

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Дмитриев Алексей Владимирович

**Аномальные явления в области взаимодействия  
солнечного ветра с дневной магнитосферой  
Земли на низких широтах**

Специальность: 1.3.1. Физика космоса, астрономия

**ДИССЕРТАЦИЯ**  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2025

# Оглавление

<b>Введение</b>	5
<b>Глава 1. Методика диагностики и анализа динамики области взаимодействия</b>	25
1.1. Определение области взаимодействия и баланс давлений на магнитопаузе	25
1.2. Экспериментальные данные и методика их обработки	36
1.3. Идентификация границ и слоев в области взаимодействия	41
1.4. Выводы к первой главе	56
<b>Глава 2. Геометрия магнитопаузы и баланс давлений во время сильных магнитных бурь</b>	58
2.1. Обзор литературы	58
2.2. Экспериментальные данные по ГПМ	68
2.3. Насыщение воздействия ММП $B_z$	74
2.4. Асимметрия магнитосферы утро-вечер	88
2.5. Качественная модель ГПМ	109
2.6. Выводы ко второй главе	121
<b>Глава 3. Прикладные аспекты исследования динамики магнитопаузы во время геомагнитных бурь</b>	125

3.1. Моделирование возрастных потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите с учетом их потерь через магнитопаузу	126
3.2. Эллиптическая модель обрезания СКЛ в полярной шапке	140
3.3 Выводы к третьей главе	177
<b>Глава 4. Изменения баланса давлений в дневном магнитослое и на магнитопаузе при невозмущенных межпланетных условиях</b>	<b>179</b>
4.1. Обзор литературы	179
4.2. Крупномасштабные сверхэнергичные плазменные струи (джеты) в магнитослое	189
4.3. Аномальное расширение магнитопаузы при квазирадиальном ММП	227
4.4. Выводы к четвертой главе	243
<b>Глава 5. Прикладные аспекты локальных возмущений в области взаимодействия</b>	<b>246</b>
5.1. Обзор литературы	246
5.2. Сверхэнергичные плазменные струи в магнитослое как фактор магнитосферно-ионосферных связей	246
5.3. Механизм генерации Pc1 пульсаций и ЭМИЦ волн при спокойных межпланетных условиях	281
5.4. Выводы к пятой главе	302

<b>Заключение</b>	304
<b>Благодарности</b>	312
<b>Список сокращений и условных обозначений</b>	313
<b>Список литературы</b>	314
<b>Приложение А. Программный код качественной модели геосинхронных пересечений магнитопаузы</b>	343
<b>Приложение Б. Программный код эллиптической модели границы проникновения СКЛ в полярную шапку</b>	345



## Введение

### **Актуальность темы исследования и степень ее разработанности**

К концу XX века сформировались базовые представления о структуре магнитосферы и солнечно-земных связях. Большой объем экспериментальных данных, накопленных за 40 лет космической эры, позволил сформировать четкое понимание области взаимодействия солнечного ветра с дневной магнитосферой и ее пограничных областей. Область взаимодействия включает в себя магнитопаузу, магнитослой, головную ударную волну и область форшока [Spreiter et al., 1966; Spreiter and Alksne, 1969; Haerendel & Paschmann, 1975; Fairfield et al., 1990].

Внешняя граница магнитосферы, магнитопауза, контролируется динамическим давлением солнечного ветра ( $P_d$ ) и северо-южной  $B_z$  компонентой межпланетного магнитного поля (ММП). Головная ударная волна (ГУВ) формируется перед магнитопаузой вследствие того, что скорость солнечного ветра выше магнитозвуковой скорости, и контролируется звуковым и альфвеновским числами Маха. Между ГУВ и магнитопаузой формируется область магнитослоя, где поток плазмы солнечного ветра тормозится и обтекает магнитосферу. Перед сектором ГУВ, где вектор ММП квазипараллелен нормали к ГУВ, образуется форшок, область солнечного ветра турбулизованного ускорением частиц и повышенной волновой активностью.

В 90-е годы был разработан целый ряд эмпирических моделей для описания области взаимодействия [см. обзоры A7; A27], а также глобального магнитосферного магнитного поля и токов [Tsyganenko, 1996, Alexeev et al., 1996]. Начали бурно развиваться комплексные глобальные модели магнитосферы и пограничных областей, объединяющие приближение магнитной гидродинамики (МГД) с эмпирическими моделями, такие как глобальные модели NASA/CCMC [<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/>].

В то же самое время, бурное развитие микроэлектронных технологий привело к использованию элементов высокой степени интеграции, обладающих меньшей

устойчивостью к космической радиации и надтепловой плазме, что вызывает сбои в работе бортовой аппаратуры космических аппаратов (КА) и даже потери спутников. Это стало одной из причин развития нового направления в физике солнечно-земных связей, космической погоды. Новое междисциплинарное направление объединило исследователей из различных областей геофизики, космофизики и физики Солнца по всему миру, в том числе и в России [А8]. Исследования негативных эффектов космической погоды убедительно показали, что существовавшие на тот момент представления и модели не соответствуют требованиям безопасности космических миссий [Гальперин и др., 2001]. Серьезные проблемы возникали на геостационарных спутниках, которые во время магнитных бурь внезапно пересекали магнитопаузу, и оказывались в магнитослое. Геостационарные и высокоапогейные КА также подвергались воздействию интенсивных потоков энергичных и релятивистских заряженных частиц радиационного пояса Земли (РПЗ) и солнечных космических лучей (СКЛ), вызывающих сбои в работе электроники и сильные электрические разряды на спутниках [Paul Cannon, FREng, 2013]. Вследствие этого потребовалось совершенствовать существующие модели магнитосферы и области взаимодействия в применении к сильным геомагнитным возмущениям.

Для всестороннего исследования проблем солнечно-земных связей в 1990-х годах были запущены высокоапогейные КА Geotail, Interball, Cluster, а также межпланетные мониторы Wind, SOHO и ACE, которые дали огромное количество экспериментальной информации об условиях в межпланетной среде и соответствующих им процессах в магнитосфере Земли. В результате было обнаружено множество новых и, порой, необъяснимых явлений в магнитосфере и в области взаимодействия ее с солнечным ветром.

В частности, было показано, что во время магнитных бурь магнитопауза перестает реагировать на рост отрицательной  $B_z$ -компоненты, когда она превышает некоторый порог около  $-20$  нТ, т.н. эффект насыщения воздействия  $B_z$  [Кузнецов и Суворова, 1997; А4]. Кроме того, было обнаружено, что пересечения магнитопаузой геостационарной орбиты в предполуденном секторе наблюдались

чаще и при меньших давлениях солнечного ветра, чем пересечения в послеполуденном секторе, т.н. эффект асимметрии утро-вечер. Данный эффект отличается от известной асимметрии магнитопаузы и развития на ней неустойчивости Кельвина-Гельмгольца при слабозмущенных условиях, которая определяется ориентацией ММП вдоль Паркеровской спирали [Mishin, 1981; 2005]. Он также отличается от асимметрии ионосферной конвекции в области высоких широт, которая контролируется  $V_y$  компонентой ММП и противоположна в северном и южном полушариях [Cowley & Lockwood, 1992].

При невозмущенных условиях было обнаружено несколько очень удаленных пересечений магнитопаузы, которые находились на 20% дальше модельных предсказаний [Merka et al., 2003]. Эти пересечения были связаны с квазирадиальной ориентацией ММП, когда доминирует  $V_x$  компонента, и объяснялись сильными вариациями плотности солнечного ветра в области подсолнечного форшока. На фланге магнитослоя были обнаружены аномальные сверхэнергичные транзиентные потоки плазмы, интенсивность которых в несколько раз превосходила поток солнечного ветра [Nemechek et al., 1998]. Эти структуры также были приписаны к возмущающему воздействию форшока. Некоторые теоретические работы уже тогда предсказывали формирование сверхэнергичных структур в магнитослое и описывали их возможное взаимодействие с магнитопаузой [Mishin, 1993; Lin et al., 1996].

Обнаруженные явления на магнитопаузе и в магнитослое не вписывались в существующие тогда представления. Более того, некоторые из них формально нарушали фундаментальные законы сохранения энергии-импульса. Однако в то время всесторонний анализ и физическая интерпретация этих явлений были невозможны вследствие сильной ограниченности экспериментальных данных и малой статистики событий. Более того, для их объяснения требовалось применение кинетического подхода, что было затруднительно в условиях ограниченности пространственного и временного разрешения космических экспериментов.

В 2000-е годы быстро накапливались данные с геостационарных спутников и с высокоапогейных КА Cluster и THEMIS, которые измеряли плазму и магнитные поля в области взаимодействия с очень высоким временным и пространственным разрешением. Главным отличительным достоинством миссии THEMIS являлось расположение пяти спутников практически вдоль одной радиальной линии, по принципу жемчужного ожерелья. Такая конфигурация впервые обеспечила возможность проведения одновременных измерений в магнитослое, магнитосфере и/или в межпланетной среде, что позволяло анализировать процессы непосредственно в ключевой цепи взаимодействий солнечный ветер – магнитослой - магнитосфера.

Огромный массив новых экспериментальных данных требовал развития новых подходов для их обработки и анализа. Возникла необходимость в совершенствовании методик по идентификации пограничных областей и статистическому анализу пересечений их границ космическими аппаратами. Кроме того, появилась возможность более достоверного определения условий в межпланетной среде на основе данных, полученных одновременно с нескольких мониторов. Это позволило провести принципиально новый более глубокий научный анализ обнаруженных ранее явлений, определить их физическую природу, усовершенствовать существующие модели взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой и уточнить его воздействие на динамику околоземной радиации.

В последние годы появились свидетельства о необычных явлениях в динамике солнечной активности, условиях в межпланетной среде и в геомагнитном поле в течение 24-го цикла солнечной активности. В частности, показано существенное уменьшение средней напряженности ММП и плотности солнечного ветра [Ermolaev et al., 2022]. В магнитном поле Земли обнаружены значительные аномалии на высоких широтах в диапазоне долгот Сибири [Gvishiani et al., 2014], а именно, наземные магнитные станции регистрируют магнитное поле, существенно отличающееся от предсказаний стандартной модели IGRF-12. Налицо явные указания значительных изменений в условиях формирования

магнитосферы. Это требует четкого определения точности и диапазона применимости существующих моделей с целью их верификации и модификации для новых условий в цепи солнечно-земных связей.

Таким образом, исследование области взаимодействия магнитосферы с солнечным ветром остается чрезвычайно актуальной задачей. Представленные в диссертации результаты являются одним из предметов верификации и более глубокого анализа для будущих космических миссий, основанных на передовых технологиях дистанционного зондирования магнитосферы, таких как проекты SMILE [Jorgensen et al., 2019] и STORM [Sibeck et al., 2023]. Новые эксперименты предназначены для решения одной из важнейших проблем солнечно-земных связей: получить одновременно локальные характеристики межпланетной среды и соответствующую им глобальную картину динамики магнитосферы и ее взаимодействия с солнечным ветром.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

В настоящей диссертации представлены результаты комплексного анализа современных данных о плазме, магнитных полях и потоках энергичных частиц, полученных различными КА в области магнитопаузы, магнитослоя и ГУВ за последние 25 лет. Сравнение полученных результатов с существующими моделями позволило обнаружить целый ряд аномальных и новых явлений в области взаимодействия, глубже понять природу динамики магнитосферы при ее взаимодействии с солнечным ветром и уточнить существующие модели.

Основной целью диссертационной работы является исследование аномалий в геометрии и динамике области взаимодействия дневной магнитосферы Земли с солнечным ветром на основе оригинальной комплексной методики анализа современных экспериментальных данных, полученных на различных КА, а также на мировой сети наземных станций.

Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Сбор комплексного массива экспериментальных данных с нескольких КА по наблюдению условий в межпланетной среде, в магнитосфере Земли, а также наземных магнитных и ионосферных измерений за два последних солнечных цикла в период с 1997 по 2019гг.

2. Разработка оригинальной методики комплексного анализа разнородных данных с целью верификации их достоверности, вычисления ключевых физических параметров космической среды, определения структуры области взаимодействия и сравнения экспериментальных результатов с существующими моделями.
3. Определение геометрии и динамики дневной магнитопаузы во время сильных геомагнитных бурь, вызванных воздействием на магнитосферу быстрого солнечного ветра и сильного ММП южной направленности.
4. Моделирование влияния динамики магнитосферы и магнитопаузы на космическую радиацию: потоки релятивистских электронов во внешнем РПЗ и проникновение СКЛ в полярные шапки Земли.
5. Исследование аномального расширения магнитосферы при квазирadiaльной ориентации ММП.
6. Всесторонний анализ сверхэнергичных плазменных струй в магнитослое: их свойства, происхождение, воздействие на магнитопаузу, геофизические эффекты в магнитосфере и ионосфере.

#### **Объект и предмет исследования**

Объектом данного исследования является природа солнечно-земных связей, т.е. механизмы воздействия солнечной радиации и солнечного ветра на магнитосферу, ионосферу и атмосферу Земли. К наиболее важным явлениям в этой области относятся возрастания потоков солнечных космических лучей и геомагнитные бури, которые являются следствием солнечных вспышек и выбросов корональных масс. Существующие экспериментальные методы и модели не всегда способны адекватно диагностировать возмущения от Солнца и предсказывать их воздействие на магнитосферу. С другой стороны, при спокойных условиях был обнаружен целый ряд необъяснимых явлений в фоновой динамике магнитосферы и ионосферы, в частности, сильное расширение магнитосферы, магнитные вариации, связанные с импульсами давления, высыпания энергичных частиц на высоких широтах. Некоторые из них связывают

с неоднородностями в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле, другие пытаются объяснить внутримангнитосферными источниками.

Предметом данного исследования является область взаимодействия дневной магнитосферы с солнечным ветром, которая непосредственно участвует в переносе возмущений от Солнца, транспорте энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли и трансформации энергии солнечного ветра в энергию магнитосферных процессов. Исследование области взаимодействия и ее составных частей, таких как магнитопауза, магнитослой, головная ударная волна и форшок, позволяет подойти к определению ключевых физических параметров, описывающих состояние и динамику этих составных частей в связи с изменением условий в межпланетной среде. С этой целью в настоящей работе развиты новые методики, включающие существующие представления и модели, которые позволяют находить и эффективно анализировать новые и аномальные явления в комплексной цепи солнечно-земных связей.

### **Научная новизна**

Основные результаты диссертационной работы заключаются в обнаружении и объяснении новых режимов энергетического баланса в области взаимодействия солнечного ветра с дневной магнитосферой и их геофизические эффекты. А именно, получены следующие новые результаты:

1. Разработан оригинальный комплекс программного обеспечения с визуальным представлением разнородных данных, включая космофизические эксперименты, наземные станции и модельное представление области взаимодействия, для всестороннего анализа, как отдельных событий, так и их статистики.
2. Впервые проведен детальный анализ геометрии магнитопаузы в области геостационарной орбиты при больших отрицательных значениях  $V_z$  компоненты ММП, который позволил обнаружить (а) статистически значимое доказательство расширения магнитосферы в послеполуночном секторе по сравнению с предполуночным и (б) формирование на поверхности магнитопаузы углубления, вытянутого вдоль экватора, так называемого, экваториального желоба.

3. Доказан эффект насыщения воздействия ММП  $V_z$  на положение дневной магнитопаузы, и впервые обнаружена сильная зависимость этого эффекта от текущего уровня магнитной бури.
4. На основе обнаруженных эффектов разработаны новые модели внешней магнитосферы во время геомагнитных бурь: модель магнитопаузы на геостационарной орбите, модель возрастных релятивистских электронов на геостационарной орбите и модель проникновения СКЛ в полярные шапки.
5. Впервые показано аномальное уменьшение плотности энергии в магнитослое и глобальное расширение магнитосферы при квазирадимальной ориентации ММП.
6. Впервые проведен всесторонний анализ большой статистики крупномасштабных, длительностью более 30 сек, сверхэнергичных плазменных струй в магнитослое, плотность энергии которых выше, чем плотность энергии набегающего солнечного ветра. Обнаружено, что они генерируются главным образом при взаимодействии головной ударной волны с межпланетными разрывами.
7. Впервые описаны основные эффекты взаимодействия сверхэнергичных плазменных струй магнитослоя с магнитопаузой, такие как сильная локальная компрессия и прямое проникновение плазмы магнитослоя в магнитосферу.
8. Впервые показано, что локальная компрессия, вызванная геоэффективными сверхэнергичными плазменными струями магнитослоя, вызывает высыпания энергичных частиц из области захвата в атмосферу, что, в свою очередь, приводит к локальной генерации электромагнитных ионно-циклотронных волн и Pc1 пульсаций в магнитосфере, а также возрастанию ионизации нижней ионосферы на высоких широтах.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Результаты анализа аномальных явлений позволили существенно уточнить существующие эмпирические модели взаимодействия магнитосферы с солнечным ветром, такие как: качественная модель пересечения магнитопаузой геосинхронной орбиты, модель возрастных потоков релятивистских электронов РПЗ на геостационарной орбите и модель проникновения СКЛ в полярные шапки,



а также определить ионизационные эффекты РПЗ и СКЛ в высокоширотной атмосфере и ионосфере. Новые данные об аномальных явлениях в магнитосфере при спокойных условиях в солнечном ветре открывают возможность для дальнейшего развития теоретического и модельного представлений фоновой динамики магнитосферы и ионосферы.

### **Методология диссертационного исследования**

Сбор космофизических данных по плазме, магнитному полю и энергичным частицам в межпланетной среде, магнитосфере и ионосфере Земли. Разработка методики автоматического определения пограничных областей магнитосферы по магнитным и плазменным данным. Визуализация и комплексный анализ воздействия межпланетных параметров на динамику области взаимодействия. Идентификация аномальной геометрии и динамики области взаимодействия по сравнению с модельными предсказаниями. Совершенствование моделей возмущающего воздействия межпланетной среды на магнитосферу и ионосферу.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Асимметрия утро-вечер магнитопаузы на главной фазе сильных магнитных бурь обусловлена расширением магнитосферы в послеполуденном и вечернем секторах вследствие сильного асимметричного кольцевого тока с максимумом в послеполуденном секторе.
2. Эффект насыщения влияния отрицательной  $V_z$  компоненты межпланетного магнитного поля на положение дневной магнитопаузы во время сильных магнитных бурь может быть связан с вкладом теплового давления мощного кольцевого тока в баланс давлений на границе дневной магнитосферы аномально малых размеров.
3. Учет эффекта насыщения влияния межпланетного магнитного поля и асимметрии утро-вечер повышает точность моделей магнитопаузы, возрастных релятивистских электронов на геостационарной орбите, а также границ проникновения солнечных космических лучей в полярной шапке во время геомагнитных бурь.

4. Аномальное глобальное расширение магнитопаузы при квазирадиальном межпланетном магнитном поле вызвано существенным падением (более 40%) плотности энергии надтепловой плазмы в магнитослое. Недостаток энергии может быть объяснен кинетическим эффектом ускорения энергичных ионов в подсолнечном фортшоке, уносящих до 40% и более плотности энергии без взаимодействия с магнитопаузой.
5. Крупномасштабные сверхэнергичные плазменные струи в магнитослое длительностью  $>30$  секунд имеют поперечный и продольный пространственные масштабы 1 и 10 земных радиусов, соответственно. Они окружены областью с пониженной плотностью энергии, что приводит к характерной локальной деформации магнитопаузы типа расширение – сжатие – расширение. Такая структура обеспечивает сохранение полной энергии в масштабах всей структуры плазменной струи.
6. Крупномасштабные сверхэнергичные плазменные струи генерируются в магнитослое в двух третьих случаев при взаимодействии межпланетных разрывов с головной ударной волной, остальные генерируются в условиях квазирадиального межпланетного магнитного поля.
7. Условия прямого проникновения плазмы магнитослоя в магнитосферу при воздействии сверхэнергичных плазменных струй на магнитопаузу определяются сочетанием двух механизмов: импульсного проникновения плазмоида через магнитный барьер и конечным ларморовским радиусом ионов плазмоида в магнитной ловушке.
8. Воздействие сверхэнергичных плазменных струй на дневную магнитосферу вызывает ряд геофизических эффектов, таких как высыпание энергичных частиц из области захвата, локальная генерация электромагнитных ионно-циклотронных волн и геомагнитных пульсаций типа «жемчужин» в диапазоне 0.2 - 5 Гц, повышение ионизации верхней атмосферы и интенсификация спорадического слоя E<sub>s</sub> ионосферы на высоких широтах.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Достоверность результатов определяется высокой информативностью космофизических данных, полученных из различных космических и наземных экспериментов. Наличие нескольких КА позволило выполнить кроссвалидацию данных, а также провести фильтрацию сбоев и оценить достоверность экспериментально полученных величин параметров межпланетной среды и магнитосферы. Построенные в итоге эмпирические модели показали хорошую точность при их использовании другими исследователями.

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на международных конференциях и симпозиумах:

1. StatPhys-Taipei-1997 International Workshop, Taipei, Taiwan, 1997
2. International Symposium "Space Plasma Studies by In-Situ and Remote Measurements" Moscow, 1998
3. ESA Workshop on Space Weather, 11-13 November, 1998, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands
4. EGS XXIV General Assembly, 22 April 1999, The Hague, The Netherlands
5. IUGG99 The 22nd General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics The University of Birmingham, UK, 1999
6. 33<sup>rd</sup> Scientific Assembly of COSPAR 16-23 July, 2000
7. IAGA-IASPEI Joint Scientific Assembly, Hanoi, Vietnam, 18-31 August 2001
8. Western Pacific Geophysics Meeting, Wellington, New Zealand, July 9-12, 2002
9. NATO Advanced Research Workshop "Effects of Space Weather on Technology Infrastructure (ESPRIT)", Rhodes, Greece, 25-29 March 2003
10. EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice, France, 7-11 April 2003
11. AGU Chapman Conference on Physics and Modelling of the Inner Magnetosphere, Helsinki, Finland, August 25-29, 2003
12. ISEC2003, Radiation Belt Science, Toulouse, France, September 2-5, 2003
13. 2004 Western Pacific Geophysics Meeting, Honolulu, Hawaii, 16-20 August 2004
14. AOGS2007 Bangkok, Thailand, 30 July - 3 August 2007
15. AGU 2009 Joint Assembly, Toronto, Ontario, Canada, 24-27 May 2009

- 16.The 2nd International Space Weather Symposium, Nanjing, October 17-21, 2009
- 17.2010 Western Pacific Geophysics Meeting, Taipei, Taiwan, 22-25 June 2010
- 18.7th AOGS Annual Meeting, Hyderabad, India, 5-9 July 2010
- 19.Fall AGU Meeting, San-Francisco, USA 13-17 December, 2010
- 20.EGU Meeting, Vienna, Austria, 7-11 April 2011
- 21.AOGS Annual Meeting, Taipei, Taiwan, 8-12 August 2011
- 22.International Space Plasma Symposium (ISPS), Taiwan, 15 – 19 August 2011
- 23.International Living With a Star Workshop, Beijing, 28 August – 2 September 2011
- 24.POLAR2012, IZMIRAN, Troitsk, Russia, 22-26 May 2012
- 25.Geospace Environment Modeling (GEM) Mini-Workshop, San-Francisco, USA,  
December 2, 2012
- 26.Fall AGU Meeting, San-Francisco, USA, 3-7 December, 2012
- 27.Taiwan Geosciences Assembly, Tainan, 13-17 May, 2013
- 28.International Science and Application Conference POLAR 2014, Salehard, Russia,  
13-17 April 2014
- 29.AOGS 11th Annual Meeting Sapporo, Japan 28 July - 01 August 2014
- 30.40th COSPAR Scientific Assembly, Moscow, Russia, 2-10 August 2014
- 31.JpGU-2015 meeting Tokyo, Japan, 23 - 30 May 2015, A. Dmitriev, Recurrent  
ionospheric storms during solar minimum
- 32.AOGS 12th Annual Meeting, Singapore 2 - 7 Aug, 2015
- 33.Taiwan Geosciences Assembly, 16 – 20 May 2016, Taipei, Taiwan
- 34.JpGU-2016, 22 – 26 May, 2016, Tokyo, Japan
- 35.V International Conference "Atmosphere, Ionosphere, Safety" (AIS-2016), 19-25,  
June 2016, Kaliningrad, Russia
- 36.AOGS 13<sup>th</sup> Annual Meeting, 1 – 5 August 2016, Beijing, China
- 37.Second VarSITI General Symposium, 10 - 15 July 2017 Irkutsk, Russia
- 38.JpGU2018, 20 – 24 May 2018, Japan, A.V. Dmitriev, Recurrent ionospheric storms.
- 39.VI International Conference "Atmosphere, Ionosphere, Safety" (AIS-2018), 03 - 09  
June 2018, Kaliningrad, Russia

- 40.12th Russian-Mongolian International Conference on Astronomy and Geophysics, 1 - 5 October 2018, Irkutsk, Russia
- 41.International Workshop Eruptive energy release processes on the Sun and stars: origins and effects, 10 - 12 October 2018, Irkutsk, Russia
- 42.AOGS 16th Annual Meeting, 28 Jul - 2 Aug 2019, Singapore, A. V. Dmitriev, Geosynchronous Magnetopause Crossings in the 24 Solar Cycle
- 43.X Anniversary International Conference, Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors, October 1-5, 2019, Paratunka, Kamchatka, Russia
- 44.XI International Conference Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors, September 22-25, 2020, Paratunka, Kamchatka, Russia
- 45.JpGU-AGU-2021 Virtual Meeting, Tokyo, Japan May 30 - June 1, 2021
- 46.XXVII International Symposium "Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics" Moscow, Russia, July 05-09, 2021
- 47.AOGS Annual Virtual Meeting, Singapore, 1-6 August 2021
- 48.XII International Conference on Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors Paratunka, Russia, September 27 - October 01, 2021
- 49.JPGU Virtual Meeting, May 22 - June 2, 2022, Tokyo, Japan
- 50.Taiwan Geosciences Assembly, Taipei, Taiwan, 7-9 June, 2022
- 51.COSPAR 44th Scientific Assembly, Athens, Greece, 16 - 24 July 2022
- 52.AOGS Annual Virtual Meeting, Australia, 01 to 05 August 2022
- 53.Problems of Geocosmos - 2022 XIV International Conference and School, St. Petersburg, Russia, 3 - 7 October 2022
- 54."Физика плазмы в солнечной системе" ИКИ РАН, Москва, 6-10 фев. 2023 г.
- 55.The 46th Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena" Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia 13-17 March 2023
- 56."Проблемы космофизики" имени М.И. Панасюка, Дубна, 10-13 июля 2023.

