (1982). Stationarity of magnetohydrodynamic fluctuations in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 87(A12), 10347. <https://doi.org/10.1029/JA087iA12p10347>
- Matthaeus, W. H., Zank, G. P., Smith, C. W., & Oughton, S. (1999). Turbulence, Spatial Transport, and Heating of the Solar Wind. *Physical Review Letters*, 82(17), 3444–3447. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.3444>
- McFadden, J. P., Carlson, C. W., Larson, D., Ludlam, M., Abiad, R., Elliott, B., et al. (2008). The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration. *Space Science Reviews*, 141(1–4), 277–302. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9440-2>
- Midgley, J. E., & Davis, L. (1963). Calculation by a moment technique of the perturbation of the geomagnetic field by the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 68(18), 5111–5123. <https://doi.org/10.1029/JZ068i018p05111>
- Nakariakov, V. M., Pilipenko, V., Heilig, B., Jelínek, P., Karlický, M., Klimushkin, D. Y., et al. (2016). Magnetohydrodynamic Oscillations in the Solar Corona and Earth’s Magnetosphere: Towards Consolidated Understanding. *Space Science Reviews*, 200(1–4), 75–203. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0233-0>
- Němeček, Z., Šafránková, J., Zastenker, G. N., Pišoft, P., Paularena, K. I., & Richardson, J. D. (2000). Observations of the radial magnetosheath profile and a comparison with gasdynamic model predictions. *Geophysical Research Letters*, 27(17), 2801–2804. <https://doi.org/10.1029/2000GL000063>
- Němeček, Z., Šafránková, J., Pišoft, P., & Zastenker, G. N. (2001). Statistical Study of Ion Flux Fluctuations in the Magnetosheath. *Czechoslovak Journal of Physics*, 51(8), 853–862. <https://doi.org/10.1023/A:1011630618180>
- Ness, N. F., Scarce, C. S., & Seek, J. B. (1964). Initial results of the imp 1 magnetic field experiment. *Journal of Geophysical Research*, 69(17), 3531–3569. <https://doi.org/10.1029/JZ069i017p03531>
- Neugebauer, M., Wu, C. S., & Huba, J. D. (1978). Plasma fluctuations in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 83(A3), 1027. <https://doi.org/10.1029/JA083iA03p01027>
- Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., Hunsaker, F., Keller, J., Lobell, J., et al. (1995). SWE, a comprehensive plasma instrument for the WIND spacecraft. *Space Science Reviews*, 71(1–4), 55–77. <https://doi.org/10.1007/BF00751326>
- Oppenheim, A. V., Schaffer, R. W. & Buck, J. R. (1999). Discrete-time signal processing, Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey 07458.

- Pallochia, G., Samsonov, A. A., Bavassano Cattaneo, M. B., Marcucci, M. F., Rème, H., Carr, C. M., & Cao, J. B. (2010). Interplanetary shock transmitted into the Earth's magnetosheath: Cluster and Double Star observations. *Annales Geophysicae*, 28(5), 1141–1156.
<https://doi.org/10.5194/angeo-28-1141-2010>
- Parker, E. N. (1965). Superthermal Hydromagnetic Waves. *Astrophysical Journal*, 142, 1086.
<https://doi.org/10.1086/148379>
- Paschmann, G. (1986). The Magnetopause for Large Magnetic Shear: AMPTE/IRM Observations. *Space Physics*, 91(A10), 11099–11115. <https://doi.org/10.1029/JA091iA10p11099>
- Paschmann, G., Baumjohann, W., Sckopke, N., Phan, T.-D., & Lühr, H. (1993). Structure of the dayside magnetopause for low magnetic shear. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A8), 13409–13422. <https://doi.org/10.1029/93JA00646>
- Petrinec, S. M., & Russell, C. T. (1996). Near-Earth magnetotail shape and size as determined from the magnetopause flaring angle. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A1), 137–152.
<https://doi.org/10.1029/95JA02834>
- Petrinec, S. P., Song, P., & Russell, C. T. (1991). Solar cycle variations in the size and shape of the magnetopause. *Journal of Geophysical Research*, 96(A5), 7893.