#### **Список публикаций по теме диссертации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 34 печатных работах, которые опубликованы в рецензируемых научных изданиях,

индексируемых в базах данных Web of Science/Scopus/RSCI, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности.

Публикации в журналах Web of Science/Scopus/RSCI:

- A1. Дмитриев А.В., Орлов Ю.В., Персианцев И.Г., Суворова А.В. Трехмерная модель дневной магнитопаузы на основе искусственной нейронной сети // Геомagnetизм и Аэрoномия – 1999. – Том. 39, № 5. – с. 8-15. Импакт-фактор РИНЦ (2023) 2.775. Личный вклад 80%. Объем 0.72 печатных листа.
- Переводная версия:  
Dmitriev A.V., Orlov Yu.V., Persiantsev I.G., Suvorova A.V. Three-dimensional model of the dayside magnetopause developed using the artificial neural network // Geomagnetism and Aeronomy – 1999. – Vol. 3995. – P. 544-551. Web of Science JCI2023=0.19. Личный вклад 80%. Объем 0.72 печатных листа.
- A2. Suvorova, A., Dmitriev A., Kuznetsov S. Dayside magnetopause models // Radiation Measurements – 1999. – Vol. 30, no. 5. – P. 687-692. Web of Science JCI2023=0.88. Личный вклад 50%. Объем 1.44 печатных листа.
- A3. Dmitriev A.V., Suvorova A.V. Artificial neural network model of the dayside magnetopause: physical consequences // Physics and Chemistry of the Earth, Part C – 2000. – Vol. 25, no. 1-2. – P. 169-172. Web of Science JCI2023=0.84. Личный вклад 80%. Объем 0.48 печатных листа.
- A4. Dmitriev A.V., Suvorova A.V. Three-dimensional artificial neural network model of the dayside magnetopause // Journal of Geophysical Research – 2000. – Vol. 105. – P. 18,909-18,918. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 80%. Объем 1.2 печатных листа.
- A5. Dmitriev A.V., Chao J.-K., Yang Y.-H., Lin C.-H., Wu D.-J. Possible Sources of the Difference between a Model Prediction and Observations of Bow Shock Crossings // Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences – 2002. – Vol. 13, no. 4. – P. 499-521. Web of Science JCI2023=0.3. Личный вклад 90%. Объем 2.76 печатных листа.
- A6. Dmitriev A.V., Chao J.-K. Dependence of geosynchronous relativistic electron enhancements on geomagnetic parameters // Journal of Geophysical Research –

2003. – Vol. 108, no. A11 – CiteID 1388SMP1. Web of Science JCI2023=0.61.  
Личный вклад 100%. Объем 1.44 печатных листа.

A7. Dmitriev A., Chao J.-K., Wu D.-J. Comparative study of bow shock models using Wind and Geotail observations // *Journal of Geophysical Research*. – 2003. – Vol. 108, no. A12. – CiteID 1464SMP24. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 90%. Объем 2.28 печатных листа.

A8. Dmitriev A., Belov A., Gorgutsa R., Ishkov V., Kozlov V., Nymmik R., Odintsov V., Petrukovich A., Popov G., Romashets E., Shevchenko M., Troshichev O., Tverskaya L., Zaitzev A. The Development of the Russian Space Weather Initiatives // *Advances in Space Research*. – 2003. – Vol. 31, no. 4. – P. 855-860. Web of Science JCI2023=0.76. Личный вклад 50%. Объем 0.72 печатных листа.

A9. Yang Y.-H., Chao J.-K., Dmitriev A.V., Lin C.-H., and Ober D.M., Saturation of IMF Bz Influence on the Position of Dayside Magnetopause // *Journal of Geophysical Research*. – 2003. – Vol. 108, no. A3 – CiteID SMP3. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 20%. Объем 1.32 печатных листа.

A10. Дмитриев А.В., Суворова А.В. Геосинхронные пересечения магнитопаузы 29–31 октября 2003 года // *Космические исследования*. – 2004. – Т. 42, № 6. – С. 574-584. Импакт-фактор РИНЦ (2023) 0.909. Личный вклад 80%. Объем 1.32 печатных листа.

Переводная версия:

Dmitriev A.V., Suvorova A.V. Geosynchronous Magnetopause Crossings on October 29-31, 2003 // *Cosmic Research*. – 2004. – Vol. 42, no. 6. – P. 551-560. Web of Science JCI2023=0.17. Личный вклад 80%. Объем 1.2 печатных листа.

A11. Dmitriev A. V., Suvorova A. V., Chao J. K., Yang Y.-H. Dawn-dusk asymmetry of geosynchronous magnetopause crossings // *Journal of Geophysical Research*. – 2004. – Vol. 109. – CiteID A05203. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 70%. Объем 1.44 печатных листа.

A12. Dmitriev A., Crosby N., Chao J.-K. Interplanetary sources of space weather disturbances in 1997 to 2000 // *Space Weather*. – 2005. – Vol. 3, no. 3. – CiteID

- S03001. Web of Science JCI2023=0.9. Личный вклад 90%. Объем 1.92 печатных листа.
- A13. Dmitriev A., Chao J.-K., Thomsen M., Suvorova A. Geosynchronous magnetopause crossings on October 29-31, 2005 // Journal of Geophysical Research. – 2005. – V. 110, no. A8. – CiteID A08209. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 80%. Объем 1.68 печатных листа.
- A14. Dmitriev A., Chao J.-K., Suvorova A., Ackerson K., Ishisaka K., Kasaba Y., Kojima H., Matsumoto H. Indirect estimation of the solar wind conditions in 29-31 October 2003 // Journal of Geophysical Research. – 2005. Vol. 110. – CiteID A09S02. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 70%. Объем 1.8 печатных листа.
- A15. Suvorova A. V., Dmitriev A. V., Chao J.-K., Thomsen M., Yang Y.-H. Necessary conditions for the geosynchronous magnetopause crossings // Journal of Geophysical Research. – 2005. – Vol. 110. – CiteID A01206. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 50%. Объем 2.04 печатных листа.
- A16. Karimabadi H., Sipes T.B., White H., Marinucci M., Dmitriev A., Chao J.-K., Driscoll J., and Balac N. Data mining in space physics: MineTool algorithm // Journal of Geophysical Research. – 2007. – Vol. 112. – CiteID A11215. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 30%. Объем 1.32 печатных листа.
- A17. Dmitriev A.V., Yeh H.-C. Geomagnetic signatures of sudden ionospheric disturbances during extreme solar radiation events // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2008. – Vol. 70, no. 15. – P. 1971-1984. Web of Science JCI2023=0.47. Личный вклад 100%. Объем 1.68 печатных листа.
- A18. Dmitriev A.V., Tsai L.-C., Yeh H.-C., and Chang C.-C. COSMIC/FORMOSAT-3 tomography of SEP ionization in the polar cap // Geophysical Research Letters. – 2008. - Vol. 35. – CiteID L22108. Web of Science JCI2023=1.3. Личный вклад 80%. Объем 0.6 печатных листа.
- A19. Dmitriev A.V., Jayachandran P.T., and L.-C. Tsai, Elliptical model of cutoff boundaries for the solar energetic particles measured by POES satellites in December 2006 // Journal of Geophysical Research. – 2010. – Vol. 115. – CiteID



- A12244 1-22. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 90%. Объем 2.64 печатных листа.
- A20. Suvorova A.V., Shue J.-H., Dmitriev A.V., Sibeck D., McFadden J., Hasegawa H., Ackerson K., Jelinek K., Safrankova J., Nemecek Z. Magnetopause expansions for quasi-radial interplanetary magnetic field: THEMIS and Geotail observations // Journal of Geophysical Research. – 2010. – Vol. 115. – CiteID A10216. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 60%. Объем 1.92 печатных листа.
- A21. Dmitriev A. V., Suvorova A. V., Chao J.-K., A predictive model of geosynchronous magnetopause crossings // Journal of Geophysical Research. – 2011. – Vol. 116. – CiteID A05208. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 90%. Объем 1.56 печатных листа.
- A22. Dmitriev A. V., Suvorova A. V. Equatorial trench at the magnetopause under saturation // Journal of Geophysical Research. – 2012. – Vol. 117. – CiteID A08226. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 95%. Объем 0.96 печатных листа.
- A23. Dmitriev, A. V., Suvorova A. V. Traveling magnetopause distortion related to a large-scale magnetosheath plasma jet: THEMIS and ground-based observations // Journal of Geophysical Research. – 2012. – Vol. 117. – CiteID A08217. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 95%. Объем 1.92 печатных листа.
- A24. Dmitriev A.V. and Suvorova A.V. The shape of strongly disturbed dayside magnetopause // Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences. – 2013. – Vol. 24, no. 2. – P. 225-232. Web of Science JCI2023=0.3. Личный вклад 90%. Объем 0.96 печатных листа.
- A25. Dmitriev A.V., Suvorova A. V., Chao J.-K., Wang C. B., Rastaetter L., Panasyuk M. I., Lazutin L. L., Kovtyukh A. S., Veselovsky I. S., Myagkova I. N. Anomalous dynamics of the extremely compressed magnetosphere during 21 January 2005 magnetic storm // Journal of Geophysical Research. – 2014. – Vol. 119, no. 2. – P. 877-896. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 60%. Объем 2.4 печатных листа.
- A26. Dmitriev, A.V., Suvorova A.V. Large-scale jets in the magnetosheath and plasma penetration across the magnetopause: THEMIS observations // Journal of

- Geophysical Research. – 2015. – Vol. 120, no. 6. – P. 4423-4437. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 90%. Объем 1.8 печатных листа.
- A27. Suvorova, A.V., Dmitriev A.V. Magnetopause inflation under radial IMF: Comparison of models // Earth and Space Science. – 2015. – Vol. 2, no. 4. – P. 107-114. Web of Science JCI2023=0.71. Личный вклад 50%. Объем 0.96 печатных листа.
- A28. Dmitriev A.V., Lin R.L., Liu S.Q., and Suvorova A.V., Model prediction of geosynchronous magnetopause crossings // Space Weather. – 2016. – Vol. 14, no. 8. – P. 530–543. Web of Science JCI2023=0.9. Личный вклад 80%. Объем 1.68 печатных листа.
- A29. Suvorova A. V., Dmitriev A. V. On magnetopause inflation under radial IMF // Advances in Space Research. – 2016. – Vol. 58, no. 2. – P. 249-256. Web of Science JCI2023=0.76. Личный вклад 60%. Объем 0.96 печатных листа.
- A30. Лазутин Л.Л., Дмитриев А.В., Суворова А.В. Деформация магнитосферы и граница проникновения солнечных протонов до начала главной фазы магнитной бури // Геомагнетизм и Аэронавигация. – 2017. – Т. 57, № 2. – с. 137-148. Импакт-фактор РИНЦ (2023) 2.775. Личный вклад 30%. Объем 1.44 печатных листа.
- Переводная версия:  
Lazutin L.L., Dmitriev A.V., Suvorova A.V. Deformation of the magnetosphere and the penetration boundary of solar protons before the onset of the main phase of a magnetic storm // Geomagnetism and Aeronomy. – 2017. – Vol. 57, no. 2. – P. 121-131. Web of Science JCI2023=0.19. Личный вклад 30%. Объем 1.32 печатных листа.
- A31. Suvorova A. V., Dmitriev A. V., Parkhomov B. A., Tsegmed B. Quiet-time structured Pc1 waves generated during transient subsolar foreshock // Journal of Geophysical Research. – 2019. – Vol. 124, no. 11. – P. 9075-9093. Web of Science JCI2023=0.61. Личный вклад 50%. Объем 2.28 печатных листа.
- A32. Dmitriev A.V., Lalchand B., Ghosh S. Mechanisms and Evolution of Geoeffective Large-Scale Plasma Jets in the Magnetosheath // Universe. – 2021. –

Vol. 7, no. 5. – CiteID 152. Web of Science JCI2023=0.57. Личный вклад 95%.  
Объем 2.28 печатных листа.

A33. Dmitriev A. V., Suvorova A. V. Atmospheric Effects of Magnetosheath Jets // Atmosphere. – 2023. – Vol. 14, no. 1. – CiteID 45. Web of Science JCI2023=0.56. Личный вклад 90%. Объем 1.92 печатных листа.

A34. Дмитриев А.В. Геостационарные пересечения магнитопаузы в феврале - апреле 2023 года // Космические Исследования – 2024. – Т. 62, № 2. – С. 225-236. Импакт-фактор РИНЦ (2023) 0.909. Личный вклад 100%. Объем 1.44 печатных листа.

Переводная версия:

Dmitriev A.V. Geosynchronous Magnetopause Crossings in February-April 2023 // Cosmic Research. – 2024. – Vol. 62, no. 2. – P. 220-230. Web of Science JCI2023=0.17. Личный вклад 100%. Объем 1.32 печатных листа.

#### **Личный вклад автора.**

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Автор внес основной вклад в работы A1(80%), A3(80%), A4(80%), A5(90%), A6(100%), A7(90%), A8(60%), A10(80%), A11(80%), A12(90%), A13(80%), A14(70%), A17(100%), A18(80%), A19(90%), A21(90%), A22(95%), A23(90%), A24(90%), A25(60%), A26(90%), A28(80%), A32(95%), A33(90%) и A34(100%).

В работах A1, A5, A7, A10, A11, A13, A17, A18, A22, A23, A32 и A33 развиваются новые методики обработки космофизических данных, которые применяются для анализа особых режимов динамики магнитосферы и области взаимодействия, которые не могут быть просчитаны имеющимися моделями. Полученные данные об аномальной динамике области взаимодействия используются для построения оригинальных эмпирических моделей магнитопаузы [A3, A4, A6, A21], возрастания потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите [A6], условий проникновения в магнитосферу солнечных космических лучей [A19] и плазмы магнитослоя [A26]. Верификация

моделей на новых данных и уточнение на их основе динамики магнитосферы и переходной области проводятся в работах А8, А12, А14, А24, А25, А28 и А34.

Совместный научный анализ экспериментальных данных и подготовка к публикации полученных результатов составили не менее 50% личного вклада автора в работах А2(50%); А15(50%); А20(60%); А31(50%); А27(50%); А29(60%), причем вклад диссертанта в работах А20 и А29 был определяющим. Вклад диссертанта в работах А16 и А9 был не меньшим, чем других соавторов и составил 30% и 20%, соответственно. Работы А8, А12 и А16 были выполнены в рамках международных проектов INTAS и LWS, где диссертант был, соответственно, со-руководителем и основным исполнителем проекта. В работе А30 автор принимал участие в интерпретации результатов с личным вкладом 30%.

Вся компьютерная обработка экспериментальных данных, их визуализация, анализ и сравнение с моделями проводились с использованием оригинального программного обеспечения, разработанного автором на языках FORTRAN и IDL.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из обзора литературы, введения, 5 глав, заключения, списка сокращений, библиографии и 2-х приложений. Общий объем диссертации 349 страниц, из них 342 страницы текста, включая 109 рисунков и 25 таблиц. Библиография включает 323 наименования на 29 страницах. Приложения А и Б занимают 2 и 5 страниц соответственно.

## Глава 1.

# Методика диагностики и анализа динамики области взаимодействия

*При подготовке данного раздела диссертации использованы статьи A1, A3, A4, A5, A7, A9, A10, A11, A12, A13, A14, A15, A16, A25, A29 из списка публикаций по теме диссертации, выполненные автором в соавторстве, в которых, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования.*

### 1.1. Определение области взаимодействия и баланс давлений на магнитопаузе

Структура области взаимодействия солнечного ветра с дневной магнитосферой схематично показана на рис. 1.1.1. Плазма солнечного ветра и вмороженное в нее межпланетное магнитное поле (ММП) движутся со сверхмагнитозвуковой скоростью. В результате взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой формируется пограничный токовый слой, так называемая магнитопауза, который экранирует магнитосферу от межпланетной среды. Перед магнитопаузой формируется отошедшая головная ударная волна (ГУВ), и переходная область за ней, так называемый магнитослой. В секторе квазипараллельной ГУВ, где вектор ММП параллелен ее нормали, образуется область возмущенного солнечного ветра, так называемый форшок. В обычных условиях ориентации ММП вдоль спирали Паркера форшок формируется в предполуденном секторе. Возмущения в форшоке могут проникать через ГУВ в магнитослой и достигать магнитосферы, вызывая транзитные возмущения на магнитопаузе.

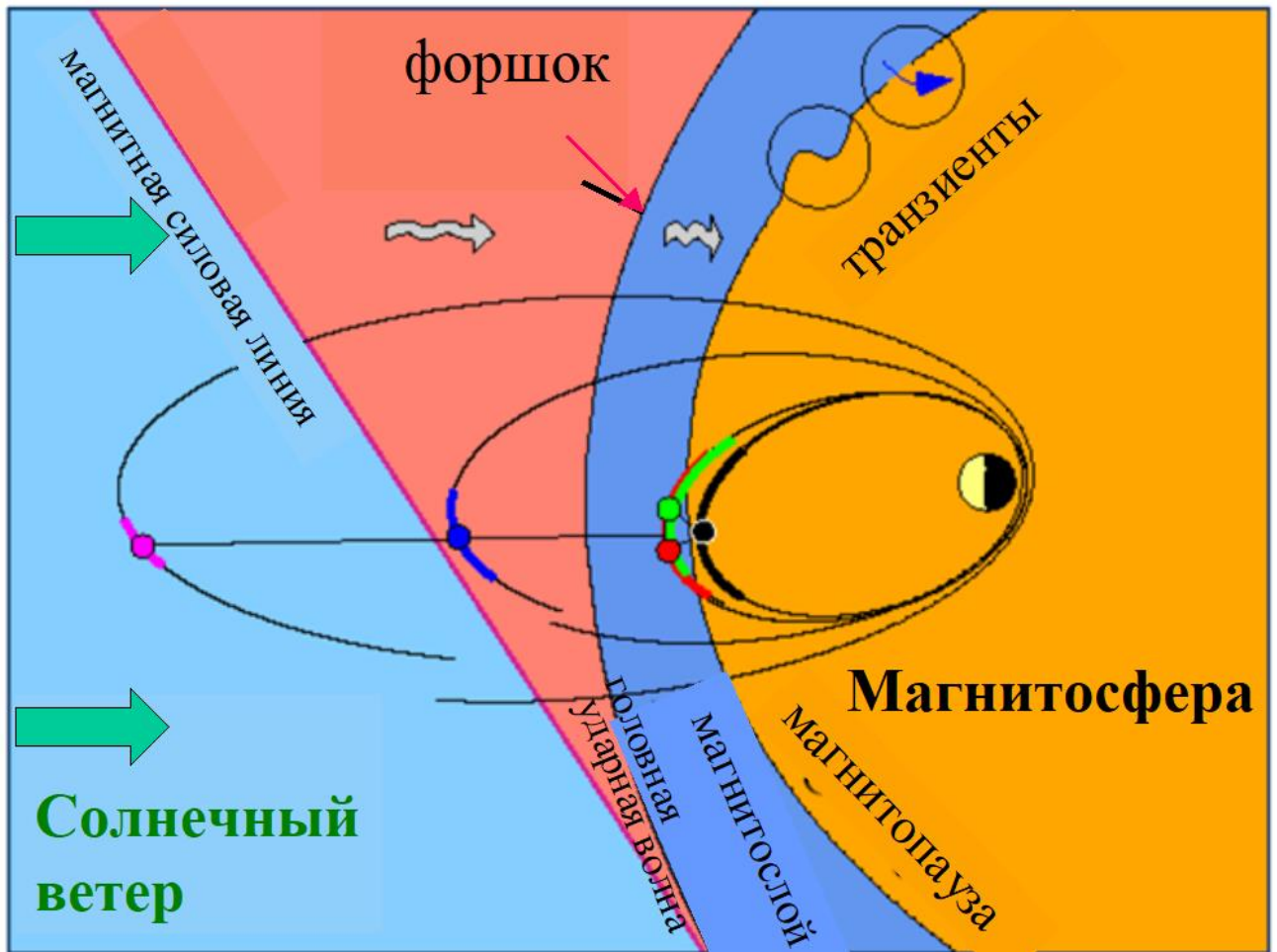


Рис. 1.1.1. Схематичное изображение области взаимодействия солнечного ветра с дневной магнитосферой на низких широтах. Сверхмагнитозвуковой солнечный ветер взаимодействует с границей магнитосферы, магнитопаузой, в результате чего формируется отошедшая головная ударная волна (ГУВ), и переходная область или магнитослой. В секторе ГУВ, где вектор ММП параллелен к ее нормали, образуется область возмущенного солнечного ветра, форшок, воздействие которого переносится через магнитослой, вызывая транзиентные возмущения на магнитопаузе.

Земная магнитосфера в нулевом приближении образована магнитным полем от источников внутри Земли. Одной из основных моделей, описывающих магнитное поле внутренних источников является International Geomagnetic Reference Field (Alken et al., 2022, <https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>). Межпланетная среда перед ГУВ характеризуется быстрым сверхмагнитозвуковым потоком солнечного ветра с доминирующей радиальной

компонентой скорости, направленной вдоль оси Солнце-Земля. Потоки плазмы за ГУВ в дневном магнитослое являются дозвуковыми с большим вкладом нерадиальных компонент скорости и сильными флуктуациями в плотности плазмы и векторе магнитного поля. Таким образом, для идентификации этих сред требуется знать вектор скорости плазмы, вектор магнитного поля, альфеновскую скорость и звуковую скорость в плазме с учетом вклада температуры протонов и электронов. Область турбулентного форшока перед ГУВ определяется по сильным флуктуациям плазмы и магнитного поля, а также по присутствию энергичных ионов, ускоренных на квазипараллельной части ГУВ.

### ***Ключевые параметры области взаимодействия***

Определение основных физических параметров, описывающих взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой, приводится в [Spreiter et al., 1966] в приближении магнитной гидродинамики (МГД).

Современные космические эксперименты позволяют более точно определять физические параметры с учетом факторов среды, измерение которых до этого было фрагментарным [A7]. А именно, динамическое давление плазмы  $Pd$  вычисляется в нПа с учетом ненулевого вклада ионов гелия:

$$Pd = 1.672 \cdot 10^{-6} \cdot D \cdot V^2, \quad (1.1) \text{Здесь } V \text{ – скорость плазмы в км/с, } D \text{ –}$$

концентрация ионов в плазме (см<sup>-3</sup>):

$$D = D_p (1 + 4HeP), \quad (1.2)$$

где  $D_p$  – концентрация протонов и  $HeP$  - отношение концентрации протонов к гелию, которое измерялось на КА АСЕ. При отсутствии измерений бралось среднее значение  $HeP=0.04$ .

Тепловое давление плазмы  $P_t$  вычисляется в нПа с учетом температуры протонов  $T_p$  и электронов  $T_e$  в эВ:

$$P_t = 1.6 \cdot 10^{-4} DT, \quad (1.3)$$

$$T = T_p + T_e$$

Температура электронов измерялась на КА Wind и Geotail. При отсутствии данных о температуре электронов полагалось, что  $T_p = T_e$ . Давление магнитного поля  $P_m$  напряженностью  $B$  (нТл) вычисляется в нПа:

$$P_m = 3.98 \cdot 10^{-4} B^2, \quad (1.4)$$

Полное давление, которое есть полная плотность энергии, вычисляется в нПа как сумма всех трех давлений:  $P_{sw} = P_d + P_t + P_m$ , (1.5.) Важными безразмерными параметрами плазмы являются плазменная  $\beta$ :

$$\beta \equiv P_t / P_m = 0.4 DT / B^2, \quad (1.6)$$

Звуковое число Маха определяется как:

$$M_s = V / C_s, \quad (1.7)$$

Здесь звуковая скорость в км/с вычисляется как:

$$C_s \equiv \sqrt{\gamma P t h / D} = 0.09 \sqrt{\gamma T}, \quad (1.8)$$

где  $\gamma$  - политропный индекс, который для одноатомных газов равен  $\gamma=5/3$ .

Альвеновское число Маха определяется как:

$$M_a = V / V_a, \quad (1.9)$$

Здесь альвеновская скорость в км/с вычисляется как:

$$V_a \equiv B / \sqrt{\mu_0 D} = 21.8 B / \sqrt{D}, \quad (1.10)$$

Ключевым параметром, определяющим формирование ГУВ при взаимодействии солнечного ветра с магнитопаузой, является магнитозвуковое число Маха:

$$M_{ms} \equiv V / V_{ms}, \quad (1.11)$$

где магнитозвуковая скорость  $V_{ms}$  в общем виде определяется как

$$V_{ms} = \{(V_a^2 + C_s^2 + [(V_a^2 + C_s^2)^2 - 4V_a^2 C_s^2 \cos^2(\theta_{B-n})]^{1/2}) / 2\}^{1/2} \quad (1.12)$$

Здесь  $\theta_{B-n}$  определяется как угол между нормалью к ГУВ и вектором ММП.

Для перпендикулярной ориентации ММП, когда  $\theta_{B-n}=90^\circ$ ,  $M_{ms}$  сводится к быстрому магнитозвуковому числу Маха:

$$M_f \equiv V / V_f, \quad (1.13)$$



$$V_{ms} = (V_a^2 + C_s^2)^{1/2}, \quad (1.14)$$

Для подсолнечной области важным межпланетным параметром является конический угол (конугол)  $\text{Ca}$ , который определяется как угол между вектором магнитного поля и скоростью солнечного ветра, то есть он фактически равен  $\theta_{B-v}$ . Вариации  $\text{Ca}$  связаны главным образом с вариациями перпендикулярных компонент  $V_y$  и  $V_z$ . Если эти компоненты становятся малы по сравнению с  $V_x$ , так что  $\text{Ca} < 30^\circ$ , имеет место специфический режим квазирадialного ММП, при котором вектор ММП оказывается квазипараллелен потоку плазмы. Ранее считалось, что в этом режиме применимо газодинамическое приближение и ролью ММП можно пренебречь. Однако новые экспериментальные результаты указывают на серьезное отличие моделей от наблюдений.

Еще одним важным параметром, контролирующим геоэффективное воздействие солнечного ветра на магнитосферу, является индуцированное электрическое поле  $E = V \times B$ , а точнее его компонента утро-вечер [Burton et al., 1975]:

$$E_y = V \cdot B_z, \quad (1.15)$$

где компонента ММП  $B_z$  отрицательна, т.е. так называемое южное ММП. Воздействие индуцированного  $E_y$  на магнитосферу вызывает геомагнитные бури, состоящие в усилении магнитосферной конвекции и интенсификации всей системы магнитосферных токов.

Экспериментально было обнаружено, что при увеличении величины отрицательной  $B_z$  дневная магнитопауза приближается к Земле [Aubry et al., 1970]. Однако механизм этого взаимодействия до сих пор до конца не изучен. Одним из возможных механизмов рассматривается ослабление геомагнитного поля в носовой области магнитопаузы вследствие отрицательного магнитного эффекта магнитосферных токов: тока хвоста [Alexeev & Feldstein, 2001] и/или продольных токов [Maltsev et al., 1996]. Другим механизмом является так называемое «пересоединение» или эрозия геомагнитного поля вследствие его взаимодействие с компонентой ММП противоположной направленности, транслирующей из

межпланетной среды через магнитослой к дневной магнитопаузе [Otto, 1995; Trattner et al., 2021].

### ***Баланс давлений в области взаимодействия***

Основным физическим механизмом, контролирующим взаимодействие солнечного ветра с дневной магнитосферой является баланс давлений. Плотность энергии в магнитослое определяется давлением плазмы солнечного ветра и ММП:

$$k * P_{sw} = P_{d_{msh}} + P_{m_{msh}} + P_{t_{msh}}, \quad (1.16)$$

Здесь  $P_{sw}$  – полное давление в солнечном ветре,  $P_{t_{msh}}$  и  $P_{m_{msh}}$  – плотности энергии (или давление) тепловой плазмы и магнитного поля, соответственно,  $P_{d_{msh}}$  – плотность кинетической энергии плазмы или динамическое давление в магнитослое. Коэффициент  $k$  определяет долю энергии солнечного ветра, которая воздействует на магнитосферу вследствие неупругого взаимодействия. Оценки с использованием магнитной гидродинамики (МГД) дают  $k = 0.881$  [Spreiter et al., 1966]. Однако условия обтекания магнитосферы плазмой солнечного ветра и, следовательно, коэффициент  $k$  могут меняться.

В невозмущенном солнечном ветре доминирует динамическое давление, связанное с плотностью кинетической энергии плазмы, которая на несколько порядков выше тепловой и магнитной:  $P_d \gg P_t \& P_m$ . Однако, при сильных межпланетных возмущениях, связанных с магнитными облаками, доля плотности магнитной энергии может значительно возрасти и вносить существенный вклад в баланс давлений.

Традиционно, выражение (1.16) сводится к

$$k * P_{d_{sw}} = P_{d_{msh}} + P_{m_{msh}} + P_{t_{msh}}, \quad (1.17)$$

В носовой точке магнитопаузы, где скорость плазмы магнитослоя обращается в ноль, баланс давлений может быть представлен следующим выражением:

$$P_{m_{msh}} + P_{t_{msh}} = P_{m_{msp}} + P_{t_{msp}}, \quad (1.18)$$

Левая часть относится к условиям в магнитослое, а правая – к магнитосфере. Очевидно, что в данном случае плотность кинетической энергии солнечного

ветра в магнитослое не исчезает, но перераспределяется между тепловой и магнитной.

Плотность магнитной энергии в магнитосфере по определению:

$$Pm_{msp} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad (1.19)$$

где  $H$  – напряженность геомагнитного поля на магнитопаузе. Объединяя выражения (1.17), (1.18) и (1.19), получаем для носовой точки магнитосферы:

$$kPd_{sw} = \frac{H^2}{8\pi} + Pt_{msp}, \quad (1.20)$$

Во внешней магнитосфере принято считать, что основной вклад в плотность энергии дает магнитное поле, а плазма очень разряжена, поэтому ее тепловой энергией можно пренебречь:  $Pm_{msp} \gg Pt_{msp}$ . Магнитное поле на магнитопаузе  $H$  складывается из разных источников [Stern, 1995]:

$$H = (H_d + \sum H_i) + (f_d H_d + \sum f_i H_i), \quad (1.21)$$

где  $H_d$  и  $H_i$  – магнитное поле геодиполя и магнитосферных токов, соответственно. К магнитосферным токам относятся ток хвоста на ночной стороне, кольцевой ток и продольные токи. Второе слагаемое в правой части определяет токи экранировки на магнитопаузе с форм-факторами  $f_d$  и  $f_i$ . Модели магнитосферы с учетом токовой системы активно развиваются различными авторами [Alexeev & Feldstein, 2001; Tsyganenko & Andreeva, 2016].

Из выражений (1.16), (1.18) и (1.21) ясно видно, что баланс давлений в области взаимодействия не определяется простым выражением (1.20), но зависит как от условий в межпланетной среде, так и от состояния магнитосферы. Для невозмущенной магнитосферы, когда можно пренебречь тепловым давлением  $Pt_{msp}$  и воздействием кольцевого тока, тока хвоста и продольных токов на магнитное поле в носовой точке магнитопаузы, выражение (1.20) традиционно переписывается в следующем виде [Schield, 1969]:

$$kPd_{sw} = \frac{(2fH_0)^2}{8\pi R^6}, \quad (1.22)$$

где  $H_0$  – напряженность геодипольного магнитного поля на экваторе на поверхности Земли (на расстоянии  $1 R_3$ ),  $R$  – геоцентрическое расстояние до носовой точки магнитопаузы. Коэффициент  $f$  – формактор, который определяется формой магнитопаузы: для плоской магнитопаузы  $f = 1$ , а для сферической  $f = 1.5$ . Самосогласованное решение для геомагнитного диполя дает притупленную форму магнитопаузы, для которой  $f = 1.22$  [Mead & Beard, 1964].

### ***Модели границ в области взаимодействия***

В работе рассматривается 6 моделей магнитопаузы [A28]: асимметричная модель KS98 [Kuznetsov and Suvorova, 1998], модель Sh98 [Shue et al., 1998], нейросетевая модель DS00 [A1; A3; A4], асимметричная модель Ch02 [A 9], трехмерная модель Li10 [Lin et al., 2010], и предсказательная модель PM11 [A21]. Модели характеризуются различными зависимостями от разных параметров.

В частности, модели KS, Sh и Ch рассчитывают геоцентрическое расстояние до магнитопаузы  $R_m$  как функцию конического угла  $\theta$  от оси X, а также динамического давления солнечного ветра  $P_d$  и компоненты ММП  $B_z$  в системе координат GSM:

$$R_m = F(\theta, P_d, B_z) , \quad (1.23)$$

В модели Ch учитывается эффект аберрации магнитосферы из-за вращения Земли вокруг Солнца. В модели KS учтен эффект асимметрии магнитосферы при отрицательной ММП  $B_z$ , что приводит к сдвигу магнитопаузы на вечер.

Модель DS, построенная на основе искусственных нейронных сетей (ИНС) представляет квази-3-х мерную форму магнитопаузы как функцию GSM широты  $GSMLat$  и долготы  $GSMLon$ ,  $P_d$  и компонент ММП  $B_y$  и  $B_z$  в GSM:

$$R_m = F(GSMLat, GSMLon, P_d, B_z, B_y) , \quad (1.24)$$

Технология ИНС позволяет обнаружить скрытые зависимости функции от различных внешних параметров [A16], в частности, дневной магнитопаузы от ММП  $B_y$  компоненты.

Трехмерная модель  $L_i$  представляет магнитопаузу как функцию  $GSMLat$ ,  $GSMLon$ ,  $Pd$ ,  $Bz$ , напряженности ММП  $B$  и угла наклона земного диполя  $\psi$ :

$$Rm = F(GSMLat, GSMLon, Pd, Bz, B, \psi), \quad (1.25)$$

Предсказательная модель РМ позволяет вычислять полное давление необходимое для ГПМ в данной точке ( $GSMLat$ ,  $GSMLon$ ), как функцию ММП  $Bz$  и  $Dst$  вариации:

$$Pmp = F(GSMLat, GSMLon, Bz, Dst), \quad (1.26)$$

В случае если  $Pmp < Psw$ , геостационарный КА должен пересечь магнитопаузу и выйти в магнитослой.

Наиболее развитые модели ГУВ рассмотрены в [A7]: модель *Russell and Petrinec* [1996] (здесь и далее BSR модель), модель *Verigin et al.* [2001] (здесь и далее BSV модель) и модель *Chao et al.* [2002] (здесь и далее BSC модель).

Модель BSR, разработанная в *Farris & Russell* [1994] и *Russell & Petrinec* [1996], основана на теоретических результатах *Spreiter et al.* [1966]. Модель определяет геоцентрического расстояния до носовой точки ГУВ как функцию расстояния до носовой точки магнитопаузы  $r_{mp}$ , радиуса кривизны магнитопаузы  $R_c$ , магнитозвукового числа Маха  $M_{ms}$ , угла  $\theta_{B-n}$  между вектором ММП и нормалью к носовой точке ГУВ, плазменной  $\beta$  и показателя политропы  $\gamma$ . Расстояние до данной точки  $R_{BS}$  с коническим углом  $\theta$  от оси X вычисляется с учетом формы ГУВ, которая описывается гиперболоидом вращения [*Greenstadt et al.*, 1990] с асимптотическим углом раствора Маха, зависящим от  $M_{ms}$ :

$$R_{BS} = F(\theta, r_{mp}, R_c, M_{ms}, \theta_{B-n}, \beta, \gamma), \quad (1.27)$$

Полуэмпирическая модель BSV позволяет вычислить расстояние до асимметричной ГУВ в с.к. GIPM как функцию следующих параметров:

$$R_{BS} = F(X_{gipm}, Y_{gipm}, Z_{gipm}, r_{mp}, R_c, M_s, M_a, \theta_{B-n}), \quad (1.28)$$

Система координат GIPM получается поворотом вокруг оси X так, чтобы обнулить компоненту ММП вдоль оси Z-GIPM (*Peredo et al.*, 1995).

Эмпирическая модель BSC не зависит от модели магнитопаузы и определяет расстояние до аксиально симметричной ГУВ как функцию следующих параметров:

$$R_{BS} = F(\theta, Pd, Bz, M_f, \beta), \quad (1.29)$$

Точность моделей определялась как стандартной методикой среднеквадратичного отклонения показаний модели от наблюдений, так и по статистическим параметрам, которые были предложены ранее в работах [Shue et al. 2000; Yang et al., 2002; A7]. Данный формализм может быть одинаково эффективно применен и к пересечениям магнитопаузы и к пересечениям ГУВ. В частности, для интервалов с пересечениями магнитопаузы по данным наблюдений и показаниям моделей вычисляется статистика (время в секундах) HT, MT, FA, CR, как показано в Таблице 1.1.1. Например, время HT (Hit) аккумулирует интервалы, когда спутник находится в магнитослое и при этом модельное расстояние до магнитопаузы  $R_m$  меньше, чем расстояние до спутника  $R_g$ . Время MT (Miss) соответствует неспособности модели показать выход спутника в магнитослой. Время FA (False Alarm) соответствует ошибочному предсказанию моделью магнитослоя. Время CR (Correct Rejection) соответствует правильному предсказанию модели положения спутника внутри магнитосферы. Очевидно, что сумма всех статистик равна полной длительности анализируемого интервала:

$$N = HT + MT + FA + CR, (1.30)$$

Таблица 1.1.1. Статистическая таблица для магнитопаузы [A9]

	Магнитослой	Магнитосфера
$R_m < R_g$	HT	FA
$R_m \geq R_g$	MT	CR

Для сравнения моделей на основе статистик  $HT$ ,  $MT$ ,  $FA$ ,  $CR$  рассчитываются следующие статистические параметры.

Параметр PCP (Probability of Correct Prediction):

$$PCP = \frac{HT + CR}{N}, \quad (1.31)$$

Он показывает, насколько хорошо модель способна правильно предсказать интервалы, когда КА находился в магнитослое и магнитосфере:  $PCP = 0$  – полная неспособность,  $PCP = 1$  – идеальное предсказание всех интервалов. В некоторых работах вместо PCP используется альтернативный параметр, процент ошибочных предсказаний Err, который является инверсией PCP:

$$Err(\%) = 100 \frac{MT + FA}{N} = 100 \cdot (1 - PCP), \quad (1.32)$$

Очевидно, что Err = 0 и 100%, когда модель определяет все интервалы и совершенно точно и совершенно неправильно, соответственно.

Параметр POD (Probability of Detection):

$$POD = \frac{HT}{HT + MT}, \quad (1.33)$$

показывает, насколько хорошо модель способна предсказать интервалы магнитослая:  $POD = 0$  – полная неспособность,  $POD = 1$  – идеальное предсказание всех интервалов магнитослая.

Параметр FAR (False Alarm Rate):

$$FAR = \frac{FA}{HT + FA}, \quad (1.34)$$

Он показывает, как часто модель ошибается при предсказании интервалов магнитослая:  $FAR = 0$  – нет ложных предсказаний магнитослая,  $FAR = 1$  – все предсказания интервалов магнитослая являются ложными.

Параметр OUR (Overestimation Underestimation Ratio):

$$OUR = \frac{MT - FA}{MT + FA}, \quad (1.35)$$

Он показывает, насколько сбалансирована модель. Если модель систематически завышает расстояние до магнитопаузы, то OUR приближается к 1. Очевидно, что для такой модели FAR будет относительно мал, но и POD будет тоже невелик.

Для модели систематически занижающей расстояние до магнитопаузы OUR приближается к  $-1$ . Такая модель будет иметь высокий FAR, но и большой POD. Для сбалансированной модели OUR близко к 0. Важным свойством этого параметра является его независимость от остальных вероятностных параметров, таких как FAR, PCP, и POD. Другим преимуществом OUR является то, что в отличие от других параметров, он не чувствителен к ошибкам при определении временной задержки распространения солнечного ветра. Такие ошибки в равной степени вносят вклад в MT и FA, и поэтому взаимно вычитаются. В результате, OUR гораздо более чувствителен к внутренним ошибкам модели, которые вызывают систематическое завышение/занижение показаний модели по сравнению с наблюдениями.

В случае применения данного формализма для пересечений ГУВ магнитослой заменяется на межпланетную среду, а магнитосфера на магнитослой в соответствии со статистической таблицей 1.1.2.

Таблица 1.1.2. Статистическая таблица для ГУВ [A7]

	Магнитослой	Межпланетная среда
$R_m < R_g$	HT	FA
$R_m \geq R_g$	MT	CR

## 1.2. Экспериментальные данные и методика их обработки

Экспериментальные данные о ключевых параметрах космической плазмы и магнитного поля получены из базы данных CDAWeb (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). В комплексном анализе использовались данные, полученные с геостационарных КА серии GOES и LANL, высокоапогейных КА Geotail и THEMIS, межпланетных мониторов ACE и Wind.



Магнитные данные с КА GOES и Geotail, а также с межпланетных мониторов ACE и Wind, движущихся в окрестностях точки Лагранжа на геоцентрическом расстоянии 1,5 млн. км ( $235 R_E$ ), имели временное разрешение  $\sim 1$  мин. Более поздние миссии GOES-16 и GOES-17 измеряли магнитное поле с разрешением 0.1 сек.

Мониторинг космической плазмы на большинстве КА производится в диапазоне энергий от десятков эВ до десятков кэВ с временным разрешением в десятки секунд. На современном КА THEMIS магнитные данные с инструмента FGM и плазменные данные с инструмента ESA в Reduced Mode имеют разрешение  $\sim 3$  сек.

Для анализа так же использовались данные о геомагнитных индексах, SYM-H, AE/AL/AU, определяемых по сети наземных магнитометров с разрешением 1 мин, полученные с из Мирового центра данных С в Киото (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html>). Индекс SYM-H можно рассматривать как аналог часового бурового *Dst* индекса, но с гораздо более высоким разрешением. Таким образом, параметры среды и состояние магнитосферы определяются с временным разрешением порядка минуты.

### ***Аберрация***

Межпланетные мониторы, находящиеся на высокоапогейных орбитах или в окрестностях точки Лагранжа приводят параметры солнечного ветра в системе координат (с.к.) GSE. В этой с.к. ось X направлена от Земли на Солнце, ось Z перпендикулярна плоскости эклиптики, а ось Y расположена в плоскости эклиптики и направлена на вечер (противоположно вращению Земли). При этом необходимо учитывать, что эти межпланетные мониторы вращаются вместе с Землей вокруг Солнца со скоростью  $\sim 30$  км/с. С другой стороны, для описания формы и динамики магнитосферы используется система координат GSM, которая связана с ориентацией оси геомагнитного диполя [Laundal & Richmond, 2017]. Система GSM, как и GSE, имеет ось X направленную на Солнце, ось Y-GSM перпендикулярна проекции оси геомагнитного диполя на плоскость Y-Z так что

ось диполя лежит в плоскости X-Z-GSM. Положительное направление оси Z - тоже к северному полюсу. Таким образом, разница между GSM и GSE заключается в повороте вокруг оси X в соответствии с ориентацией геомагнитного диполя.

Связанные с Землей явления в с.к. GSE фактически аберрированы из-за орбитального вращения Земли вокруг Солнца со скоростью  $V_E=30$  км/с и нерадиального распространения солнечного ветра, когда компоненты Y- и/или Z-GSE скорости солнечного ветра могут достигать 100 км/с и более. Чтобы учесть эти два эффекта, систему координат GSE необходимо повернуть так, что ось X аберрированной GSE совпадала с направлением потока солнечного ветра. Преобразование из GSE в аберрированную с.к. (aGSE) происходит в два последовательных этапа [A7]:

1. Поворот вокруг оси Z-GSE на угол  $\delta_Y$ :

$$\delta_Y = \tan^{-1}\left(\frac{V_y + 30}{|V_x|}\right), \quad (1.36)$$

2. Поворот вокруг аберрированной оси Y' на угол  $\delta_Z$ :

$$\delta_Z = \tan^{-1}\left(\frac{V_z}{\sqrt{V_x^2 + (V_y + 30)^2}}\right), \quad (1.37)$$

Здесь  $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$  — соответственно X, Y, Z компоненты скорости солнечного ветра в системе координат GSE.

Преобразование декартовых компонент векторов скорости солнечного ветра и ММП из координат GSE в aGSE может быть представлено следующими выражениями:

$$\begin{aligned} X_{aGSE} &= (X \cdot \cos(\delta_Y) - Y \cdot \sin(\delta_Y)) \cdot \cos(\delta_Z) - Z \cdot \sin(\delta_Z) \\ Y_{aGSE} &= Y \cdot \cos(\delta_Y) + X \cdot \sin(\delta_Y), \\ Z_{aGSE} &= Z \cdot \cos(\delta_Z) + (X \cdot \cos(\delta_Y) - Y \cdot \sin(\delta_Y)) \cdot \sin(\delta_Z) \end{aligned} \quad (1.38)$$

Полученные значения векторов в aGSE переводятся в с.к. aGSM стандартным образом с использованием модели IGRF для соответствующей эпохи.

Переход в с.к. aGSM особенно актуален во время сильных возмущений в межпланетной среде, которые сопровождаются мощными геомагнитными возмущениями. В Таблице 1.2.1 показаны характерные значения углов поворота  $\delta_Y$  и  $\delta_Z$ , а также соответствующие им значения давления СВ  $P_{sw}$  и  $B_z$  компоненты ММП, которые наблюдались во время геостационарных пересечений магнитопаузы (ГПМ), и когда магнитопауза находилась внутри геосинхронной орбиты и геостационарный КА находился в магнитослое [A11]. Статистические моменты (медиана, наиболее вероятное и дисперсия) вычислялись путем аппроксимации распределений функцией Гаусса. Из таблицы 1.2.1 видно, что распределения для интервалов ГПМ и магнитослоя очень похожи, несмотря на значительную разницу в статистике. Медиана абберрации  $\delta_Y \sim -3^\circ$  связана с орбитальным вращением Земли вокруг Солнца. Медиана абберрации  $\delta_Z$  очень близка к 0, что указывает на то, что в среднем солнечный ветер распространяется радиально. Однако, вариации углов абберрации очень велики: амплитуда до  $20^\circ$  с дисперсией около  $4^\circ$ . Поэтому учет нерадиального распространения солнечного ветра и введение полностью абберрированных с.к. aGSE и aGSM необходимы для данных событий.