<https://doi.org/10.1029/90JA02566>
- Phan, T.-D., Paschmann, G., Baumjohann, W., Sckopke, N., & Lühr, H. (1994). The magnetosheath region adjacent to the dayside magnetopause: AMPTE/IRM observations. *Journal of Geophysical Research*, 99(A1), 121. <https://doi.org/10.1029/93JA02444>
- Phan, T. D., & Paschmann, G. (1996). Low-latitude dayside magnetopause and boundary layer for high magnetic shear: 1. Structure and motion. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A4), 7801–7815. <https://doi.org/10.1029/95JA03752>
- Pilipenko, V. A., Fedorov, E. N., Engebretson, M. J., Papitashvili, V. O., & Watermann, J. F. (2000). Poleward progressing quasiperiodic disturbances at cusp latitudes: The role of wave processes. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A12), 27569–27587.
<https://doi.org/10.1029/2000JA900076>
- Pitňa, A., Šafránková, J., Němeček, Z., Goncharov, O., Němec, F., Přeck, L., et al. (2016). Density fluctuations upstream and downstream of interplanetary shocks. *The Astrophysical Journal*, 819(1), 41. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/819/1/41>
- Podesta, J. J., & Borovsky, J. E. (2010). Scale invariance of normalized cross-helicity throughout the inertial range of solar wind turbulence. *Physics of Plasmas*, 17(11), 112905.
<https://doi.org/10.1063/1.3505092>
- Podesta, J. J., Roberts, D. A., & Goldstein, M. L. (2006). Power spectrum of small-scale turbulent velocity fluctuations in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 111(A10), A10109.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011834>
- Podesta, J. J., Roberts, D. A., & Goldstein, M. L. (2007). Spectral Exponents of Kinetic and Magnetic Energy Spectra in Solar Wind Turbulence. *The Astrophysical Journal*, 664(1), 543–548.
<https://doi.org/10.1086/519211>
- Pudovkin, M. I., Zaitseva, S. A., Lebedeva, V. V., Samsonov, A. A., Besser, B. P., Meister, C.-V., & Baumjohann, W. (2002). MHD-modelling of the magnetosheath. *Planetary and Space Science*, 50(5–6), 473–488. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00027-2](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00027-2)
- Pulinets, M. S., Antonova, E. E., Riazantseva, M. O., Znatkova, S. S., & Kirpichev, I. P. (2014). Comparison of the magnetic field before the subsolar magnetopause with the magnetic field in the solar wind before the bow shock. *Advances in Space Research*, 54(4), 604–616.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.04.023>

- Rakhmanova, L., Riazantseva, M., Zastenker, G., & Verigin, M. (2018). Kinetic-Scale Ion Flux Fluctuations Behind the Quasi-Parallel and Quasi-Perpendicular Bow Shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *123*(7), 5300–5314. <https://doi.org/10.1029/2018JA025179>
- Retinò, A., Sundkvist, D., Vaivads, A., Mozer, F., André, M., & Owen, C. J. (2007). In situ evidence of magnetic reconnection in turbulent plasma. *Nature Physics*, *3*(4), 235–238. <https://doi.org/10.1038/nphys574>
- Rezeau, L., Belmont, G., Cornilleau-Wehrlin, N., Reberac, F., & Briand, C. (1999). Spectral Law and Polarization Properties of the Low-Frequency Waves at the Magnetopause. *Geophysical Research Letters*, *26*(6), 651–654. <https://doi.org/10.1029/1999GL900060>
- Riazantseva, M., Budaev, V., Rakhmanova, L., Zastenker, G., Yermolaev, Y., Lodkina, I., et al. (2017). Variety of shapes of solar wind ion flux spectra: Spektr-R measurements. *Journal of Plasma Physics*, *83*(04), 705830401. <https://doi.org/10.1017/S0022377817000502>
- Riazantseva, M. O., Budaev, V. P., Zelenyi, L. M., Zastenker, G. N., Pavlos, G. P., Safrankova, J., et al. (2015). Dynamic properties of small-scale solar wind plasma fluctuations. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *373*(2041), 20140146–20140146. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0146>
- Riazantseva, M. O., Budaev, V. P., Rakhmanova, L. S., Zastenker, G. N., Šafránková, J., Němeček, Z., & Přeč, L. (2016). Comparison of properties of small-scale ion flux fluctuations in the flank magnetosheath and in the solar wind. *Advances in Space Research*, *58*(2), 166–174. <https://doi.org/10.1016/J.ASR.2015.12.022>