Таблица 1.2.1. Основные статистические характеристики солнечного ветра, соответствующие ГПМ и интервалам магнитослоя [A11]

Параметр	Min	Max	Медиана		Наиболее вероятное		Дисперсия	
			ГПМ	МС	ГПМ	МС	ГПМ	МС
$\delta_Y$ (deg)	-19	21	-2.8	-1.9	-3.0	-3.0	3.9	5.5
$\delta_Z$ (deg)	-17	17	0.67	-0.19	-1	-1	4.1	3.9
$P_{sw}$ (нПа)	3.7	150	20	22	20	23	0.25*	0.25*
$B_z$ (нТ)	-60	95	-10	-14	-13	-22	11	12

\*В логарифмическом масштабе

Для описания асимметричной формы ГУВ используется с.к. GIPM, которая получается из aGSE поворотом вокруг оси на угол  $\alpha$  [Peredo et al. 1995]:

$$\tan \alpha = B_z / B_y, \quad (1.39)$$

Данный поворот обнуляет компоненту магнитного поля вдоль оси Z-GIPM, так что вектор ММП лежит в плоскости X - Y-GIPM.

### ***Время задержки для солнечного ветра***

При временном разрешении в измерениях плазмы и магнитного поля порядка 1 мин реакцию дневной области взаимодействия (ГУВ, магнитослоя и магнитопаузы) на изменения межпланетных условий можно считать быстрой, в течение 1-2 мин. В последние десятилетия условия в солнечном ветре измерялись главным образом межпланетными мониторами, находящимися на большом удалении от Земли вблизи точки Лагранжа. В связи с этим аккуратное определение условий в межпланетной среде, непосредственно влияющих на дневную магнитосферу является нетривиальной задачей. Традиционно оно основано на временной задержке прямого распространения всей структуры солнечного ветра, наблюдаемого на межпланетном мониторе. Однако, в связи с возможным наклоном фронта межпланетной структуры и ее собственной динамикой, необходимо вводить дополнительный временной сдвиг. В данной работе время распространения уточняется с использованием двух независимых критериев.

Первый общий критерий основан на известной зависимости индекса магнитной активности Dst от давления солнечного ветра, вызванной компрессионными изменениями тока Чепмена-Ферраро на магнитопаузе [Burton, 1975; Russell et al., 1994a,б]. Индекс Dst определяется по данным низкоширотных наземных магнитометров. Для минутных данных вместо часового значения индекса Dst используется его эквивалент - индекс SYM-H, который определяется аналогичным образом, но с 1-минутным разрешением

(<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html>). Давление  $P_{sw}$  сравнивается с давлением  $P_{Dst}$ , полученным как следующая функция от  $Dst$ :

$$P_{Dst} = \left( \frac{Dst - a}{b} \right)^2, \quad (1.40)$$

Здесь параметры  $a$  и  $b$  вычисляются как коэффициенты регрессии для уравнения:

$$Dst_i = a + b\sqrt{Psw_i}, \quad (1.41)$$

где  $Dst_i$  и  $Psw_i$  — величины 1-минутной вариации  $Dst$  и давления солнечного ветра в момент времени  $t_i$  в некотором заданном интервале времени. Продолжительность интервала может варьироваться от десятков минут до нескольких часов, в зависимости от варибельности структур солнечного ветра. Наилучшая корреляция между  $Psw$  и  $P_{Dst}$  указывает на наилучшее время задержки, а также на наилучший выбор межпланетного монитора.

Давление солнечного ветра не всегда имеет существенные вариации, кроме того, на главной фазе магнитных бурь  $Dst$  сильно зависит от большой отрицательной ММП  $Bz$ . В этом случае эффективным является другой критерий: корреляция между вектором магнитного поля и его компонентами, измеренными в области взаимодействия (магнитослое или непосредственно перед ГУВ), и вектором ММП, измеренным межпланетным монитором на большом удалении от Земли. Для плазменных измерений аналогичным независимым критерием является корреляция давления солнечного ветра с плотностью ионов или давления плазмы, при наличии данных.

Точность данного метода, основанного на разрешении экспериментальных данных по времени  $\sim 1$  минута, оценивается в  $\sim 1-2$  минуты. На точность могут повлиять непрерывное изменение наклона фронта солнечного ветра [Collier et al., 1998], быстрые изменения плазмы солнечного ветра и свойств ММП [Richardson and Paularena, 2001; Weimer et al., 2002] и эволюция неоднородностей солнечного ветра, распространяющихся через межпланетную среду и магнитослой.

### 1.3. Идентификация границ и слоев в области взаимодействия

Для комплексного анализа разнородных данных космических и наземных экспериментов с применением различных моделей был разработан пакет программ на базе объектного программного языка Interactive Data Language (IDL). IDL предоставляет широкий круг возможностей для визуализации и анализа научных данных. Он обеспечивает эффективное считывание цифровой информации, записанной в различных форматах, включая разные версии Common Data Format. В базе данных CDAWeb данные хранятся в стандартном формате CDF. Данные с низкоорбитальных спутников обычно приводятся в более современном формате netCDF.

На основе экспериментальных данных производится расчет ключевых параметров среды, и по ним рассчитываются модели геомагнитного поля, магнитопаузы, головной ударной волны и т.д. Важным достоинством данного подхода является возможность массовой автоматической обработки большого объема экспериментальных данных, полученных с различных инструментов в течение длительного времени, с целью обнаружения аномальных явлений, которые не вписываются в существующие модели области взаимодействия, и визуализации основных особенностей этих аномальных явлений [A12].

Пакет программ позволяет независимо идентифицировать границы и слои области взаимодействия и определять соответствующие им условия в солнечном ветре и в магнитосфере. Такая возможность особенно актуальна для аномальных явлений, связанных с сильными возмущениями магнитосферы или необычными условиями в солнечном ветре, когда существующие модели работают с очень низкой точностью.

В данных условиях чрезвычайно важными становятся оценка достоверности данных, полученных с различных межпланетных мониторов, и надежное определение динамики магнитопаузы и головной ударной волны. В частности, некоторые плазменные приборы не способны измерять очень высокую скорость ( $>1000$  км/с) и аномально большую плотность плазмы солнечного ветра, которые наблюдаются во время сильных межпланетных возмущений.

Наибольшие трудности в определении ключевых межпланетных параметров возникают во время мощных событий в солнечных космических лучах (СКЛ), когда интенсивные потоки высокоэнергичных протонов и электронов вызывают сбои в работе инструментов и бортовой аппаратуры [A13; A14]. При таких условиях независимое определение положения магнитопаузы и ГУВ позволяет оценить и даже уточнить экстремальные значения ключевых межпланетных параметров [A10; A14; A25].

### ***Методика определения составных частей области взаимодействия***

Характеристики космической среды в области взаимодействия определялись по магнитным и плазменным измерениям на геостационарных и высокоапогейных КА [A5; A15]. Внешняя дневная магнитосфера характеризуется сильным регулярным магнитным полем с доминирующей положительной Z-компонентой. Напряженность геомагнитного поля быстро падает с расстоянием от  $>100$  нТл, как показывают КА GOES на геостационарной орбите, расположенной на геоцентрическом расстоянии  $6.6 R_E$ , до 30 нТл и менее на расстояниях  $11 R_E$  и выше, как показывают высокоапогейные КА, такие как Geotail, THEMIS и др.

Спектр ионов надтепловой плазмы традиционно измеряется в диапазоне от 10 эВ до 50 кэВ. В частности, геостационарные КА LANL измеряли ионы в диапазоне 130 эВ - 45 кэВ. На основе измеренных спектров представляются их ключевые параметры, такие как плотность горячих ионов  $D_p$  и компоненты их температуры относительного магнитного поля: перпендикулярная  $T_{per}$  и параллельная  $T_{par}$ . Полная температура ионов  $T_{hip}$  определяется как

$$T_{hip}=(2 \cdot T_{per}+T_{par})/3, \quad (1.42)$$

Аналогично по спектрам горячих электронов представляются их плотность  $D_e$  и температура  $T_e$ .

Во внешней магнитосфере средняя плотность горячей плазмы  $D_p \sim 1$  ион в  $\text{см}^3$ , температура ионов и электронов порядка нескольких кэВ. Для плазменных измерений можно ввести следующие отношения для ионов и электронов:

$$RI = D_p / T_{\text{hip}}, \quad (1.43)$$

$$RE = D_e / T_e, \quad (1.44)$$

Здесь плотности  $D_p$  и  $D_e$  приводятся в числе частиц на  $\text{см}^3$ , а температуры  $T_{\text{hip}}$  и  $T_e$  – в кэВ. В магнитосфере отношения  $RI$  и  $RE$  систематически меньше 1.

Плотность плазмы возрастает, а температура падает в пограничном слое вблизи низкоширотной магнитопаузы, так называемом слое LLBL (low latitude boundary layer), где наряду с магнитосферной присутствует плазма из магнитослоя, захваченная сильным регулярным геомагнитным полем. В этой области отношения  $RI$  и  $RE$  становятся больше 1 и могут превышать 10.

В магнитослое вектор магнитного поля сильно варьирует и обычно имеет напряженность ниже магнитосферного, плотность горячих ионов достигает десятков ионов в  $\text{см}^3$ , а температура падает до десятых долей кэВ и ниже. Таким образом, для магнитослоя характерны очень большие величины  $RI > 30$  и  $RE > 100$ .

Межпланетная среда в невозмущенных условиях характеризуется относительно слабой напряженностью ММП около 5 нТл, высокой скоростью плазмы (сотни км/с) с невысокой плотностью ( $5 \text{ см}^{-3}$ ) и температурой порядка 0.1 кэВ. Таким образом, для плазменных измерений в межпланетной среде значения  $RI$  и  $RE$  являются промежуточными и поэтому не могут быть использованы. Более того, стандартные параметры могут сильно варьировать во время межпланетных возмущений, связанных с корональными выбросами масс (КВМ) и быстрыми потоками солнечного ветра из корональных дыр. Главной отличительной особенностью межпланетной среды является сверхмагнитозвуковое течение солнечного ветра, движущегося со скоростью  $>300 \text{ км/с}$ , для которого быстрое магнитозвуковое число Маха  $M_f > 1$ .

Перед сектором квазипараллельной ГУВ, где ее нормаль и вектор ММП квазипараллельны, т.е. имеют угол меньше  $\sim 30^\circ$ , формируется область форшока, которая простирается в межпланетную среду на несколько  $R_E$ . Форшок характеризуется сильной волновой активностью, связанной с ускорением горячих



ионов солнечного ветра до энергий  $>10$  кэВ на квазипараллельной ударной волне [Gosling et al., 1978; Greenstadt et al., 1980; Crooker et al., 1981]. Энергичные ионы возникают из диффузной популяции ионов, ускоренных на квазипараллельной ГУВ. Они наблюдаются как в форшоке, так и в магнитослое. При квазирadiaльном ММП дневная ГУВ является квазипараллельной, так что энергичные ионы наблюдаются на дневной стороне повсюду.

Волновая активность проникает вместе с солнечным ветром в магнитослой, где вызывает повышенную турбулентность, проявляющуюся в сильных вариациях вектора магнитного поля и плотности плазмы, что сильно контрастирует с гораздо более слабыми флуктуациями в секторе квазиперпендикулярной ГУВ [Wilkinson, 2003]. Таким образом, главными характерными особенностями форшока являются интенсивные потоки энергичных ионов ( $>10$  кэВ) на фоне сильных флуктуаций магнитного поля и плотности плазмы, которые наблюдаются как в межпланетной среде, так и в магнитослое. Наличие форшока, простирающегося на расстояния до  $\sim 20 R_E$ , накладывает ограничения на близость межпланетного монитора к Земле. Кроме того, требуется учет его возмущающего воздействия при анализе динамики области взаимодействия.

### ***Головная ударная волна***

Пересечения ГУВ можно определять по резким изменениям характеристик плазмы и магнитного поля от межпланетной среды к магнитослою [A5; A7]. ГУВ является резкой границей, на которой происходит скачек параметров солнечного ветра при переходе от межпланетной среды в магнитослой: падает скорость плазмы, возрастают плотность плазмы и напряженность магнитного поля.

Пример идентификации пересечений ГУВ, разделяющий магнитослой от межпланетной среды, по спутниковым данным Geotail за 12-13 мая 2000 г. представлен на рис. 1.3.1. Условия в межпланетной среде измерялись монитором Wind на расстоянии примерно  $X=95 R_E$  по направлению к Солнцу и  $\sim 35 R_E$  к флангу, где монитор наблюдает сверхмагнитозвуковой поток плазмы солнечного

ветра с  $M_f \sim 10$ . КА Geotail двигался в сторону подсолнечной области. С 22:00UT до  $\sim 23:00$ UT он находится в магнитослое, где величина магнитного поля в несколько раз выше, чем в межпланетной среде, а скорость плазмы значительно меньше ( $V \sim 250$  км/с) скорости солнечного ветра ( $V \sim 350$  км/с). Интересно отметить, что плотность плазмы в магнитослое слабо отличается от плотности солнечного ветра. Это может быть связано с проблемами в режиме записи плазменных данных на КА Geotail.

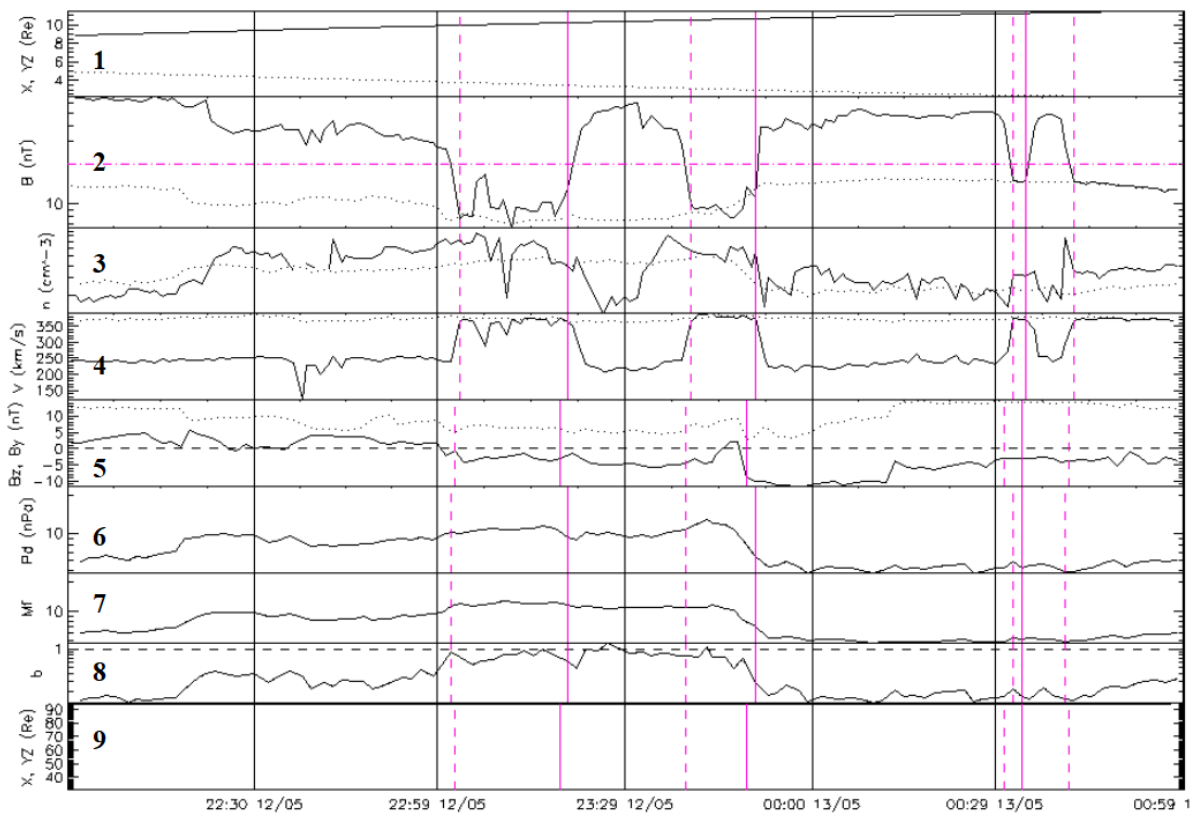


Рис. 1.3.1. Пример идентификации пересечений дневной ГУВ (вертикальные сплошные и пунктирные линии) по наблюдениям КА Geotail и данным о межпланетной среде с монитора Wind. Панели сверху вниз: 1. положение Geotail в системе координат GSE в  $R_E$  (координата X - сплошная линия, координата в плоскости YZ - пунктирная линия); 2. напряженность магнитного поля B (Geotail – сплошная, Wind – точечная линия); 3. плотность плазмы (Geotail – сплошная, Wind – точечная линия); 4. скорость плазмы V (Geotail – сплошная, Wind – точечная линия); 5. ММП компоненты Bz и By (сплошная и пунктирная линии, соответственно); 6. динамическое давление солнечного ветра Pd; 7. быстрое магнитозвуковое число Маха  $M_f$ ; 8. плазменная  $\beta$ ; 9. координаты GSE межпланетного монитора Wind [A5].

В 23:02UT КА Geotail пересекает головную ударную волну (вертикальная пунктирная линия) и выходит в межпланетную среду, где он наблюдает динамику плазмы и ММП, аналогичные измерениям на КА Wind. Данное пересечение вызвано постепенным увеличением динамического давления солнечного ветра  $P_d$ , числа Маха  $M_f$  и плазменной  $\beta$ . В 23:20UT (тонкая вертикальная сплошная линия) значения этих параметров резко уменьшаются и ГУВ снова пересекает Geotail, так что он возвращается в магнитослой. Подобные пересечения зарегистрированы в 23:40UT, 23:50UT и в 0032UT, 0034UT соответственно 13 мая 2000 г. В 0041UT КА Geotail находится достаточно далеко от Земли и покидает магнитослой.

Описанный выше метод позволяет успешно минимизировать погрешность определения условий в межпланетной среде во время пересечений ГУВ. Эта погрешность в основном возникает из-за неточного определения временной задержки распространения солнечного ветра с наклонным фронтом от межпланетного монитора до ГУВ. Однако определение расстояния до ГУВ может иметь значительную неопределенность из-за ее быстрых смещений большой амплитуды относительно зондового спутника вследствие переходных процессов или из-за больших флуктуаций солнечного ветра.

### ***Магнитопауза***

Пересечения магнитопаузы можно определять по резким изменениям характеристик плазмы и магнитного поля от магнитосферных к области магнитослоя (выход в магнитослой) и наоборот (возвращение в магнитосферу) [A15]. Пример определения пересечения магнитопаузы 18 сентября 2000г. по магнитным данным геостационарного спутника GOES-8 представлен на рис. 1.3.2. Рассматривается 2-х часовой интервал наблюдений с 14 по 16 UT, когда КА двигался в предполуденном секторе. Большую часть времени КА аппарат находился в магнитосфере, где наблюдал квазистационарное геомагнитное поле с доминирующей  $V_z$  компонентой. Интервал магнитослоя (ограничен точечной и пунктирной вертикальными линиями) идентифицируется, когда удовлетворено

хотя бы одно из двух условий: 1) магнитное поле, измеренное на GOES, значительно отклоняется от геомагнитного поля или 2) компоненты магнитного поля, измеренные на GOES, хорошо коррелируют с компонентами ММП, которые в данном случае измерялись на мониторе ACE. Данные условия помогают идентифицировать пересечения магнитопаузы и интервалы магнитослоя даже при северной компоненте ММП  $V_z$ , которые труднее всего поддаются идентификации.

Интервал магнитослоя наблюдается в течение 5 мин в условиях длительного (около часа) повышения давления солнечного ветра (до 20 нПа), воздействующего на магнитосферу с 14:45UT до 15:40UT (~10:00 - 11:00LT для GOES 8). Повышение давления проявляется в положительной  $Dst$  вариации, а также в значительном увеличении магнитного поля на геостационарной орбите, которое возрастает от типичных 150 нТл до 250 нТл. Четвертая панель рис. 1.3.2. демонстрирует очень хорошее соответствие вариаций  $P_{sw}$  и  $P_{Dst}$ , с высоким коэффициентом корреляции  $r=0.97$ . Метод кросс-корреляции между  $P_{sw}$  и  $P_{Dst}$  дает время задержки 28 мин для данных ACE, что на 4 минуты меньше времени прямого распространения солнечного ветра. Важно отметить, что коэффициент  $b = 18$  из уравнения (1.41) хорошо согласуется с результатами предыдущих исследований зависимости  $Dst$  от давления солнечного ветра, где коэффициент  $b$  варьируется от 15.7 до 17.7. [Burton et al., 1975; Russell et al., 1992; Araki et al., 1993; Jordanova et al., 2001],

Значительное уменьшение напряженности магнитного поля  $V_t$ , измеренное на GOES-8, указывает на то, что магнитопауза пересекла геостационарную орбиту в 15:09UT и вернулась обратно в 15:14UT. Приход магнитослоя вызван кратковременным повышением давления  $P_{sw}$  до 18 нПа на фоне небольших значений отрицательной ММП  $V_z$ , которая в данном случае играет второстепенную роль в динамике магнитопаузы. Действительно, несмотря на увеличение отрицательного  $V_z$  примерно до  $-7$  нТл между 15:13UT и 15:16UT, возврат магнитопаузы наблюдается во время уменьшением давления  $P_{sw}$  в 15:14UT. Важно отметить, что в окрестности пересечений GOES-8 наблюдал

геомагнитное поле  $\sim 250$  нТл, что указывает на справедливость уравнения баланса (1.22) с  $f=1.22$ . Для дипольного поля на геостационарной орбите  $H_0/6.6^3 = 107$  нТл полное геомагнитное поле на магнитопаузе  $H=2*f*107 = 261$  нТл.

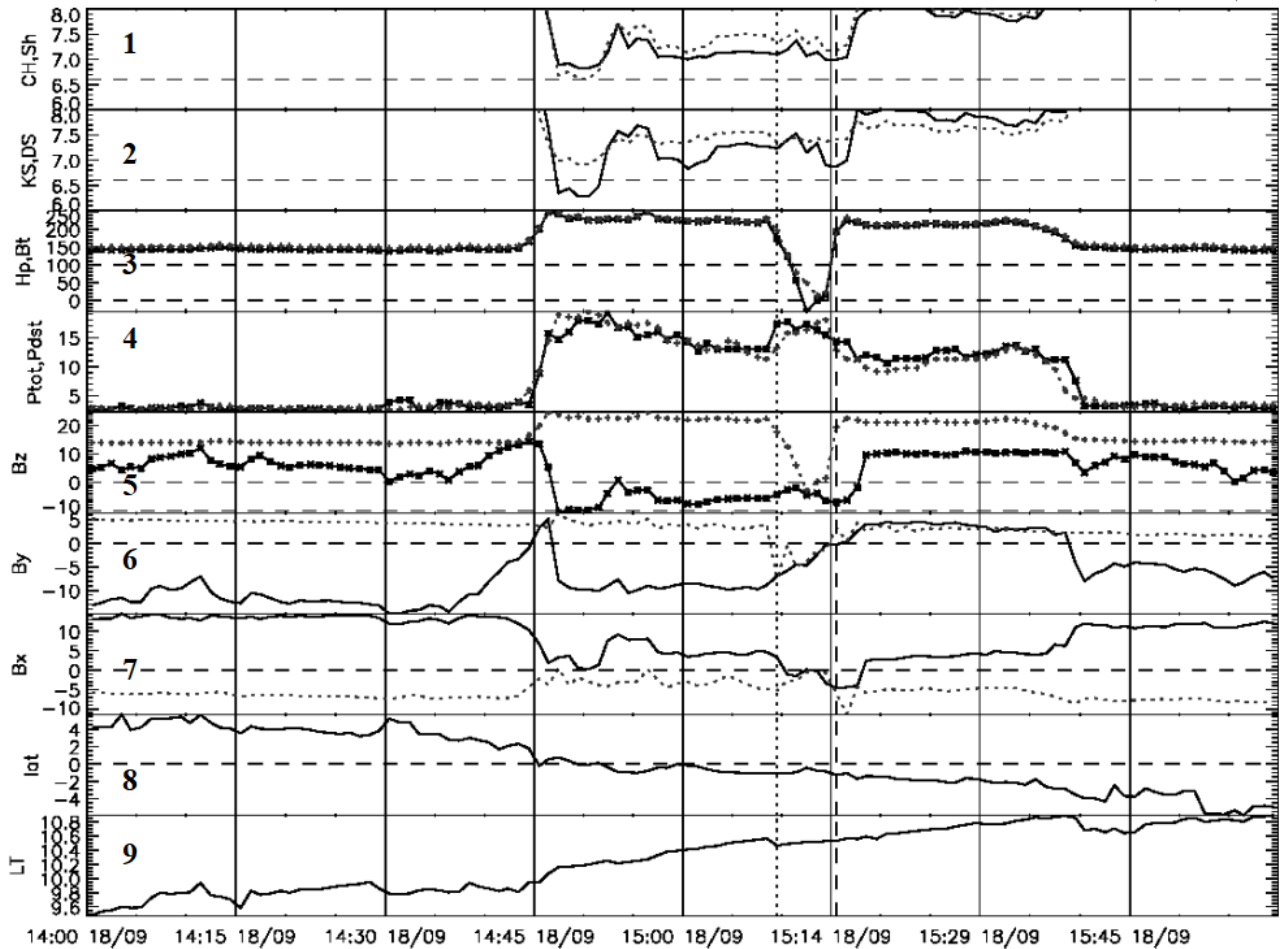


Рис. 1.3.2. Пример идентификация МС интервала и ГПМ по магнитным измерениям GOES-8 и данным солнечного ветра монитора ACE 18 апреля 2000 г. Панели сверху вниз: 1. расстояние до магнитопаузы по моделям Ch02 и Sh98 (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 2. по моделям KS98 и DS00 (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 3. Нp-компонента и полное магнитное поле (нТл), измеренные КА GOES (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 4. полное давление солнечного ветра и оценка давления по Dst PDst (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 5.-7. Компоненты магнитного поля Bz, By и Bx в aGSM, измеренные на ACE и GOES (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 8. и 9. соответственно широта (в градусах) и местное время КА GOES в системе координат aGSM. Компоненты Bz и By, измеренные GOES, делятся на 10, а компонент Bx делится на 5. Вертикальные точечные и пунктирные линии обозначают вход в магнитослой и возвращение в магнитосферу соответственно [A15].

В интервале магнитослоя наблюдается очень высокая ковариация компоненты  $V_y$ , измеренной в магнитослое на GOES-8 и в межпланетной среде на ACE. Эта ковариация подтверждает правильность выбора межпланетного монитора ACE и определения временного сдвига для его данных. Отрицательное значение ММП  $B_z$  в течение интервала магнитослоя было невелико, поэтому компонента  $B_z$ , измеренная на GOES, имеет отрицательные значения только в течение двух минут вблизи 15:12UT. Различие в поведении относительно небольшой компоненты  $B_z$ , измеренной GOES-8 и ACE, можно объяснить драпировкой магнитного поля в магнитослое [Yang et al., 2002].

Важно отметить, что данный интервал магнитослоя не может быть предсказан ни одной из четырех реперных моделей магнитопаузы (Ch02 Sh98, KS98 и DS00). С другой стороны, модели Sh98 и KS98 предсказывают ложный интервал магнитослоя с 14:47UT до 14:52UT, который должен быть вызван усилением отрицательной ММП  $B_z$  до -10 нТл на фоне сильного давления солнечного ветра  $P_{sw} \sim 18$  нПа. Таким образом, данный пример наглядно демонстрирует несовершенство разработанных к концу 90-х годов моделей в применении их к пересечениям магнитопаузой геостационарной орбиты.

Пример идентификации пересечений магнитопаузы и интервала магнитослоя 24 мая 2000 г. по плазменным данным геостационарного КА LANL 1994-084 представлен на рис. 1.3.3. В течение 4-х часов КА двигался из утреннего сектора (8 LT) к полудню (12 LT). Длительный (~2 часа) интервал магнитослоя наблюдался в с 01:56UT до 04:15UT. В течение этого времени отношения RI и RE значительно превышают свои пороговые значения. В качестве межпланетного монитора использовался КА Wind, который был расположен недалеко от Земли (XGSM  $\sim 45 R_E$ , YGSM  $\sim 5 R_E$ , ZGSM  $\sim -3 R_E$ ).

Метод кросс-корреляции  $P_{sw}$  и  $P_{Dst}$  дает задержку распространения солнечного ветра около 6 мин, что совпадает со средним временем прямого распространения солнечного ветра. Однако коэффициент корреляции невелик  $r=0.37$  вследствие сильных вкладов кольцевого и хвостового токов, усилившихся на фоне сильного и длительного южного ММП, наблюдаемого с 01:20UT до

03:40UT. Тем не менее, в  $Dst$  вариации имеются некоторые тонкие структуры, совпадающие с большими вариациями  $Psw$  в интервалах 03:45–04:16UT и 04:32–04:38UT. Более того,  $RI$  и  $RE$  очень хорошо коррелируют с давлением  $Psw$ . Эти ковариации поддерживают правильную привязку условий в солнечном ветре, а также правильный выбор межпланетного монитора.

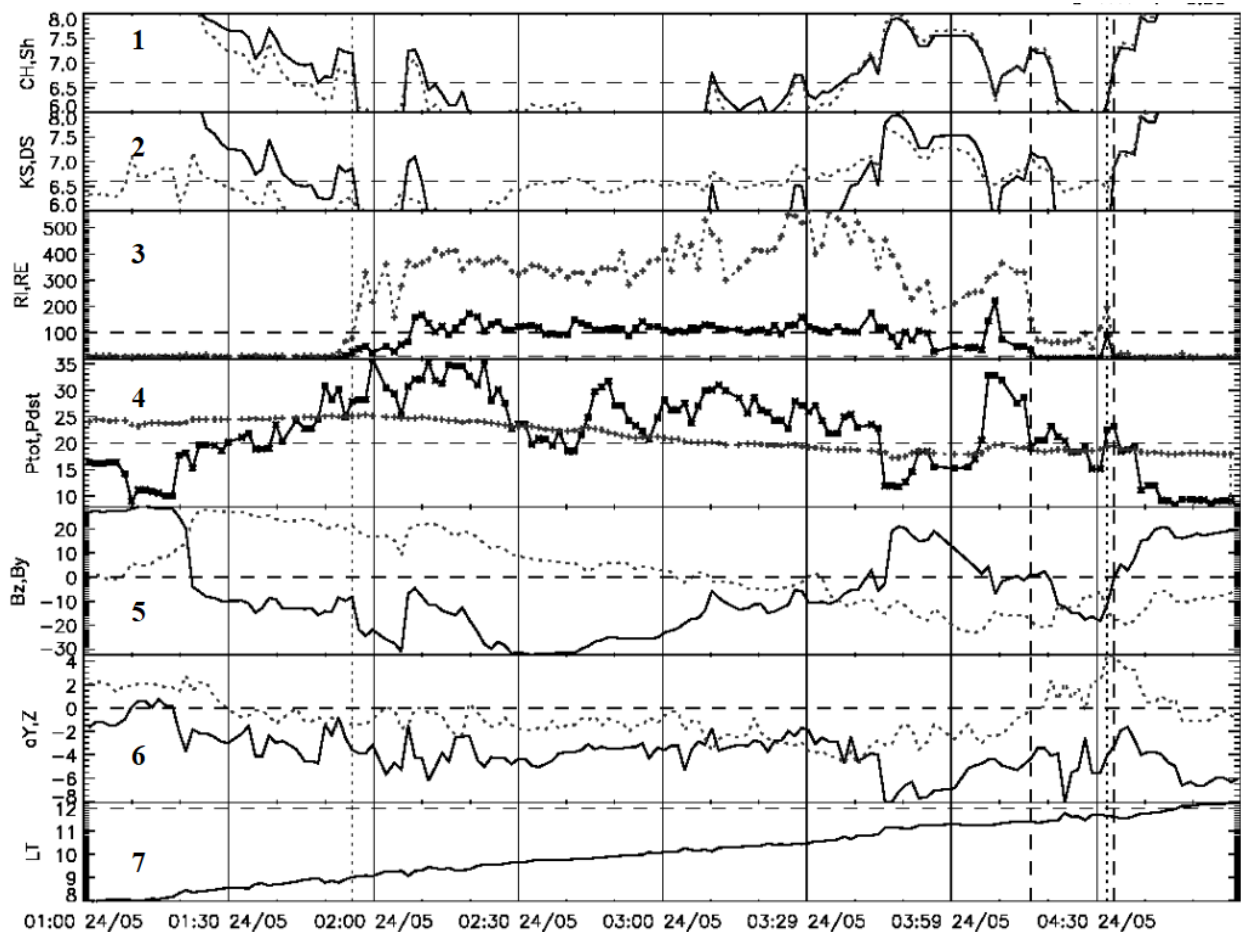


Рис. 1.3.3. Пример идентификации ГПМ по измерениям плазмы на LANL 1994-084 и межпланетных условий монитором Wind 24 мая 2000 г. Панели сверху вниз представляют: 1. расстояние до магнитопаузы по моделям Ch02 и Sh98 (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 2. по моделям KS98 и DS00 (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 3. отношения  $RI$  и  $RE$  (сплошная и пунктирная кривые соответственно), горизонтальные пунктирные линии указывают пороги  $RI=30$  и  $RE=100$ ; 4. полное давление солнечного ветра и оценка давления по  $Dst$   $PDst$  (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 5.  $Bz$  и  $By$  компоненты ММП в  $aGSM$  (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 6. углы абберации вокруг  $GSM$  оси  $Y$  и оси  $Z$  в градусах (сплошная и пунктирная кривые соответственно); 7. местное время (в часах) спутника LANL с поправкой на абберацию. Вертикальные точечные и пунктирные линии обозначают входы в магнитослой и в магнитосферу, соответственно [A15].

Интервал магнитослоя сопровождается сильным сжатием и эрозией магнитосферы, вызванными соответственно высоким давлением  $P_{sw}$  (до 36 нПа) и большими отрицательными ММП  $B_z$  (до -32 нТл). Однако пересечение магнитопаузы в 01:56UT в первую очередь вызвано движением спутника с раннего утра до полудня. Действительно, до пересечения условия в солнечном ветре уже были сильно возмущены так, что некоторые модели магнитопаузы (Sh98, KS98, DS00) предсказывают ложные пересечения. Но этих условий было недостаточно для пересечений магнитопаузы в утреннем секторе. Возврат в магнитосферу в 04:15UT вызван резким уменьшением давления  $P_{sw}$ . Другой интервал магнитослоя, наблюдаемый с 04:32UT до 04:33UT, был очень короткий. Он обусловлен кратковременным повышением давления  $P_{sw}$  на фоне отрицательной ММП  $B_z$ .

Интересно отметить, что предсказания моделей в данном случае часто оказываются неверными. Часть ошибок может быть исправлена, если принять во внимание вклад  $He > 10\%$ , измеренный на мониторе ACE. Однако, с 03:40UT до 04:15UT все модели завышают расстояние до магнитопаузы и не могут предсказать наблюдаемый интервал магнитослоя. И, наоборот, с 04:20UT до 04:32UT наблюдается противоположная ситуация: все модели существенно занижают расстояние до магнитопаузы и предсказывают ложный интервал магнитослоя. Необходимо заметить, что модель DS00 наиболее близка к фактическому положению магнитопаузы. Это связано с учетом в модели зависимости от компоненты ММП  $B_y$ . Это можно видеть в интервале с 04:20 по 04:32UT, когда ММП повернулось на юг, а модуль  $B_y$  уменьшился с 20 нТл до примерно 5 нТл. Все модели, кроме DS00, предсказывают ложное уменьшение расстояния до магнитопаузы. Данный пример еще раз демонстрирует несовершенство моделей и важность учета компоненты ММП  $B_y$ .



### **Форшок**

Наличие спектрограмм надтепловых ионов существенно облегчает идентификацию составных частей области взаимодействия. На рис. 1.3.4. приведен пример идентификации магнитосферы, магнитослоя и сектора форшока по спектрограммам ионов и магнитных полей, измеренных 9 июня 2007 г. в области на КА THEMIS-B и соответствующих условий в межпланетной среде по данным мониторов ACE и Wind, а также полученных из базы данных OMNI [A29]. Анализ динамики магнитных полей приводится по конуглу Ca.

Магнитные данные КА Wind и ACE были сдвинуты по времени в соответствии с взаимной корреляцией поперечных магнитных компонент  $V_y$  и  $V_z$  с наблюдаемыми по данным THEMIS-B. В результате были получены временные задержки 83 минуты для Wind и 27 минут для ACE, тогда как простое приближение прямого распространения дает 60 и 56 минут, соответственно. Принимая во внимание очень разные задержки для Wind и ACE, а также смещение мониторов от линии Земля-Солнце  $\pm 40 R_E$ , можно сделать вывод, что межпланетный фронт был сильно наклонен по отношению к направлению потока солнечного ветра.

В течение данного 5-и часового интервала КА THEMIS-B находился в послеполуденном секторе ( $\sim 15$  LT) на геоцентрическом расстоянии  $14.5 - 12.7 R_E$ . С 09:00 до 12:55UT КА THEMIS-B двигался в магнитослое, отличительной характеристикой которого являются сильные флуктуации магнитного поля, а также широкий спектр ионов от нескольких десятков эВ до нескольких кэВ с максимумом в районе нескольких сотен эВ. Начиная с 10:10UT наблюдается резкий рост турбулентности в магнитослое: увеличивается амплитуда колебаний конугла Ca, и ионный спектр уширяется в область  $>10$  кэВ, что является однозначным индикатором формирования форшока в полуденном секторе.

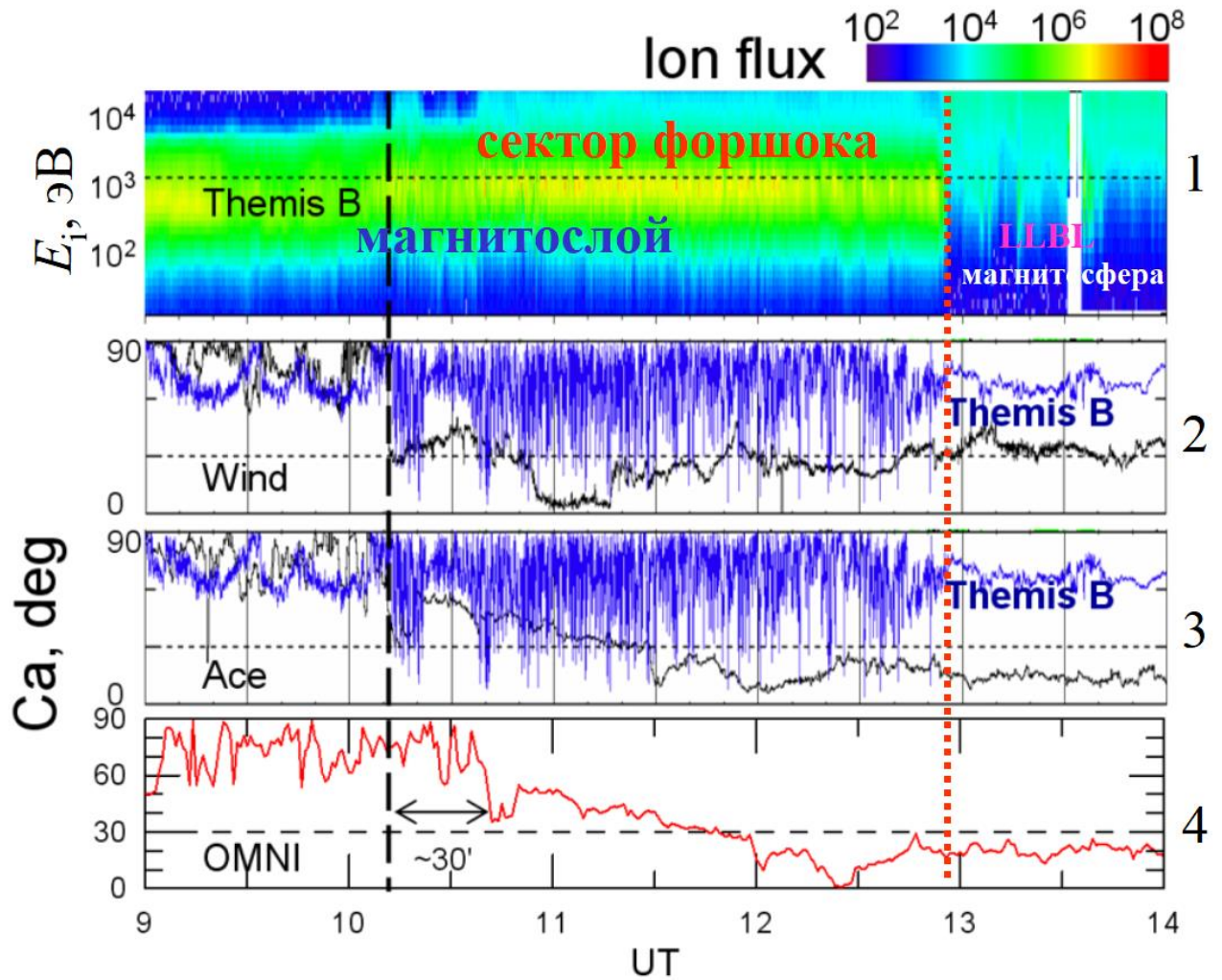


Рис. 1.3.4. Характеристики плазмы и магнитных полей 9 июня 2007 г. с 9 до 14 UT в области взаимодействия и в межпланетной среде: 1. спектрограммы ионов, измеренные КА THEMIS-B в области взаимодействия; 2-4. кон-углы  $Ca$ , рассчитанные по магнитным измерениям THEMIS-B и по данным ММП, сдвинутым на прямое время распространения и полученным с межпланетных мониторов Wind (2) и ACE (3), а также из базы данных OMNI (4). Временная задержка OMNI отличается от ACE и Wind на  $\sim 30$  мин. Вертикальная черная пунктирная линия отмечает начало наблюдения сектора форшока. Вертикальная красная точечная линия отмечает пересечение магнитопаузы при переходе из магнитослоя в магнитосферу [A29].

Очевидно, что формирование полуденного форшока связано с уменьшением конугла ММП до  $30^\circ$  и ниже, так что квазипараллельный сектор ГУВ оказывается в подсолнечной области. После  $\sim 12:45$  UT форшок уходит из подсолнечной области: КА THEMIS-B наблюдает в магнитослое резкое уменьшение амплитуды флуктуаций Ca и исчезновение энергичных ионов.

В межпланетной среде резкое падение кон-угла ниже  $30^\circ$  наблюдалось на мониторе Wind. Монитор ACE в это время наблюдает  $Ca > 30^\circ$ , а данные OMNI показывают падение кон-угла с 30 мин задержкой. Из рис. 1.3.4 хорошо видно, что динамика форшока по наблюдениям THEMIS-B лучше всего соответствует динамике кон-угла, измеренного монитором Wind.

В  $12:55$  UT КА THEMIS-B пересек магнитопаузу и вошел в LLBL, где спектр ионов имеет смешанный состав, состоящий из популяции горячих ионов магнитослоя и интенсивных потоков энергичных ( $>10$  кэВ) ионов магнитосферы, при этом флуктуации магнитного поля резко уменьшаются и оно становится квазирегулярным. В  $\sim 13:40$  UT КА THEMIS-B покидает LLBL и оказывается во внешней магнитосфере со слабо флуктуирующим геомагнитным полем с захваченными в нем энергичными ионами с  $E_i > 10$  кэВ.

Вызывает интерес сильное различие в показаниях межпланетных мониторов и данных OMNI в условиях квазирадialьного ММП, которые наблюдаются в области взаимодействия на КА THEMIS-B. Очевидно, что структура солнечного ветра, которая фактически воздействует на магнитосферу Земли, более близка к той, которую наблюдает Wind, а не ACE. При этом данные OMNI скорее соответствуют данным магнитного поля ACE с временным сдвигом примерно на 30 минут. Согласно времени прямого распространения по данным ACE и OMNI квазирадialьное ММП должно воздействовать на Землю с 12 UT, что на  $\sim 2$  часа позже фактического времени, наблюдаемого на THEMIS-B. Таким образом межпланетные мониторы Wind и ACE наблюдают разные трубки тока солнечного ветра, которые имеют сильный наклон относительно оси Солнце-Земля. Эта ситуация типична для квазирадialьного ММП.

Данный пример демонстрирует две важные проблемы, возникающие при определении межпланетных условий для анализа динамики области взаимодействия. Первая проблема – это выбор межпланетного монитора, который детектирует солнечный ветер, реально воздействующий на магнитосферу. Вторая проблема — правильное определение времени задержки, которое может отличаться на десятки минут от времени прямого распространения и от данных OMNI [Bier et al., 2014]. Следовательно, эти вопросы требуют тщательного рассмотрения в исследованиях, посвященных связи межпланетных условий с динамикой области взаимодействия. Из вышесказанного можно заключить: для такого рода исследований нельзя использовать данные OMNI.

#### 1.4. Выводы к первой главе

Для анализа области взаимодействия используются данные современных спутниковых экспериментов, в которых временное разрешение плазменных инструментов составляет от 3 сек до 1 минуты, а для магнитных измерений – от долей секунды до 3 сек. Эти данные содержат информацию о нерадиальных компонентах скорости плазмы, концентрации гелия и температуре электронов в плазме солнечного ветра, что позволяет более точно определить основные физические параметры среды и баланса давлений в области взаимодействия. Приводится формализм определения ключевых физических параметров с помощью современных спутниковых данных. Выводится расширенное уравнение баланса между подсолнечной магнитосферой и солнечным ветром.

Анализ динамики области взаимодействия проводится в полностью аберрированной системе координат GSM в которой ось X направлена параллельно вектору скорости солнечного ветра, ось Z лежит в плоскости, образованной осью X и осью геодиполя, а ось Y завершает триаду и направлена на вечер. Это позволяет учесть существенную нерадиальность солнечного ветра во время сильных межпланетных возмущений.

Для комплексного анализа больших массивов экспериментальных данных высокого разрешения со спутниковых и наземных экспериментов и применения к ним различных моделей области взаимодействия был разработан пакет программ на базе объектного программного языка IDL, который предоставляет широкий круг возможностей для визуализации научных данных, их всестороннего анализа и сравнения с ними модельных представлений.

Применение пакета программ позволяет автоматически проводить следующие операции с последующей визуальной верификацией:

- независимо определять временной сдвиг для условий в межпланетной среде, наблюдаемых на большом удалении от Земли, с помощью синтеза межпланетных плазменных и наземных магнитных данных;
- достоверное модельно-независимое определение составных частей области взаимодействия, таких как магнитосфера, магнитопауза, магнитослой, головная ударная волна и форшок, по их ключевым параметрам и характеристикам;
- контролировать соблюдение баланса плотностей энергии во всех частях области взаимодействия:
- Сравнивать показания моделей с экспериментальными данными и таким образом определять значимые отклонения наблюдений от модельных предсказаний.

Для сравнения показаний моделей области взаимодействия с экспериментальными данными вводятся статистические параметры, которые позволяют оценивать качество моделей на основе логической таблицы их ошибочных и точных предсказаний.

## Глава 2.

# Геометрия магнитопаузы и баланс давлений во время сильных магнитных бурь

*При подготовке данного раздела диссертации использованы статьи A3, A4, A9, A10, A11, A13, A14, A15, A21, A22, A24, A25, A28, A34 из списка публикаций по теме диссертации, выполненные автором в соавторстве, в которых, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования.*

### 2.1. Обзор литературы

Изучение влияния экстремальных условий солнечного ветра на размер и форму магнитосферы во время геомагнитных бурь является чрезвычайно актуальной задачей. Очень сильные возмущения в межпланетной среде сопровождаются высоким давлением солнечного ветра и/или большой напряженностью ММП южного направления, что вызывает развитие геомагнитных возмущений, суббурь и бурь, а также сильное сжатие дневной магнитосферы. Последнее оказывает существенное влияние на всю структуру магнитосферы, включая радиационные пояса Земли, экзосферу, плазмосферу и ионосферу [A25]. Таким образом, знание положения магнитопаузы при сильно возмущенных условиях является чрезвычайно важным для понимания динамики возмущенной магнитосферы.

При сильных возмущениях магнитопауза приближается к Земле на очень близкие расстояния и может пересекать геостационарную орбиту, расположенную в плоскости географического экватора на геоцентрическом расстоянии  $\sim 6,6 R_3$  [Russell, 1976; Rufenach et al., 1989; McComas et al., 1993; A15;

*Lin et al.*, 2010]. Такие геостационарные пересечения магнитопаузы (ГПМ) приводят к серьезным негативным воздействиям на космические аппараты, таким как повреждение или даже потеря геосинхронных спутников [*Odenwald and Green*, 2007].

Для вычисления ГПМ используются различные модели магнитопаузы. Полный их список, включая улучшенные версии, был представлен в ряде работ [A2, *Yang et al.*, 2002] и включает следующие модели (см. их описание в Главе 1): модель PR96 [*Petrinec and Russell*, 1996], модель Sh98 [*Shue et al.*, 1998], модель KS98 [*Kuznetsov and Suvorova*, 1998a; *Kuznetsov et al.*, 1998], модель DS00 [A1; A3; A4], модель Ch02 [*Chao et al.*, 2002; *Yang et al.*, 2003]. Однако эти модели часто дают противоречивые результаты [*Shue et al.*, 2000; *Ober et al.*, 2002; A9; A12; A15]. На рис. 2.1.1 представлены динамическое давление солнечного ветра  $P_d$  и ММП  $B_z$ , рассчитанные по различным моделям для геоцентрического расстояния до подсолнечной магнитопаузы  $6.6 R_3$ , соответствующего геостационарной орбите. Как видно, все пять моделей требуют разных условий для геостационарных пересечений магнитопаузы (ГПМ). Различия увеличиваются с ростом уровня возмущенности. В таблице 2.1.1 приведены значения динамического давления солнечного ветра, согласно различным моделям необходимые для ГПМ в подсолнечной точке в условиях сильного северного и южного ММП.