- Rodriguez, P. (1985). Magnetosheath whistler turbulence. *Journal of Geophysical Research*, *90*(A7), 6337. <https://doi.org/10.1029/JA090iA07p06337>
- Roelof, E. C., & Sibeck, D. G. (1993). Magnetopause Shape as a Bivariate Function of Interplanetary Magnetic Field B_z and Solar Wind Dynamic Pressure. *Journal of Geophysical Research*, *98*(A12), 21421–21450. <https://doi.org/10.1029/93JA02362>
- Šafránková, J., Němeček, Z., Dušík, Š., Přeč, L., Sibeck, D. G., & Borodkova, N. N. (2002). The magnetopause shape and location: a comparison of the Interball and Geotail observations with models. *Annales Geophysicae*, *20*(3), 301–309. <https://doi.org/10.5194/angeo-20-301-2002>
- Šafránková, J., Hayosh, M., Gutynska, O., Němeček, Z., & Přeč, L. (2009). Reliability of prediction of the magnetosheath B_z component from interplanetary magnetic field observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *114*(A12), n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2009JA014552>
- Šafránková, J., Němeček, Z., Přeč, L., Zastenker, G., Čermák, I., Chesalin, L., et al. (2013). Fast Solar Wind Monitor (BSW): Description and First Results. *Space Science Reviews*, *175*(1–4), 165–182. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4>
- Šafránková, J., Němeček, Z., Němec, F., Přeč, L., Pitňa, A., Chen, C. H. K., & Zastenker, G. N. (2015). Solar wind density spectra around the ion spectral break. *The Astrophysical Journal*, *803*(2), 107. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/803/2/107>
- Šafránková, J., Němeček, Z., Němec, F., Přeč, L., Chen, C. H. K., & Zastenker, G. N. (2016). Power spectral density of fluctuations of bulk and thermal speeds in the solar wind. *The Astrophysical Journal*, *825*(2), 121. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/2/121>
- Sahraoui, F., Pinçon, J. L., Belmont, G., Rezeau, L., Cornilleau-Wehrlin, N., Robert, P., et al. (2003). ULF wave identification in the magnetosheath: The k-filtering technique applied to Cluster II data. *Journal of Geophysical Research*, *108*(A9), 1335. <https://doi.org/10.1029/2002JA009587>
- Sahraoui, F., Belmont, G., Rezeau, L., Cornilleau-Wehrlin, N., Pinçon, J. L., & Balogh, A. (2006). Anisotropic Turbulent Spectra in the Terrestrial Magnetosheath as Seen by the Cluster Spacecraft.

- Physical Review Letters*, 96(7), 075002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.075002>
- Salem, C. S., Howes, G. G., Sundkvist, D., Bale, S. D., Chaston, C. C., Chen, C. H. K., & Mozer, F. S. (2012). Identification of kinetic alfvén wave turbulence in the solar wind. *Astrophysical Journal Letters*, 745(1). <https://doi.org/10.1088/2041-8205/745/1/L9>
- Samsonov, A. A., & Pudovkin, M. I. (2000). Application of the bounded anisotropy model for the dayside magnetosheath. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A6), 12859–12867. <https://doi.org/10.1029/2000JA900009>
- Samsonov, A. A., Pudovkin, M. I., Gary, S. P., & Hubert, D. (2001). Anisotropic MHD model of the dayside magnetosheath downstream of the oblique bow shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A10), 21689–21699. <https://doi.org/10.1029/2000JA900150>
- Samsonov, A. A., Alexandrova, O., Lacombe, C., Maksimovic, M., & Gary, S. P. (2007). Proton temperature anisotropy in the magnetosheath: comparison of 3-D MHD modelling with Cluster data. *Annales Geophysicae*, 25(5), 1157–1173. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-1157-2007>
- Samsonov, A. A., Němeček, Z., Šafránková, J., & Jelínek, K. (2012). Why does the subsolar magnetopause move sunward for radial interplanetary magnetic field? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(A5). <https://doi.org/10.1029/2011JA017429>
- Savin, S., Amata, E., Zelenyi, L., Lutsenko, V., Safrankova, J., Nemecek, Z., et al. (2012). Super fast plasma streams as drivers of transient and anomalous magnetospheric dynamics. *Annales Geophysicae*, 30, 1–7. <https://doi.org/10.5194/angeo-30-1-2012>
- Savin, S., Amata, E., Budaev, V., Zelenyi, L., Kronberg, E. A., Buechner, J., et al. (2014). On nonlinear cascades and resonances in the outer magnetosphere. *JETP Letters*, 99(1), 16–21. <https://doi.org/10.1134/S002136401401010X>