Для положительных  $B_z=30$  нТл модели показывают очень большой разброс, до двух раз, по динамическому давлению. Модели KS98 и Ch02 дают соответственно минимальное ( $P_d=24,5$  нПа) и максимальное ( $P_d=45$  нПа) значения. Для сильного южного ММП ( $B_z=-30$  нТл) разброс в предсказаниях модели становится гораздо шире и варьируется от  $P_d=0,7$  нПа для модели PR96 до  $P_d=7,4$  нПа для модели Sh98 (т.е. более чем в 10 раз). Заметим, что модель PR96 не учитывает так называемый эффект насыщения влияния  $B_z$  при сильном южном ММП, когда зависимость давления  $P_d$  для ГПМ от больших отрицательных ММП  $B_z$  ( $<-20$  нПа) выходит на вертикальную асимптоту.

Однако, как видно на рис. 2.1.1 даже модели, включающие эффект насыщения  $B_z$ , дают разные асимптоты, варьирующиеся от  $P_d \sim 3$  до  $\sim 12$  нПа.

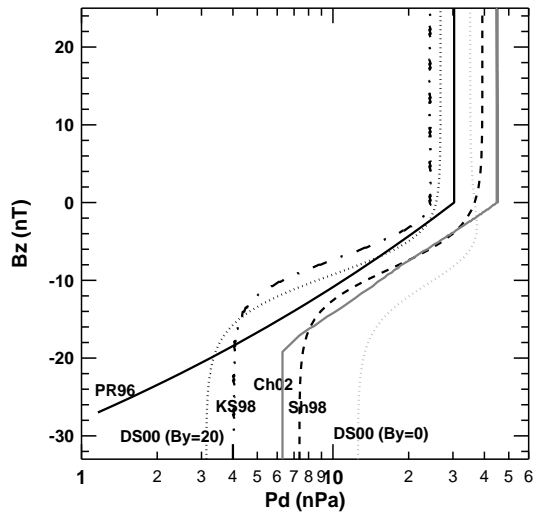


Рис. 2.1.1. Динамическое давление солнечного ветра  $P_d$  и ММП  $B_z$ , вычисленные для подсолнечного расстояния магнитопаузы  $6.6 R_3$  по моделям: PR96 (черная сплошная линия), Sh98 (штриховая линия), KS98 (штрихпунктирная линия), DS00 (штриховая серая линия для  $B_y = 0$  нТл и черная пунктирная линия для  $B_y = 20$  нТл) и Ch02 (серая сплошная линия) [A15].

Таблица 2.1.1. Динамическое давление  $P_d$  (нПа) необходимое для ГПМ [A15]

Model	$B_z = 30$ нТл	$B_z$ -насыщение	Отношение
	$P^+$	$P^-$	
KS98	24.5	4 (-18 нТ)	6.1
SH98	39.3	7.4 (-19 нТ)	5.3
DS00	27*	3 (-16 нТ) <sup>a</sup>	9*
CH02	45	6.3 (-18.5 нТ)	7.1

<sup>a</sup>Рассчитано для  $B_y = 20$  нТл.

В режиме насыщения увеличение величины отрицательной  $B_z$  выше некоторого порога не сопровождается уменьшением давления солнечного ветра  $P_{sw}$  необходимого для ГПМ. Это эквивалентно тому, что магнитопауза перестает «чувствовать» усиление южного ММП, и положение ее перигейной точки остается неизменным. Как видно из таб. 2.1.1, порог насыщения  $B_z$  находится между -15 и -20 нТл в зависимости от модели. Природа эффекта насыщения  $B_z$  является до сих пор нерешенной проблемой. МГД-моделирование показывает,



что ослабление взаимодействия полей противоположной направленности может быть результатом магнитного воздействия продольного тока зоны 1 [Siscoe et al., 2004] и/или подавляющим эффектом высокоплотной плазмосферной плазмы (*plasmospheric plume*), втекающей в область взаимодействия [Borovsky et al., 2008].

Значительные неопределенности в условиях в межпланетной среде, необходимых для ГПМ, свидетельствуют о неполноте накопленных на тот момент знаний о динамике магнитопаузы в условиях сильно возмущенного солнечного ветра. Отметим, что в наборах экспериментальных данных для моделей PR96, Sh98 отсутствуют ГПМ, поэтому модели экстраполируются на сильно возмущенные условия солнечного ветра. Модели KS98 и DS00 были разработаны на основе ограниченной базы данных ГПМ [Kuznetsov and Suvorova, 1997]. Набор данных модели Ch02 содержит лишь небольшое количество ГПМ. Следовательно, для восполнения этого пробела потребовались новые экспериментальные данные о положении магнитопаузы в условиях сильно возмущенного солнечного ветра. Одним из возможных путей является накопление и анализ пересечений магнитопаузы на геосинхронной орбите, когда геосинхронный спутник попадает в магнитослой в условиях сильно возмущенного солнечного ветра, а также так называемые «интервалы магнитослоя», когда геосинхронный спутник находится вне магнитосферы. т. е. в магнитослое или даже в межпланетной среде.

Изучение событий ГПМ позволяет определить условия в межпланетной среде, сопровождающие пересечения. Однако экспериментальные данные о ГПМ страдают от так называемого эффекта орбитального ограничения. Этот эффект связан с постоянством геоцентрического расстояния до геостационарного КА, что приводит к переоценке расстояния до магнитопаузы, поскольку в реальности она может находиться далеко внутри геостационарной орбиты для большинства случаев большого давления и/или большого южного ММП  $V_z$ . Это означает, что результаты, основанные на наблюдаемых ГПМ и интервалах магнитослоя, неизбежно будут переоценивать межпланетные условия, необходимые для

положения магнитопаузы на 6.6  $R_3$ . Проблема орбитального ограничения долгое время была серьезным препятствием в исследованиях ГПМ, вследствие чего такие пересечения обычно не включались в наборы данных для моделирования магнитопаузы.

Чтобы минимизировать эффект орбитального ограничения был разработан метод отбора ГПМ [Kuznetsov and Suvorova, 1997; 1998b]. Он основан на определении поверхности минимальных условий, необходимых для ГПМ, в трехмерном пространстве динамического давления солнечного ветра  $P_d$ , ММП  $B_z$  и местного времени (LT). Для каждого значения  $B_z$  и LT определяется наименьшее значение  $P_d$ . Небезосновательно предполагалось, что выбранные таким образом межпланетные условия являются необходимыми для того, чтобы магнитопауза МП находилась вблизи геостационарной орбиты. Этот метод был применен для набора из 197 ГПМ, охватывающего широкий динамический диапазон межпланетных параметров (давление варьируется от 2 нПа до 50 нПа,  $B_z$  — от  $-28$  нТл до  $+20$  нТл). После селекции только 39 ГПМ (в том числе 12 пересечений при северном ММП) были использованы для разработки модели KS98. Аналогичный принцип используется в настоящем исследовании. Однако рассматривается более сложный набор параметров, характеризующих ГПМ.

Форма магнитопаузы, представленная в системе координат aGSM, на самом деле асимметрична относительно линии Солнце-Земля. Асимметрия север-юг контролируется углом наклона диполя [Petrinec and Russell, 1995; Boardsen et al., 2000], что должно влиять на широту носовой точки. Асимметрия магнитопаузы утро - вечер [Wrenn et al., 1981; Rufenach et al., 1989; McComas et al., 1993; Itoh and Araki, 1996 г.; Kuznetsov and Suvorova 1997; 1998b; A4] зависит от ММП  $B_z$  и влияет на долготу носовой точки. Следовательно, необходимо учитывать фактическое местоположение ГПМ, а именно долготу и широту в aGSM.

Эффект асимметрии утро-вечер для ГПМ требует особого рассмотрения, поскольку предыдущие его исследования дают довольно противоречивую информацию. Некоторые авторы сообщают, что ГПМ наблюдаются в основном на утренней стороне и, следовательно, форма магнитопаузы имеет асимметрию

утро-вечер в условиях экстремального солнечного ветра. Однако другие авторы [McComas et al., 1994] приводят аргументы против асимметрии и показывают, что относительно небольшой сдвиг местного времени в сторону утра для большинства ГПМ, составляющий около получаса, может быть просто объяснен эффектом аберрации за счет орбитального вращения Земли.

Таблица 2.1.2. Сравнение исследований асимметрии утро-вечер ГПМ [A11]

Работа	Число ГПМ	Метод Определения	Метод Анализа	Асимметрия Пик наблюдений
<i>Wrenn et al.</i> , 1981	15	Плазменные данные	магнитослой	1000MLT
<i>Rufenach et al.</i> , 1989	64	Магнитные данные	ГПМ	Предполуденный сектор
<i>McComas et al.</i> , 1993	~12*	Плазменные данные	магнитослой	Предполуденный сектор
<i>McComas et al.</i> , 1994	~59*	Плазменные данные	магнитослой	1130MLT
<i>Itoh and Araki</i> , 1996	105	Магнитные данные	ГПМ	Предполуденный сектор
<i>Kuznetsov and Suvorova</i> , 1997	172(60)* *	Комплекс	ГПМ	1100MLT

\* Определение точного количества ГПМ затруднительно (см. текст).

\*\* Набор данных содержит 60 исходных ГПМ, а оставшаяся часть является комбинацией предыдущих наборов данных.

В таблице 2.1.2 представлен краткий список результатов предыдущих исследований асимметрии ГПМ. В первом столбце указана работа. Во втором столбце указано общее количество изученных ГПМ. Краткие сведения об экспериментальных методах идентификации пересечений магнитопаузы и методе статистического исследования представлены в третьем и четвертом столбцах, соответственно. Некоторые авторы проводят статистический анализ пересечений, то есть они анализировали только входы в магнитослой. Другие статистические исследования основаны на вероятности появления интервалов наблюдения магнитослоя. В последнем столбце табл. 2.1.2 представлена оценка асимметрии магнитопаузы, полученная в исследовании.

Ранние наборы данных [Russell, 1976] содержали лишь несколько ГПМ. Поэтому они не могли достоверно определить асимметрию. В работе [Wrenn et al., 1981] было идентифицировано 15 интервалов магнитослоя, используя наблюдения плазмы на КА GEOS. Они обнаружили, что медиана распределения местного времени для интервалов MS находится примерно в 10:00MLT. Очевидно, что этот результат, основанный на очень маленькой статистике, имеет очень низкий уровень достоверности.

Первый существенный набор данных из 64 ГПМ был собран в работе [Rufenach et al., 1989] по наблюдениям магнитного поля на спутниках GOES 2, 5 и 6 в 1978–1986 гг. Авторы выделили три типа ГПМ в зависимости от межпланетных условий: 1. Связанные преимущественно с повышениями давления солнечного ветра  $Pd$  (33 события), 2. Вызванные эрозией геомагнитного поля при наличии южного ММП (6 событий), 3. Сложные события (25 событий). Оценка асимметрии утро-вечер основывалась на статистическом анализе локального временного распределения вероятности возникновения ГПМ, которое рассматривалось отдельно для каждого типа. Небольшой сдвиг к предполуденным часам был обнаружен для всех ГПМ, особенно для пересечений, связанных с эрозией и сложными событиями. Авторы указали на эффект асимметрии только для 31 ГПМ, что опять-таки недостаточно для того, чтобы сделать определенный вывод.

В работе [McComas et al., 1993] анализируется 12 ГПМ, используя измерения плазмы на КА LANL в 1992 году. Авторы представили два независимых случая асимметрии. MLT-распределение интервалов магнитослоя имеет заметный максимум в предполуденном секторе около 9:00 MLT. Одновременные измерения ГПМ двумя КА LANL, разнесенными по MLT, дают случай, когда LANL, движущийся в предполуденном секторе, наблюдает ГПМ, а LANL, движущийся в послеполуденном секторе, - нет.

Следующее исследование наблюдений ГПМ на КА LANL [McComas et al., 1994] было основано на 39 интервалах, отобранных в период с 1990 по 1993 г., которые содержали 59 ГПМ. Авторы предложили три различных метода

исследования асимметрии магнитопаузы. Первый заключался в анализе числа встречаемости 5-минутных интервалов, когда КА LANL находился в магнитослое. Была получена гистограмма чисел встречаемости интервалов магнитослоя в 15-минутных интервалах MLT. Распределение имело медианное значение в 11:30 MLT со стандартным отклонением 1 час 22 минуты. Вторым методом заключался в одновременных наблюдениях ГПМ разными КА. Лишь в одном из четырех случаев асимметрия утро-вечер была выявлена и оценена как поворот магнитопаузы в сторону утра с носовой точкой, расположенной на ~1145 MLT. Третий метод определял местоположение носовой точки магнитопаузы, используя азимутальную составляющую скорости потока плазмы в магнитослое, которая должна менять знак непосредственно в окрестностях носовой точки. Было обнаружено, что медиана и среднее MLT для девяти инверсий скорости, рассмотренных в исследовании, располагались очень близко к полудню, со стандартным отклонением около получаса. В результате авторы пришли к выводу, что такую небольшую асимметрию утро-вечер интервалов магнитослоя, пересечений магнитопаузы и инверсий скорости потока можно просто понять, приняв во внимание аберрацию из-за орбитального движения Земли. Однако набор данных [McComas et al., 1994] все еще недостаточен для строгого доказательства симметрии МП на геостационарной орбите.

Следующая работа [Itoh and Araki, 1996] была основана на 105 ГПМ, идентифицированных по магнитным данным КА GOES 2, 3, 5, 6, 7 за период с 1978 по 1992 г. Авторы изучили их связь с *Dst*-индексом и MLT. Они обнаружили, что в 16 событиях с положительным *Dst* ГПМ произошли только около полудня по местному времени. Большинство ГПМ (89 событий) наблюдались при отрицательной *Dst*-вариации и располагались преимущественно в предполуденном секторе.

В работе [Kuznetsov and Suvorova, 1997] авторы использовали измерения магнитного поля на КА GOES 7 для идентификации 59 ГПМ с 1989 по 1993 год. Статистический анализ так же включал предыдущие наборы данных [Rufenach et al., 1989, McComas et al., 1994]. Таким образом, в анализ было включено 172

пересечения. Было установлено, что распределение вероятности появления ГПМ по MLT имеет сильную асимметрию утро-вечер с медианой в 11:00 MLT. Такую асимметрию нельзя объяснить только эффектом абберации. Полученное распределение по MLT имеет очень широкий профиль и, следовательно, очень большую статистическую ошибку. Следовательно, данный результат можно рассматривать лишь как важное указание на наличие асимметрии утро-вечер для ГПМ.

Асимметрия утро-вечер была представлена в двух моделях магнитопаузы [Kuznetsov and Suvorova, 1998б, А3], которые были построены с использованием одного и того же набора данных из 39 ГПМ. Согласно исследованию [Kuznetsov and Suvorova, 1997], асимметрия магнитопаузы незначительна в условиях умеренно возмущенного СВ, но она существенно возрастает, когда ММП  $B_z$  отрицательная и большая ( $B_z < -6$  нТл) и/или динамическое давление солнечного ветра высокое ( $P_d > 20$  нПа). Модель KS98 [Kuznetsov and Suvorova, 1998б] вводит асимметрию магнитопаузы за счет смещения оси X в сторону вечера на  $\sim 2 R_3$  для экстремальных межпланетных условий. Модель, построенная на основе искусственных нейронных сетей [А3; А4], демонстрирует очень большую асимметрию магнитопаузы на геостационарной орбите, которая эквивалентна MLT-распределению ГПМ с максимумом в 9:00 MLT. Преимуществом методики ИНС заключается в их способности моделировать неявные эмпирические закономерности в наборе экспериментальных данных.

Моделирование дневной магнитопаузы с помощью ИНС позволяет выявить эффекты насыщения ММП  $B_z$ , асимметрии утро-вечер, а также влияние компоненты ММП  $B_y$  [А1; Suvorova et al., 1999; А3; А4]. Результаты расчетов модели различных межпланетных условий представлены на рис. 2.1.2, где верхние панели соответствуют экваториальным сечениям, а нижние панели соответствуют меридианальным сечениям в системе координат GSE. Видно, что при тех же внешних условиях размер МП в экваториальной плоскости больше, чем в меридианальной. Этот результат согласуется с предыдущими исследованиями [Sibeck et al., 1991; Kuznetsov et al., 1992].

На меридианальных сечениях магнитопаузы отчетливо видно уплощение вблизи экваториальной плоскости  $Z=0$ , которая появляется при  $Bz < -10$  нТл (нижняя панель на рис. 2.1.2b). Эта особенность интерпретируется как эрозия магнитосферного магнитного поля в подсолнечной области при сильном отрицательном  $Bz$  [Rufenach et al., 1989].

На экваториальных сечениях хорошо видно, что форма магнитопаузы асимметрична относительно оси  $X$  при любых межпланетных условиях. Расстояние магнитопаузы на фланге (вдоль оси  $Y$ ) в утреннем секторе ( $R_{y-}$ ) больше, чем в вечернем секторе ( $R_{y+}$ ). Эту разность можно использовать для оценки асимметрии магнитопаузы по углу  $\psi = \arccos(R_{y-}/R_{y+})^{1/2}$ . Если магнитопауза описывается осесимметричной кривой (параболой или эллипсом), то угол  $\psi$  будет примерно равен углу отклонения  $\psi_a$  оси симметрии магнитопаузы от оси  $X$ . Угол  $\psi$  при любых условиях отрицательный, т. е. ось магнитопаузы направлена в предполуденный сектор. Угол  $\psi$  варьируется от  $-14^\circ$  до  $-24^\circ$  в спокойных условиях и от  $-28^\circ$  до  $-39^\circ$  в возмущенных условиях.

На рис. 2.1.2с показано поведение магнитопаузы в зависимости от ММП  $B_u$  при возмущенных условиях: большого динамического давления  $Pd=10$  нПа и сильного отрицательного  $Bz=-15$  нТл. Как видно, размер магнитопаузы незначительно уменьшается с увеличением абсолютного значения ( $<0,5 R_3$ ). Форма экваториального сечения магнитопаузы практически не меняется при изменении  $B_u$ , из чего было сделано заключение, что ММП  $B_u$  не влияет на асимметрию дневной магнитопаузы.

Важно отметить, что ИНС модель строилась на ограниченной статистике ГПМ, поэтому эти результаты можно рассматривать как предварительные. С другой стороны, была впервые разработана методика использования ИНС в моделировании магнитопаузы, которая вполне успешно справилась с поставленной задачей на ограниченном объеме данных и, таким образом, может в дальнейшем использоваться для генерации новой модели на большем объеме данных.

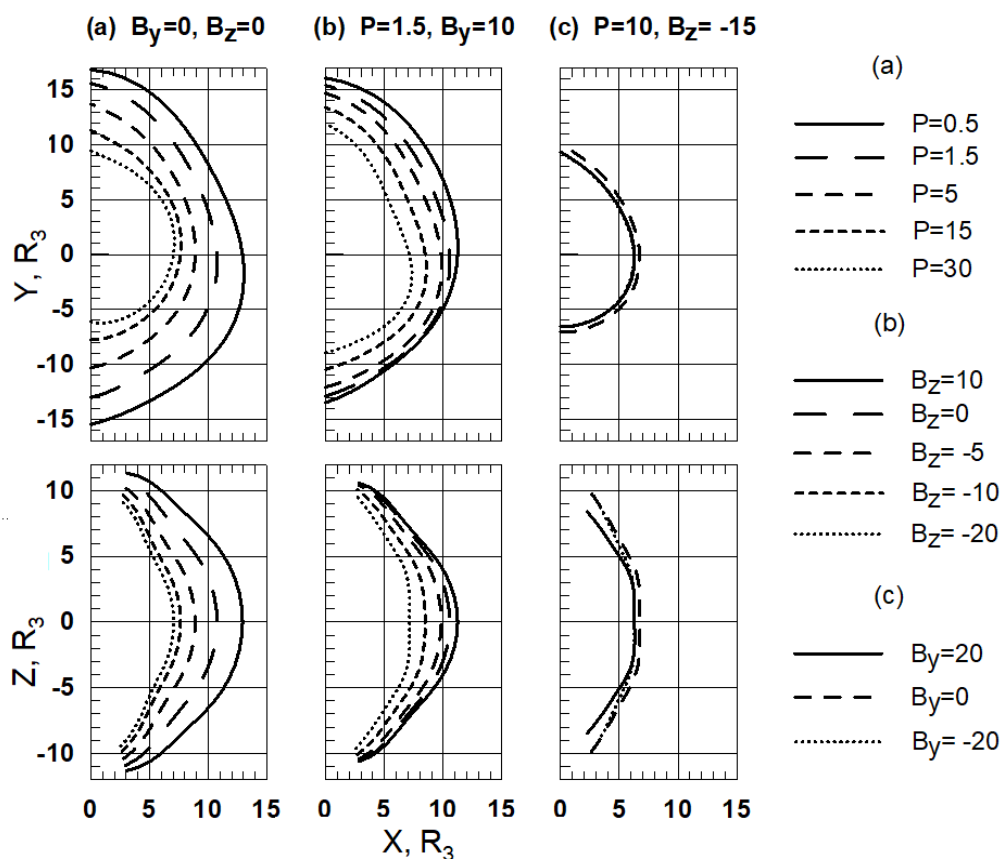


Рис. 2.1.2. Результаты расчета нейросетевой модели поверхности магнитопаузы в солнечно-эклиптической системе координат (GSE): (вверху) сечения магнитопаузы в плоскости эклиптики (XY) и (внизу) сечения магнитопаузы в плоскости меридиана (XZ). Параметры модели: а –  $B_y=0$ ,  $B_z=0$ ,  $P=0,5, 1,5, 5, 15, 30$  нПа; (б)  $P=1,5$  нПа,  $B_y=10$  нТл,  $B_z=10, 0, -5, -10, -20$  нТл; (в)  $P=10$  нПа,  $B_z=-15$  нТл,  $B_y=20, 0, -20$  нТл [A4].

## 2.2. Экспериментальные данные по ГПМ

Как видно из вышесказанного, основной проблемой при исследовании динамики магнитопаузы во время очень сильных межпланетных возмущений является недостаточная статистика ГПМ. Из табл. 2.1.2 видно, что самый большой набор данных ГПМ содержал всего 172 события [Kuznetsov and Suvorova, 1997]. Таким образом, необходимы дополнительные данные, которые



смогли бы обеспечить статистически значимые распределения ГПМ по MLT, а также в пространстве параметров  $\{Bz, Pd\}$ . Кроме того, это позволило бы исследовать эффекты насыщения  $Bz$  и асимметрию как функцию межпланетных и геомагнитных параметров.

Геостационарные пересечения дневной магнитопаузы определялись и анализировались различными исследователями в период с 1967 по 2001 год. ГПМ определялся как выход геостационарного КА в магнитослой вследствие приближения магнитопаузы к Земле. Также рассматривались интервалы магнитослоя, когда геостационарный спутник находится в магнитослое. Из литературных источников в период с 1967 по 1993 год на дневной стороне было собрано 189 ГПМ и 186 интервалов магнитослоя [Russell, 1976; Rufenach et al., 1989; McComas et al., 1994; Kuznetsov and Suvorova, 1997]. Для устранения влияния эффекта абберации за счет орбитального вращения Земли для каждого ГПМ MLT было увеличено на 17 мин, что соответствует углу абберации (около  $4^\circ$ ).

В период времени с 1994 по 2001 гг. ГПМ идентифицировались автором по измерениям магнитного поля на геостационарных КА GOES 8, 9, 10 и по плазменным измерениям на геостационарных КА LANL 1990-095 (L0), 1991-080 (L1), 1994-084 (L4), LANL-97A (L7), 1989-046 (L9). Положение спутников в географических координатах показано на рис. 2.2.1. Видно, что они занимают все долготные сектора, что позволяет сгладить так называемый долготный эффект, представленный на рис. 2.2.2. [Suvorova et al., 2005]. Этот эффект заключается в изменении величины геомагнитного поля на  $\sim 10\%$  в зависимости от географической долготы КА, как видно из сравнения вычислений магнитного поля 113 нТл на долготе L4 и 102 нТл на долготе L1.

Для идентификации ГПМ и определения соответствующих межпланетных условий использовалась методика, описанная в п. 1.3. В результате было идентифицировано 129 ГПМ для спутников GOES и 197 ГПМ для спутников LANL. Заметим, что пересечения магнитопаузы при возвращении КА из магнитослоя в магнитосферу были исключены из рассмотрения, поскольку для

них давление  $P_{sw}$  и/или отрицательное ММП  $B_z$  может быть намного меньше, чем необходимо для ГМП.

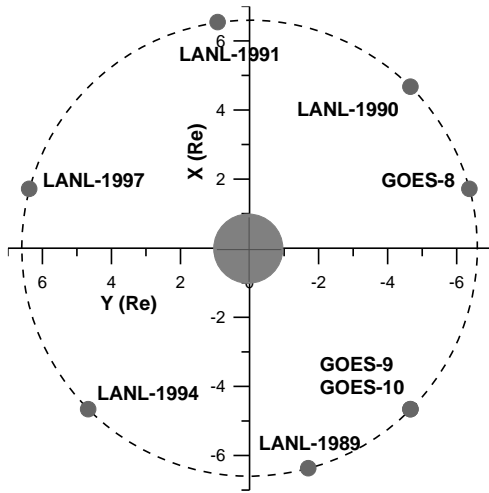


Рис. 2.2.1. Географическое расположение геосинхронных спутников GOES и LANL в экваториальной плоскости [A11].

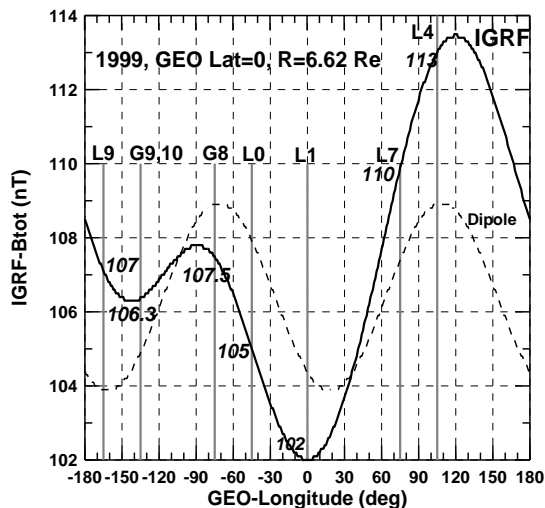


Рис. 2.2.2. Поле геодиполя, рассчитанное на географическом экваторе на  $6,62 R_3$  с использованием дипольного подхода (штриховая линия) и модели IGRF (сплошная линия). Для разных геостационарных спутников указаны долготы (вертикальные линии) и величины магнитного поля в нТл [A15].

Интервалы магнитослоя, наблюдаемые спутниками GOES и LANL, содержат соответственно 3004 и 2851 минутных измерений. Следовательно, количество измерений магнитослоя спутниками GOES и LANL сопоставимо и, таким образом, набор данных ГМП можно считать сбалансированным в смысле экспериментального метода идентификации ГМП. Более того, использование различных межпланетных мониторов позволяет минимизировать систематические ошибки в измерениях межпланетных условий. Общее

количество ГПМ и интервалов магнитослоя, отобранных из литературы и полученных из эксперимента, составляет 515 и 506 соответственно.

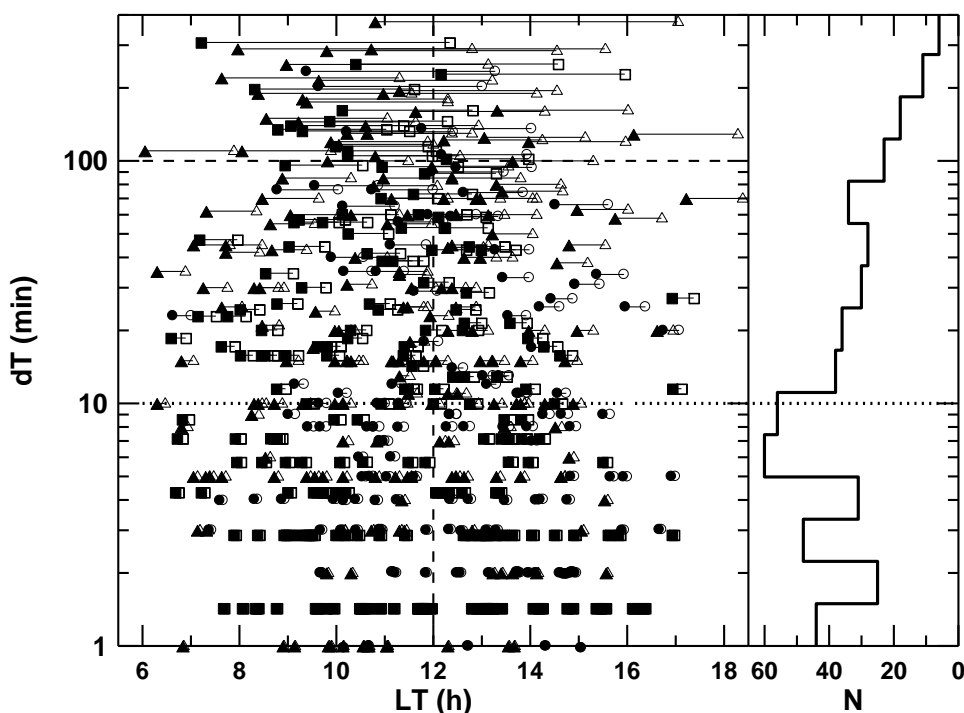


Рис. 2.2.3. Распределение длительности интервалов магнитослоя в зависимости от местного времени, собранных из литературы (треугольники), измерений GOES (кружки) и LANL (квадраты). Закрытые и открытые символы соответствуют входам и выходам магнитослоя соответственно. Правая панель – гистограмма числа ГПМ в зависимости от длительности интервала магнитослоя (ось абсцисс –  $dT$ , ось ординат – число событий  $N$ ). Медиана  $dT=10$  мин указана точечной прямой [A11].

На рис. 2.2.3 показана зависимость от местного времени для длительности интервалов магнитослоя ( $dT$ ), которые определялись от выхода КА в магнитослой до его возвращения в магнитосферу. Продолжительность интервалов магнитослоя варьирует в широком диапазоне от 1 мин до ~4 часов, а ГПМ полностью охватывают весь диапазон дневных MLT. Практически в любой области диаграммы можно найти пересечение, принадлежащие каждому набору данных ГПМ (литература, GOES и LANL). Следовательно, три разных набора

данных можно считать похожими друг на друга и, таким образом, их можно объединить в один общий набор для статистических исследований.

Гистограмма статистического распределения длительности интервала  $dT$  магнитослоя, связанного с ГПМ (правая панель рисунка 1, ось “N” направлена влево), построена с использованием объединенного набора данных из 506 интервалов магнитослоя. Распределение имеет максимум при  $dT \sim 6$  мин. Медиана распределения (пунктирная линия) равна 10 минутам и близка к максимуму. Количество ГПМ быстро уменьшается с длительностью  $dT$ , так что более 70% интервалов магнитослоя имеют продолжительность менее 30 мин и только шестая часть из них имеет продолжительность более 1 часа.

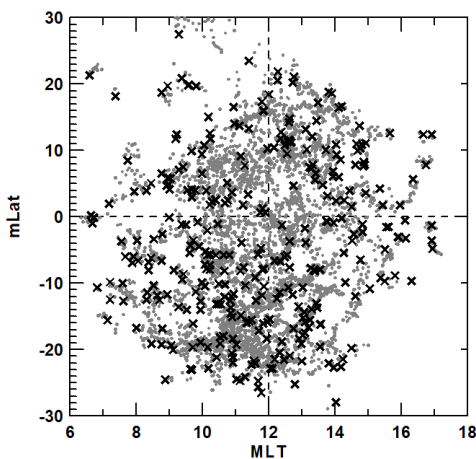


Рис. 2.2.4. Распределение ГПМ (обозначены черными крестами) и интервалов магнитослоя (серые кружки) в координатах aGSM широта (mLat) в зависимости от местного времени (MLT) [A11].

На рис. 2.2.4 показано распределение ГПМ и интервалов магнитослоя в координатах aGSM. Видно, что ГПМ рассеяны довольно равномерно вокруг подсолнечной точки. Можно лишь указать на асимметрию утро-вечер распределения, при которой число пересечений выше в утреннем и предполуденном секторах, чем в послеполуденном и особенно вечернем секторах.

Важно отметить, что данная асимметрия не является просто эффектом селекции. На рис. 2.2.5 представлено распределение давления солнечного ветра  $P_{sw}$  в зависимости от MLT во время ГПМ и интервалов магнитослоя. Очевидно, что для пересечений на флангах магнитопаузы требуется более высокое давление.

Для сравнения с предыдущими исследованиями на рис. 2.2.5 показана нижняя граница давлений (пунктирная кривая), необходимых для ГПМ, полученная в работах [Kuznrtsov and Suvorova, 1997; 1998b], для  $Bz < -6$  нТл. Заметим, что данная аппроксимация проводилась на основе меньшего набора данных, содержащего всего 84 ГПМ, обнаруженных в период с 1967 по 1993 гг. Как видно, предыдущее приближение неплохо согласуется с новыми результатами. На рис. 2.2.5 видно, что минимальные давления  $P_{sw} \sim 5$  нПа наблюдаются преимущественно в предполуденном секторе от 10 до 12 MLT. Более того, необходимые для ГПМ минимальные давления в утреннем секторе в несколько раз меньше, чем в вечернем. Данный факт указывает на естественную природу асимметрии, которая будет исследована ниже.

Пространственное распределение ГПМ сглаживает широтный эффект, обусловленный более высокой вероятностью расположения геостационарных КА на средних широтах GSM  $\sim 20^\circ$  [A15]. Этот эффект демонстрируется на рис. 2.2.6 Видно, что в GSM координатах орбита геостационарных спутников простирается до широт  $\pm 26^\circ$  вследствие наклона географической оси Земли на  $23,5^\circ$  относительно плоскости эклиптики и угла  $\sim 11^\circ$  между географической и геодипольной осями. Наиболее вероятное положение спутников в полуденном секторе соответствует широтам  $\pm 20^\circ$ . Оценки показывают [Ness et al., 1964], что в этой области напряженность геодипольного поля выше на  $\sim 10\%$ , чем на экваторе.

К сожалению, для изучения ГПМ практически невозможно строго учесть все перечисленные выше эффекты, поскольку большинство существующих моделей геомагнитного поля ограничены спокойными и умеренно возмущенными условиями и, таким образом, не могут быть применены для условий ГПМ, вызванных воздействиями сильных межпланетных и геомагнитных возмущений. Тем не менее, наши приблизительные оценки показывают, что давление солнечного ветра, необходимое для ГПМ в подсолнечной точке, может изменяться в пределах  $\sim 20\%$  величины в зависимости

от географической широты и GSM широты, что соответствует  $\sim 10\%$  вариации геомагнитного поля в соответствии с уравнением 1.19.

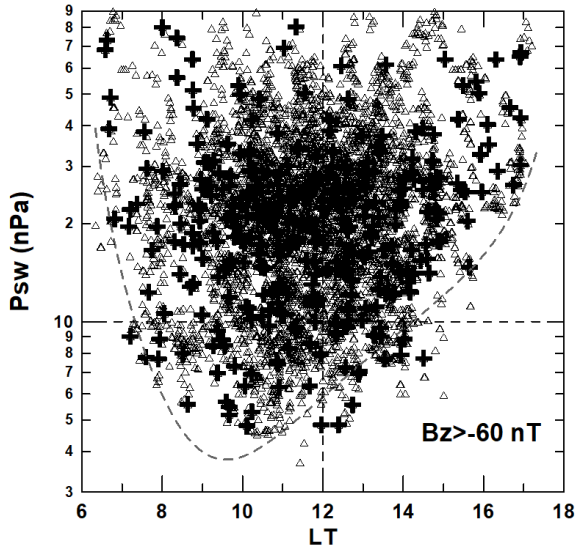


Рисунок 2.2.5. Распределение давления солнечного ветра  $P_{sw}$  в зависимости от MLT для ГПМ (черные кресты) и интервалов магнитослоя (серые треугольники) [A11].

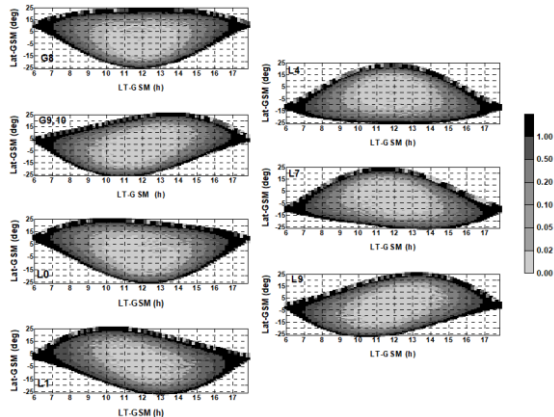


Рис. 2.2.6. Распределение вероятностей пролета в координатах GSM (широта - местное время) для разных КА: GOES-8, GOES-9 и GOES-10, LANL-1990, LANL-1991, LANL-1994, LANL-1997 и LANL-1989 [A15].

### 2.3. Насыщение воздействия ММП $B_z$

Вследствие большого числа параметров, влияющих на положение магнитопаузы, в качестве первого приближения минимизации условий солнечного ветра, необходимых для ГПМ, рассматривается двумерное пространство давления солнечного ветра  $P_{sw}$  и ММП  $B_z$ . Аналогичный метод

использовался для адаптации модели Ch02 к геосинхронным пересечениям магнитопаузы [Chao et al., 2002; Yang et al., 2002]. В этом приближении можно получить межпланетные условия, необходимые для пересечения магнитопаузой геостационарной орбиты в точке с наименьшим геоцентрическим расстоянием до магнитопаузы, так называемой точке «перигея» магнитопаузы. Очевидно, что положение точки перигея не обязательно совпадает с подсолнечной или носовой точками магнитопаузы. Влияние других указанных выше параметров, а также текущих геомагнитных возмущений приводит к неопределенности или «шуму» в условиях, которые получаются для давления  $P_{sw}$  и ММП  $Bz$ , необходимых для ГПМ в точке перигея.

На рис. 2.3.1 представлено распределение ГПМ и интервалов магнитослоя, полученных в период 1994-2001 гг., в пространстве параметров давление солнечного ветра  $P_{sw}$  и ММП  $Bz$ . Условия солнечного ветра варьируются в очень широком диапазоне  $P_{sw}$  от  $\sim 4$  нПа до  $>100$  нПа и  $Bz$  от  $-40$  нТл до  $40$  нТл. Хорошо видно, что они довольно резко ограничены огибающей границей, ниже которой ГПМ не наблюдаются, за исключением нескольких точек из интервалов магнитослоя. Наличие этих точек можно объяснить либо влиянием неизвестных эффектов, контролирующих динамику МП, либо возможными вариациями межпланетных параметров, связанными с эволюцией условий солнечного ветра при распространении от межпланетного монитора к Земле.

Очевидно, что эта огибающая граница соответствует минимальным условиям солнечного ветра, необходимым для ГПМ. Численно границу можно представить следующей зависимостью [A15]:

$$P_{sw} = 21 - \frac{16.2}{1 + \exp\{0.2(Bz - 2.)\}} \quad (2.1)$$

Правая горизонтальная ветвь огибающей границы, асимптотически приближающаяся к  $P_{sw} = 21$  нПа, соответствует режиму баланса давления магнитопаузы при сильном северном ММП. Левая ветвь приближается к  $P_{sw} \sim 4,8$  нПа при очень сильной отрицательной ММП  $Bz$  и связана с режимом насыщения влияния ММП  $Bz$ . В этом режиме увеличение величины

отрицательной  $Bz$  выше порога  $\sim -20$  нТл не сопровождается уменьшением давления солнечного ветра  $P_{sw}$ , необходимого для ГПМ.

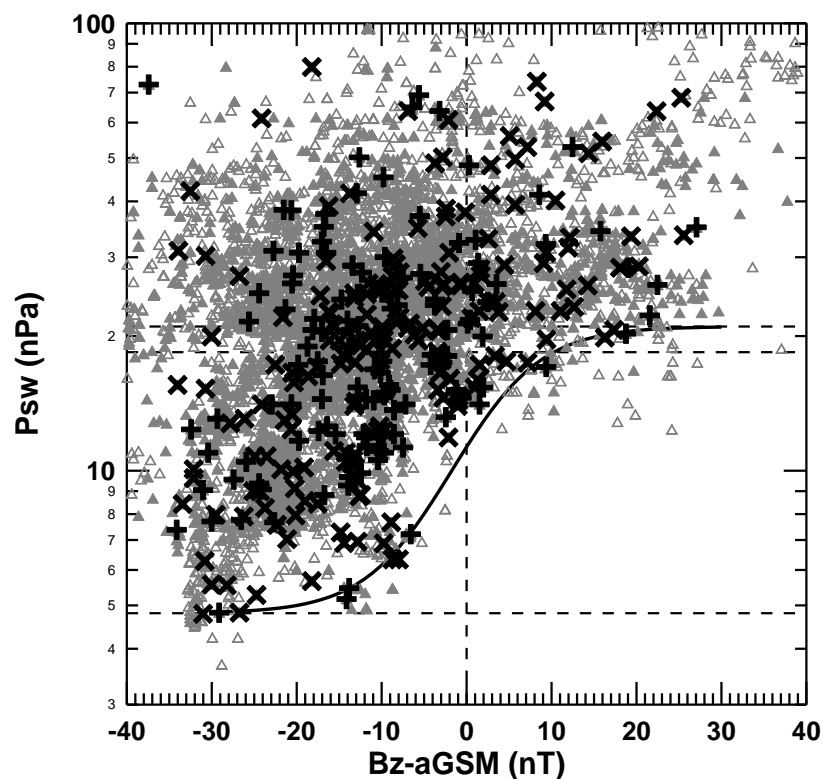


Рис. 2.3.1. Распределение ГПМ и интервалов магнитослоя в пространстве параметров давление солнечного ветра  $P_{sw}$  и ММП  $Bz$ . Входы в магнитослой КА GOES и LANL обозначены крестиками и звездочками, соответственно. Закрытые и открытые треугольники обозначают условия, когда GOES и LANL находились в магнитослое. Толстая кривая выражена уравнением (2.1) [A15].

Огибающая граница аппроксимируется следующим образом. Во-первых, можно выделить две прямые горизонтальные асимптоты, где  $P_{sw}$  перестает меняться с  $Bz$ . Во-вторых, для умеренно положительных и отрицательных ММП  $Bz$  аппроксимируется промежуточная область границы, где минимальное давление, необходимое для ГПМ, постепенно уменьшается с уменьшением  $Bz$ . Горизонтальные ветви и промежуточная область могут быть аппроксимированы



гиперболической функцией тангенса [Dmitriev and Suvorova 2000б; Suvorova et al., 2005]:

$$P_{sw}(Bz) = P_{\max} - \frac{P_{\max} - P_{\min}}{1 + \exp\{\chi(Bz + Bz_0)\}} \quad (2.2)$$

Переменные  $P_{\max}$  и  $P_{\min}$  определяются как асимптоты функции  $P_{sw}(Bz)$  при  $Bz \rightarrow +\infty$  и  $Bz \rightarrow -\infty$ , соответственно. Параметры  $\chi$  и  $Bz_0$  характеризуют соответственно крутизну и точку перегиба огибающей границы. Они вычисляются аппроксимацией точек, расположенных в непосредственной близости от границы в промежуточной области.

Для определения асимптот и выбора точек аппроксимации промежуточной области анализируется двумерное  $\{P_{sw}, Bz\}$  распределение встречаемости ГПМ и интервалов магнитослоя, как показано на рис. 2.3.2. Плоскость  $\{P_{sw}, Bz\}$  разделена на ячейки  $20 \times 20$  с шириной  $\Delta Bz = 3$  нТл и высотой, увеличивающейся логарифмически с  $P_{sw}$  от 3.8 до 80 нПа. Высота ячейки соответствует 14% изменению давления  $P_{sw}$ , что сравнимо с его 20% неопределенностью вследствие широтного и долготного эффектов. Для каждой ячейки суммируется количество точек магнитослоя и входов в магнитослой. Поскольку момент входа в магнитослой имеет наибольший приоритет при определении ГПМ, данные точки учитываются с весом 3. Чтобы выбрать значимые события, число отсчетов 4 в ячейке принимается в качестве нижнего порога для значимой статистики. Число 4 - это менее 3% от максимального числа отсчетов 127.

Огибающая граница соответствует статистически значимым интервалам с наименьшим давлением солнечного ветра для каждого заданного значения  $Bz$ . Ниже этой границы число точек в ячейках резко уменьшается от  $\geq 4$  (серая заливка) до  $< 4$  (белый цвет). В качестве асимптот принимаются минимальные  $P_{sw}$  для ГПМ при сильной положительной ( $> 15$  нТл) и сильной отрицательной ( $< -15$  нТл) ММП  $Bz$ . Таким образом, можно получить  $P_{\max} = 21$  нПа для  $Bz \sim 20$  нТл и  $P_{\min} = 4,8$  нПа для  $Bz \sim -30$  нТл. Используя точки магнитослоя и ГПМ из области, лежащей ниже давления  $P_1$  и выше  $P_0$ , мы получаем подмножество данных для

аппроксимации в промежуточной области. Учитывая, что  $dP = P_1 - P_0$ , уравнение (2.2) можно переписать в виде:

$$F(P_{sw}) \equiv \log\left(\frac{P_{sw} - P_{\min}}{P_{\max} - P_{sw}}\right) = \chi(Bz + Bz_0). \quad (2.3)$$

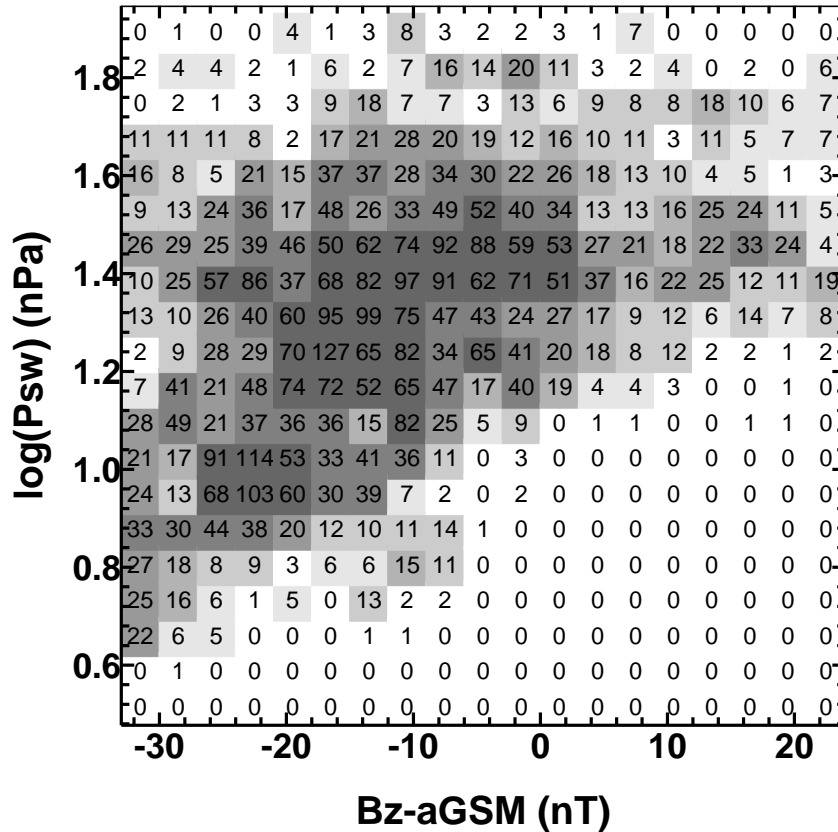


Рисунок 2.3.2. Двумерное распределение числа встречаемости ГПМ и интервалов магнитослоя, суммированное в ячейках на координатной плоскости  $P_{sw}$  (в логарифмическом масштабе) в зависимости от IMF  $Bz$ . Число точек в интервалах магнитослоя указано для каждого интервала и варьируется от  $<4$  (белые интервалы) до  $>50$  (темно-серые интервалы). Статистически значимые серые интервалы с наименьшим значением  $P_{sw}$  для каждого заданного  $Bz$  указывают на приблизительное расположение огибающей границы, за пределами которой число точек резко снижается от  $\geq 4$  (серые интервалы) до  $<4$  [A15].