- Schekochihin, A. A., Cowley, S. C., Dorland, W., Hammett, G. W., Howes, G. G., Quataert, E., & Tatsuno, T. (2009). Astrophysical gyrokinetics: kinetic and fluid turbulent cascades in magnetized weakly collisional plasmas. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182(1), 310–377. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/310>
- Schwartz, S. J., Burgess, D., & Moses, J. J. (1996). Low-frequency waves in the Earth's magnetosheath: present status. *Annales Geophysicae*, 14(11), 1134–1150. <https://doi.org/10.1007/s00585-996-1134-z>
- Sergeev, V., Stepanov, N., Ogawa, Y., Käki, S., & Kauristie, K. (2018). Solar wind dependence of electric conductances and currents in the auroral zone. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 177, 38–45. <https://doi.org/10.1016/J.JASTP.2017.07.006>
- Sergeev, V. A., Dmitrieva, N. P., Stepanov, N. A., Sormakov, D. A., Angelopoulos, V., & Runov, A. V. (2015). On the plasma sheet dependence on solar wind and substorms and its role in magnetosphere-ionosphere coupling. *Earth, Planets and Space*, 67(1), 133. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0296-x>
- Shevyrev, N. N., & Zastenker, G. N. (2005). Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shocks. *Planetary and Space Science*, 53(1–3), 95–102. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.033>
- Shevyrev, N. N., Zastenker, G. N., Nozdrachev, M. N., Němeček, Z., Šafránková, J., & Richardson, J. D. (2003). High and low frequency large amplitude variations of plasma and magnetic field in the magnetosheath: Radial profile and some features. *Advances in Space Research*, 31(5), 1389–1394. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00008-5](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00008-5)
- Shevyrev, N. N., Zastenker, G. N., Eiges, P. E., & Richardson, J. D. (2006). Low frequency waves observed by Interball-1 in foreshock and magnetosheath. *Advances in Space Research*, 37(8), 1516–1521. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.07.072>

- Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., & Singer, H. J. (1997). A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *102*(A5), 9497–9511. <https://doi.org/10.1029/97JA00196>
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., et al. (1998). Magnetopause location under extreme solar wind conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *103*(A8), 17691–17700. <https://doi.org/10.1029/98JA01103>
- Shue, J.-H., Russell, C. T., & Song, P. (2000). Shape of the low-latitude magnetopause: Comparison of models. *Advances in Space Research*, *25*(7–8), 1471–1484. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(99\)00658-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)00658-4)
- Sibeck, D. G., & Angelopoulos, V. (2008). THEMIS Science Objectives and Mission Phases. *Space Science Reviews*, *141*(1–4), 35–59. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9393-5>
- Sibeck, D. G., & Gosling, J. T. (1996). Magnetosheath density fluctuations and magnetopause motion. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *101*(A1), 31–40. <https://doi.org/10.1029/95JA03141>
- Sibeck, D. G., Lopez, R. E., & Roelof, E. C. (1991). Solar wind control of the magnetopause shape, location, and motion. *Journal of Geophysical Research*, *96*(A4), 5489. <https://doi.org/10.1029/90JA02464>
- Smith, C. W., Hamilton, K., Vasquez, B. J., & Leamon, R. J. (2006). Dependence of the Dissipation Range Spectrum of Interplanetary Magnetic Fluctuations on the Rate of Energy Cascade. *The Astrophysical Journal*, *645*(1), L85–L88. <https://doi.org/10.1086/506151>
- Sonett, C., & Abrams, I. (1963). The distant geomagnetic field: 3. Disorder and shocks in the magnetopause. *Journal of Geophysical Research*, *68*, 1233–1263. <https://doi.org/10.1029/JZ068i005p01233>
- Song, P., & Russell, C. T. (1997). What do we really know about the magnetosheath? *Advances in Space Research*, *20*(4–5), 747–765. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00466-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00466-3)
- Song, P., & Russell, C. T. (2002). Flow in the magnetosheath: the legacy of John Spreiter. *Planetary and Space Science*, *50*(5–6), 447–460. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00025-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00025-9)
- Song, P., Russell, C. T., Gosling, J. T., Thomsen, M., & Elphic, R. C. (1990). Observations of the density profile in the magnetosheath near the stagnation streamline. *Geophysical Research Letters*, *17*(11), 2035–2038. <https://doi.org/10.1029/GL017i011p02035>
- Song, P., Russell, C. T., & Thomsen, M. F. (1992). Slow mode transition in the frontside magnetosheath. *Journal of Geophysical Research*, *97*(A6), 8295. <https://doi.org/10.1029/92JA00381>
- Southwood, D. J., & Kivelson, M. G. (1995). Magnetosheath flow near the subsolar magnetopause: Zwan-Wolf and Southwood-Kivelson theories reconciled. *Geophysical Research Letters*, *22*(23), 3275–3278. <https://doi.org/10.1029/95GL03131>
- Spreiter, J. R., & Stahara, S. S. (1980). A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interactions. *Journal of Geophysical Research*, *85*, 6769–6777. <https://doi.org/10.1029/JA085iA12p06769>
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., & Alksne, A. Y. (1966). Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planetary and Space Science*, *14*(3), 223–253. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(66\)90124-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(66)90124-3)
- Sridhar, S., & Goldreich, P. (1994). Toward a theory of interstellar turbulence. 1: Weak Alfvénic turbulence. *The Astrophysical Journal*, *432*, 612. <https://doi.org/10.1086/174600>

- Sundkvist, D., Krasnoselskikh, V., Shukla, P. K., Vaivads, A., André, M., Buchert, S., & Rème, H. (2005). In situ multi-satellite detection of coherent vortices as a manifestation of Alfvénic turbulence. *Nature*, *436*(7052), 825–828. <https://doi.org/10.1038/nature03931>
- Tóth, G., Sokolov, I. V., Gombosi, T. I., Chesney, D. R., Clauer, C. R., De Zeeuw, D. L., et al. (2005). Space Weather Modeling Framework: A new tool for the space science community. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *110*(A12). <https://doi.org/10.1029/2005JA011126>
- Unti, T. W. J., Neugebauer, M., & Goldstein, B. E. (1973). Direct Measurements of Solar-Wind Fluctuations Between 0.0048 and 13.3 HZ. *The Astrophysical Journal*, *180*, 591. <https://doi.org/10.1086/151987>
- Vafin, S., Riazantseva, M., & Yoon, P. H. (2017). Kinetic Features in the Ion Flux Spectrum. *Astrophysical Journal*, *850*(78). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9519>
- Vaisberg, O. L., Smirnov, V. N. (1995) Further analysis of non-linear density fluctuations in the foot of quasi-perpendicular shock, *Advances in Space Research*, *15*(8/9), 297-310.
- Vaisberg, O. L., Shuvalov, S. D., Shestakov, A. Y., & Golubeva, Y. M. (2016). Origin of the backstreaming ions in a young Hot Flow Anomaly. *Planetary and Space Science*, *131*, 102–110. <https://doi.org/10.1016/J.PSS.2016.08.003>
- Verigin, M., Slavin, J., Szabo, A., Gombosi, T., Kotova, G., Plochova, O., et al. (2003). Planetary bow shocks: Gasdynamic analytic approach. *Journal of Geophysical Research*, *108*(A8), 1323. <https://doi.org/10.1029/2002JA009711>
- Verigin, M. I., Kotova, G. A., Slavin, J., Szabo, A., Kessel, M., Safrankova, J., et al. (2001). Analysis of the 3-D shape of the terrestrial bow shock by interball/magion 4 observations. *Advances in Space Research*, *28*(6), 857–862. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00502-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00502-6)
- Verigin, M. I., Tátrallyay, M., Erdős, G., & Kotova, G. A. (2006). Magnetosheath – Interplanetary medium reference frame: Application for a statistical study of mirror type waves in the terrestrial plasma environment. *Advances in Space Research*, *37*(3), 515–521. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.03.042>
- Welch, P. D. (1967). The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Trans. Audio & Electroacoust*, *15*, 70–73.
- Wicks, R. T., Horbury, T. S., Chen, C. H. K., & Schekochihin, A. A. (2010). Power and spectral index anisotropy of the entire inertial range of turbulence in the fast solar wind. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *407*(1), L31–L35. <https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2010.00898.x>
- Wu, C. C. (1992). MHD flow past an obstacle: Large-scale flow in the magnetosheath. *Geophysical Research Letters*, *19*(2), 87–90. <https://doi.org/10.1029/91GL03007>
- Yagova, N., Pilipenko, V., Watermann, J., & Yumoto, K. (2007). Control of high latitude geomagnetic fluctuations by interplanetary parameters: The role of suprathermal ions. *Annales Geophysicae*. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-1037-2007>
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., & Yermolaev, M. Y. (2010). Specific interplanetary conditions for CIR-, Sheath-, and ICME-induced geomagnetic storms obtained by double superposed epoch analysis. *Annales Geophysicae*, *28*(12), 2177–2186. <https://doi.org/10.5194/angeo-28-2177-2010>
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., & Yermolaev, M. Y. (2012). Geoeffectiveness and efficiency of CIR, Sheath and ICME in generation of magnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, *117*(A00L07). <https://doi.org/10.1029/2011JA017139>
- Yermolaev, Y. I., Lodkina, I. G., Nikolaeva, N. S., & Yermolaev, M. Y. (2015). Dynamics of large-

- scale solar-wind streams obtained by the double superposed epoch analysis. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(9), 7094–7106. <https://doi.org/10.1002/2015JA021274>
- Zank, G. P., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. (1996). Evolution of turbulent magnetic fluctuation power with heliospheric distance. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A8), 17093–17107. <https://doi.org/10.1029/96JA01275>
- Zank, G. P., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., & Oughton, S. (1999). Heating of the solar wind beyond 1 AU by turbulent dissipation. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 471, pp. 523–526). AIP. <https://doi.org/10.1063/1.58689>
- Zastenker, G. N., Dalin, P. A., Paularena, K. I., Richardson, J. D., & Dashevskiy, F. (2000). Solar wind correlation features obtained from a multi-spacecraft study. *Advances in Space Research*, 26(1), 71–76. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(99\)01028-5](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)01028-5)
- Zastenker, G. N., Nozdrachev, M. N., Němeček, Z., Šafránková, J., Paularena, K. I., Richardson, J. D., et al. (2002). Multispacecraft measurements of plasma and magnetic field variations in the magnetosheath: Comparison with Spreiter models and motion of the structures. *Planetary and Space Science*, 50(5–6), 601–612. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00039-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00039-9)
- Zelenyi, L., Artemyev, A., & Petrukovich, A. (2015). Properties of Magnetic Field Fluctuations in the Earth's Magnetotail and Implications for the General Problem of Structure Formation in Hot Plasmas. *Space Science Reviews*, 188(1–4), 287–310. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0037-7>
- Zelenyi, L.M., Milovanov, A.V. (2004) Fractal topology and strange kinetics: from percolation theory to problems in cosmic electrodynamics. *Physics Uspekhi*, 47, 749–788. <https://doi.org/10.1070/PU2004v047n08ABEH001705>
- Zhang, X. X., Song, P., Stahara, S. S., Spreiter, J. R., Russell, C. T., & Le, G. (1996). Large scale structures in the magnetosheath: Exogenous or endogenous in origin? *Geophysical Research Letters*, 23(1), 105–108. <https://doi.org/10.1029/95GL03503>
- Zhuravleva, I., Churazov, E., Schekochihin, A. A., Allen, S. W., Arévalo, P., Fabian, A. C., et al. (2014). Turbulent heating in galaxy clusters brightest in X-rays. *Nature*, 515, 85–87. <https://doi.org/10.1038/nature13830>
- Zolotukhina, N., Pilipenko, V., Engebretson, M. J., & Rodger, A. S. (2007). Response of the inner and outer magnetosphere to solar wind density fluctuations during the recovery phase of a moderate magnetic storm. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.02.011>
- Zwan, B. J., & Wolf, R. A. (1976). Depletion of solar wind plasma near a planetary boundary. *Journal of Geophysical Research*, 81(10), 1636–1648. <https://doi.org/10.1029/JA081i010p01636>