Присваивая  $P_{\min}$  и  $P_{\max}$  полученные эмпирические асимптотические значения, коэффициенты  $\chi$  и  $Bz_0$  в уравнении (2.3) рассчитываются путем аппроксимации  $F(P_{sw})$  как линейной функции от  $Bz$ . На рис. 2.3.3 показаны точки

из подмножества данных и их линейная аппроксимация (сплошная линия), построенная как зависимость  $F(P_{sw})$  от  $Bz$ . Видно, что точки из крайних интервалов расположены очень близко к линии аппроксимации (СКО=0,06, коэффициент корреляция  $r = 0,95$ ) в широком динамическом диапазоне  $Bz$ , изменяющемся от  $-35$  до  $25$  нТл, и  $F(P_{sw})$ , варьируясь от  $-7,4$  до  $4$ . Аппроксимация дает нам следующие значения коэффициентов из уравнения (2.2):  $\chi=0,2$  и  $Bz_0=-2$  нТл.

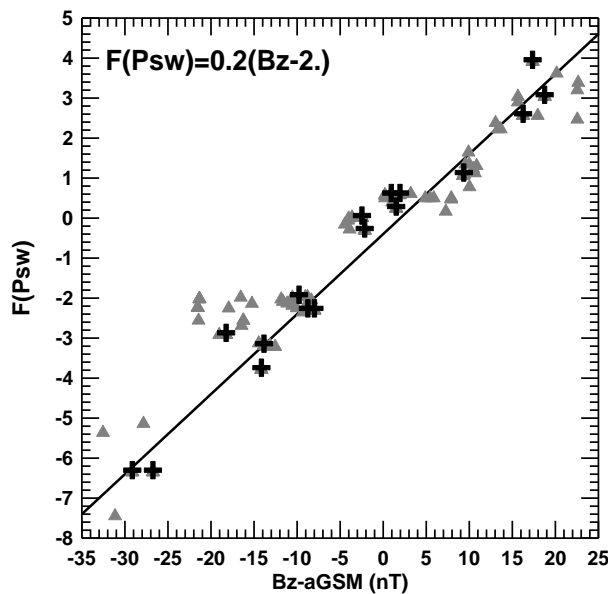


Рисунок 2.3.3. Аппроксимация промежуточной области огибающей границы по значимым измерениям ГПМ (черные кресты) и интервалов магнитослоя (серые треугольники) гиперболическим тангенсом в пространстве параметров  $F(P_{sw})$  и ММП  $Bz$ .  $F(P_{sw})$  определяется уравнением (2.3) [A15].

Важно заметить, что небольшое изменение асимптот  $P_{max}$  (скажем, до 20 или 22) и/или  $P_{min}$  (скажем, до 4,7 или 4,9) приводит к существенному увеличению СКО и/или уменьшению коэффициента корреляции в аппроксимации  $F(P_{sw})$ , которые предполагают, что наш выбор асимптот хорошо обоснован для данного набора данных ГПМ.

Как видно на рис. 2.3.1, описанная выше методика позволяет получить разумную огибающую границу, определяемую значимыми граничными интервалами. Таким образом граница, представленная выражением (2.1), определяет минимальное давление солнечного ветра  $P_{sw}$ , необходимое для ГПМ в перигее магнитопаузы, в зависимости от ММП  $Bz$ .

При изучении изменения огибающей границы в зависимости от геомагнитной активности, была обнаружена ее сильная зависимость от  $Dst$ -

вариации. В настоящем исследовании используется индекс SYM-H как 1-минутный эквивалент часового индекса  $Dst$ . На рис. 2.3.4 представлено распределение ГПМ и интервалов магнитослоя в координатах SYM-H и ММП  $Bz$ . Важно отметить, что  $Dst$ - вариация, как и индекс SYM-H, связаны с воздействием отрицательной  $Bz$ . Однако эта связь очень сложна и нелинейна во времени [Burton et al., 1975; O'Brien and McPherron, 2002 г.; Siscoe et al., 2005; Vasyliūnas, 2006], что приводит к очень слабой линейной корреляции ( $r = 0,17$ ) между минутными данными SYM-H и  $Bz$ . Следовательно, SYM-H и  $Bz$  можно рассматривать статистически как независимые переменные.

На рис. 2.3.4 хорошо видно, что довольно большой процент ГПМ происходит при положительных SYM-H, что соответствует внезапному началу бури (SSC). Однако большинство ГПМ наблюдаются при отрицательных SYM-H и ММП  $Bz$ , что соответствует условиям на главной фазе магнитной бури. Магнитные бури сопровождаются усилением всей токовой системы магнитосферы, включая, главным образом, кольцевой ток и ток хвоста.

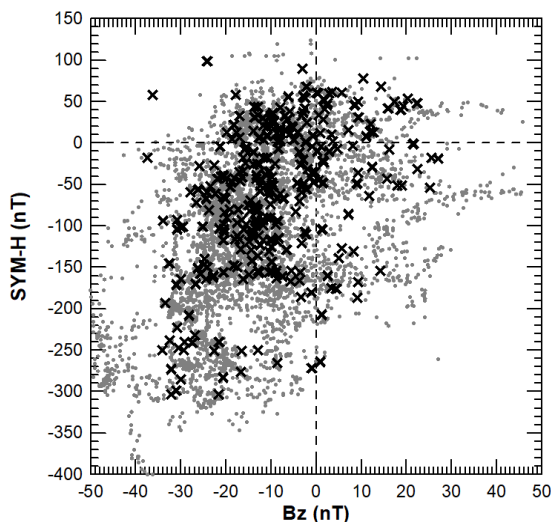


Рисунок 2.3.4. Распределение ГПМ (черные крестики) и интервалов магнитослоя (серые кружки) в координатах SYM-H в зависимости от ММП  $Bz$ . Большинство ГПМ происходят на главной фазе магнитных бурь [A21].

Зависимость от SYM-H исследуется в 4-часовом интервале области минимальных давлений  $P_{sw}$ , которые группируются в окрестности 11 MLT (см. рисунок 2.2.5), т.е. от 9 до 13 MLT. В таб. 2.3.1 приведены диапазоны SYM-H, для которых определялись огибающие границы. Для каждого порогового значения

SYM-Н делалась выборка ГПМ и интервалов магнитослоя, которые наблюдались при текущей геомагнитной активности, характеризующейся SYM-Н выше порогового. С помощью методики, описанной выше, для каждой выборки определялась огибающая граница минимальных давлений  $P_{sw}$ , необходимых для ГПМ. В таб. 2.3.1 также приведены асимптоты  $P_{min}$ ,  $P_{max}$ , их отношение и коэффициент корреляции  $r$  для полученной аппроксимации.

На рисунке 2.3.5 показаны огибающие границы, построенные для пороговых SYM-Н из таб. 2.3.1. Виден быстрый рост асимптотического давления  $P_{min}$  с SYM-Н, так что при больших положительных SYM-Н  $P_{min}$  приближается к  $P_{max}$ . Отметим, что точность определения границ при положительных SYM-Н довольно низкая из-за очень малой статистики в таких условиях. Однако общая тенденция подтверждается динамикой огибающих границ при отрицательных SYM-Н (коэффициент корреляции  $r > 0,7$ ). Важно отметить, что  $P_{min}$  растет с SYM-Н гораздо быстрее, чем  $P_{max}$ , так что отношение  $P_{max}/P_{min}$  быстро уменьшается от 4.4 для очень сильных бурь с SYM-Н  $\sim -400$  нТл до  $\sim 2$  для положительных SYM-Н.

Таблица 2.3.1. Параметры огибающей границы для различных SYM-Н. [Dmitriev et al., 2011]

SYM-Н, нТ	$P_{min}$ , нПа	$P_{max}$ , нПа	$P_{max}/P_{min}$	$r$
>-400	4.8	21	4.4	0.95
>-200	5	22	4.4	0.90
>-150	5.6	23	4.1	0.86
>-100	6	25	4.2	0.91
>-70	7	27	3.9	0.88
>-50	9	27	3.0	0.75
>-30	11	30	2.7	0.93
>0	13	33	2.5	0.68
>20	19	35	1.8	0.08

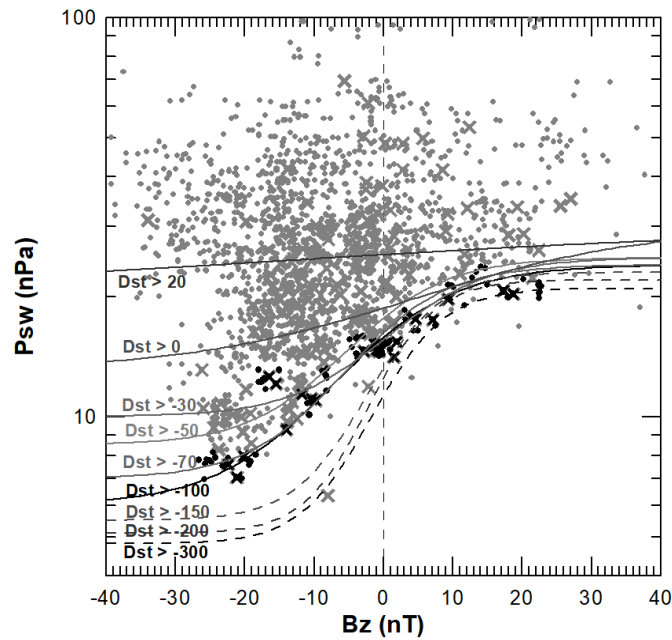


Рис. 2.3.5. Распределение полного давления солнечного ветра  $P_{sw}$  в зависимости от ММП  $B_z$  для ГПМ (серые крестики) и интервалов магнитослоя (серые кружки). Аппроксимация огибающей границы в диапазоне  $SYM-H > -100$  нТл показана черной сплошной кривой. ГПМ и МС интервалы, выбранные для аппроксимации границы, обозначены черными символами. Другие огибающие границы, полученные в различных диапазонах  $SYM-H$ , представлены серыми кривыми. Виден быстрый рост асимптотического давления  $P_{min}$  с  $SYM-H$ , так что при больших положительных  $SYM-H$   $P_{min}$  приближается к  $P_{max}$  [A21].

Таким образом, обнаружено существенное влияние  $SYM-H$  (или  $Dst$ -вариации) на пересечение магнитопаузой геостационарной орбиты. На рис. 2.3.6 показаны аппроксимации  $P_{max}$  и  $P_{min}$  как функции  $SYM-H$ . Видно, что они хорошо описываются экспоненциальной зависимостью. Минимальное давление  $P_{sw}$ , необходимое для ГПМ в полуденном секторе, экспоненциально уменьшается с увеличением отрицательной вариации  $Dst$ . Это эквивалентно существенному смещению дневной магнитопаузы к Земле вместе с увеличением величины отрицательной  $Dst$ .

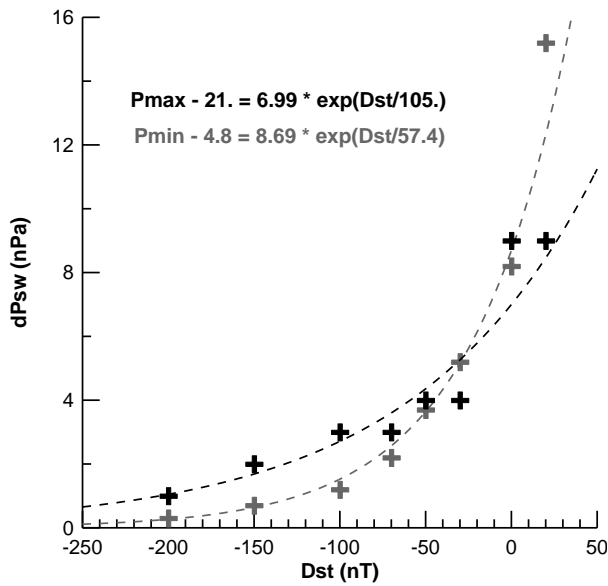


Рисунок 2.3.6. Максимальная ( $P_{\max}$ ) и минимальная ( $P_{\min}$ ) асимптотики  $P_{\text{sw}}$  огибающей границы, полученные в полуденном секторе для различных диапазонов  $Dst$ . Пунктирные линии соответствуют аппроксимации экспоненциальной функцией [A21].

На рис. 2.3.7 показана зависимость крутизны  $\chi$  от  $Dst$  вариации. В диапазоне SYM-H  $> -150$  крутизна линейно убывает с увеличением SYM-H. По-видимому, при больших отрицательных  $Dst < -200$  нТл эта зависимость выполаживается и рост крутизны прекращается. Однако имеющейся статистики не достаточно для подтверждения этого эффекта. Следует отметить, что при положительных  $Dst$  крутизна стремится к нулю и, таким образом, гиперболическая функция (см. уравнение (2.2)) приближается к линейной зависимости  $P_{\text{sw}}$  от  $B_z$ . Такая линейная зависимость использовалась в ряде моделей магнитопаузы, разработанных для умеренно возмущенных условий [Petrinec and Russell, 1996; Shue et al., 1997].

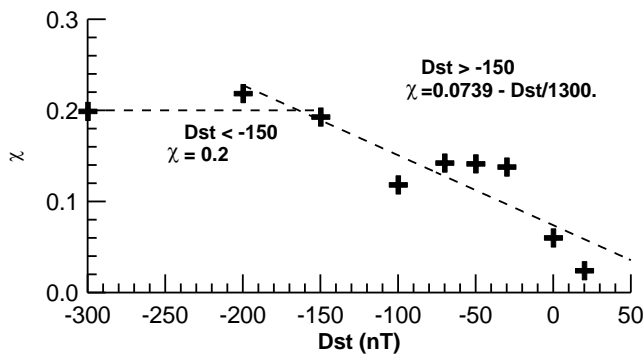


Рисунок 2.3.7. Крутизна огибающей границы  $\chi$ , рассчитанная для различных диапазонов  $Dst$ . Штриховые линии показывают две линейные аппроксимации для  $-300 < Dst < -150$  нТл и для  $Dst > -150$  нТл [A21].

Из вышеизложенного видно, что с уменьшением геомагнитной активности, когда  $Dst$  (и ее минутный эквивалент SYM-H) растет от отрицательных значений к положительным, максимальное и минимальное асимптотические давления увеличиваются, но отношение  $P_{\max}/P_{\min}$ , а также крутизна  $\chi$  уменьшаются. Отметим, что точки перегиба  $Bz_0$  границ огибающей для различных уровней буревой активности располагаются вблизи 0 нТл. Такое поведение может указывать на то, что эффективность эрозии дневной магнитопаузы под воздействием отрицательной  $Bz$  возрастает во время более высокой буревой активности. Кроме того, эффект насыщения влияния  $Bz$  более выражен при больших отрицательных SYM-H и практически исчезает при положительных SYM-H.

Отрицательная вариация  $Dst$  на поверхности Земли во время бури обусловлена развитием кольцевого тока. Во время сильных геомагнитных бурь магнитное влияние тока хвоста на дневное геомагнитное поле может быть весьма значительным и сравнимым с магнитным эффектом кольцевого тока [Maltsev *et al.*, 1996; Turner *et al.*, 2000; Alexeev *et al.*, 2001]. Хотя магнитное влияние кольцевого тока на магнитопаузу до сих пор остается спорным, ослабление дневного геомагнитного поля отрицательным магнитным эффектом от тока хвоста хорошо установлено. Это ослабление является результатом как собственно усиления тока хвоста во время бури, так и смещения его внутренней кромки к Земле, в результате чего усиленный ток приближается к дневной магнитопаузе. Отрицательный магнитный эффект тока хвоста усиливается с увеличением буревой активности. Следовательно, уменьшение давления  $P_{sw}$ , необходимого для ГПМ, можно объяснить ослаблением дневного магнитного поля вследствие усиления тока хвоста во время бури.

Указанием на действие магнитосферных токов является наличие промежуточной ветви при положительных  $Bz$  (рис. 2.3.5), что соответствует уменьшению давления  $P_{sw}$ , необходимого для ГПМ, при уменьшающихся положительных  $Bz$  во время магнитных бурь (большие отрицательные  $Dst$ ). Это свидетельствует о понижении магнитного поля в области носовой магнитопаузы,



которое непосредственно не связано со знаком  $Bz$  в данный момент времени. При повороте ММП с юга на север магнитосферные токи меняют свою конфигурацию в течение десятков минут [Rice et al., 2024], в результате чего магнитное поле в подсолнечной области остается ослабленным и при положительных  $Bz$ , что приводит к меньшим давлениям  $P_{sw}$ , измеренным для ГПМ во время магнитных бурь. В частности, ослабление может быть вызвано отрицательным магнитным эффектом тока хвоста, который реагирует на изменение полярности ММП с задержкой более 10 мин [Tsyganenko, 2000].

Другим важным эффектом, связанным с сильным южным ММП и большим отрицательным  $Dst$ , является насыщение влияния  $Bz$  ММП на магнитопаузу. Этот эффект хорошо виден в зависимости огибающих границ от  $Dst$  (рис. 2.3.6). Более того, крутизна  $\chi$  огибающей границы быстро увеличивается с уменьшением  $Dst$  (рису. 2.3.7). Это означает, что при больших отрицательных  $Dst$  порог насыщения смещается к меньшим величинам отрицательных  $Bz$ . Другими словами, во время сильных магнитных бурь насыщение  $Bz$  наступает раньше, т.е. при более слабом южном ММП. Это может означать, что при развитии бури усиливается некий механизм, который препятствует эрозии геомагнитного поля на дневной стороне.

Помимо магнитного эффекта магнитосферных токов, существует еще и тепловое давление магнитосферной плазмы  $P_{tm}$ . Прямые измерения плазмы в магнитосфере [Frank, 1967; Lui et al., 1987; Lui and Hamilton, 1992] показывают, что перпендикулярное давление в дневной области геостационарной орбиты составляет около 1~2 нПа для спокойных геомагнитных условий и возрастает до 4 нПа во время сильных геомагнитных бурь. Это давление сравнимо с давлением солнечного ветра в «режиме насыщения»,  $P_{sw}=4,8$  нПа. Поэтому при больших отрицательных  $Dst$  нельзя пренебрегать вкладом теплового давления магнитосферы в баланс давлений на магнитопаузе. В результате для носовой точки можно внести поправки в уравнение (1.22) следующим образом:

$$k \cdot P_{sw} = \frac{(2fH_d)^2}{8\pi} + P_{tm} \quad (2.4)$$

В этом уравнении  $H_d$  – дипольное магнитное поле в носовой точке ( $H_d = H_0/R^3$ ), коэффициент  $f$  включает в себя эффекты магнитосферных токов и токов их экранировки на магнитопаузе, слагаемое  $P_{tm}$  – тепловое давление магнитосферной плазмы. Такое представление существенно отличается от выражения 1.22, однако оно наиболее удобно для интерпретации экспериментальных результатов, когда вклады магнитосферных токов неизвестны.

Сжатие и эрозия по-разному влияют на магнитное поле на магнитопаузе, поэтому наблюдаются два разных типа событий ГПМ, основанные на морфологии сигнатур магнитного поля [Rufenach et al., 1989; Itoh and Araki, 1996]. При северном ММП пересечения вызваны очень сильным давлением  $P_{sw}$ . При южном ММП движение магнитопаузы объясняется двумя процессами. Первый из них — это внутренний эффект медленного (десятки минут) изменения глобальной магнитосферной токовой системы, что эквивалентно медленному изменению  $H_i$  в уравнении (1.21). Второй — пограничный эффект быстрого (минуты) изменения системы экранирующих токов на магнитопаузе, что формально можно связать с быстрыми изменениями параметров экранирования  $f_d$  и  $f_i$  в уравнении (1.21). Поскольку определить параметры экранирования в данном исследовании не представляется возможным, магнитное воздействие интенсифицированных геомагнитных токов на подсолнечное магнитное поле в первом приближении приписывается изменению коэффициента  $f$  в уравнении (2.4). А именно,  $f$  уменьшается из-за ослабления дневного магнитного поля магнитосферными токами и становится меньше своего теоретического значения  $f=1.22$ .

Пример ослабления геомагнитного поля на магнитопаузе в полуденном секторе показан на рис. 2.3.8 [A34]. Во время магнитной бури 23 апреля 2024г. ГПМ, наблюдаемые КА GOES-17 вблизи полудня, были вызваны большой и длительной отрицательной ММП  $B_z \sim -20$  нТл на фоне умеренного давления  $P_{sw} \sim 10$  нПа. Как видно на рис. 2.3.8, геомагнитное поле, которое наблюдал КА GOES-17 вблизи магнитопаузы, не превышало 150 нТл. Отметим, что для орбиты КА GOES-17  $H_d = 107$  нТл, что дает теоретическое значение поля на магнитопаузе

во время ГМП  $H = 260$  нТл (см. уравнение (1.22) при  $f=1.22$ ), и такое сильное поле действительно наблюдается во время ГМП при небольшом южном ММП и высоком давлении  $P_{sw}$  (см. рис. 1.3.2). При большом длительном южном ММП, как в данном случае, наблюдаемая величина поля  $<150$  нТл существенно ниже теоретического предсказания. Это может быть интерпретировано как уменьшение коэффициента  $f$ , который в данном случае составляет  $f < 0.7$

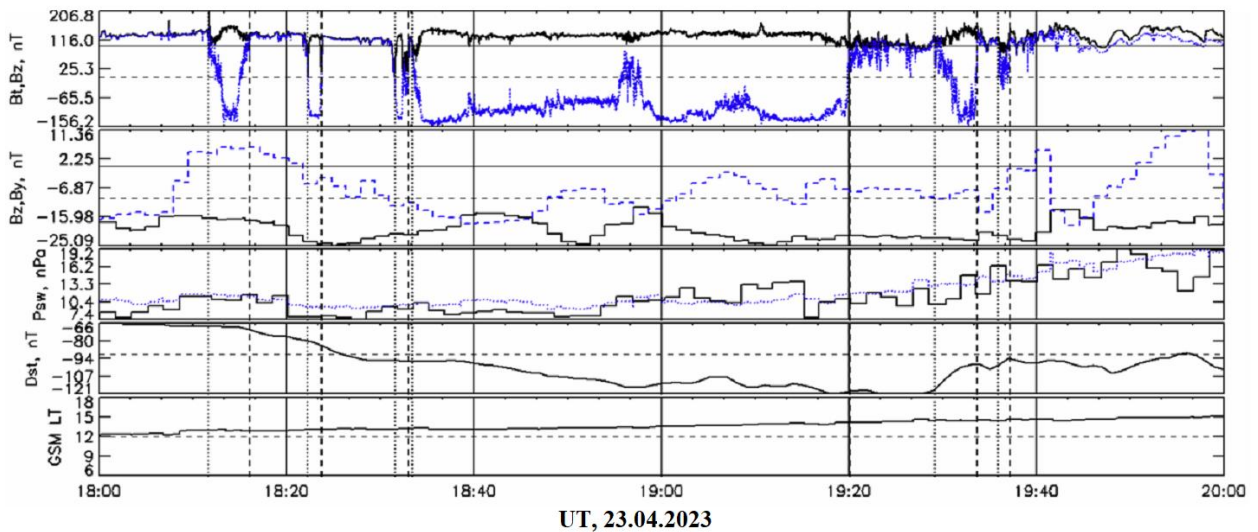


Рисунок 2.3.8. Пересечения геостационарной орбиты магнитопаузой 23 апреля 2023 г. по данным геостационарного КА GOES-17 и для межпланетных условий по данным КА Wind (панели сверху вниз): данные КА GOES-17 по полному магнитному полю  $B_t$  (сплошная кривая) и  $B_z$  компоненте; компоненты ММП  $B_z$  (сплошная кривая) и  $B_y$  (синяя пунктирная кривая); полное давление солнечного ветра  $P_{sw}$  (сплошная черная кривая) и давление, необходимое для ГМП по модели РМ (синяя штриховая кривая);  $Dst$  вариация геомагнитного поля (SYM-H); местное время GOES-17 в аберрированной с.к. aGSM. Вертикальные штриховые и пунктирные линии обозначают ГМП, соответственно, выход в магнитослой и возврат в магнитосферу. Временной сдвиг для данных КА Wind составляет 37 мин. Полное магнитное поле, наблюдаемое КА GOES-17 в полуденном секторе магнитосферы, не превышает 150 нТл при давлении  $P_{sw} \sim 10$  нПа [A34].

Уменьшение коэффициента  $f$  до 0,5 было обнаружено ранее и было связано с эрозией магнитного поля на дневной магнитопаузе при сильном отрицательном

$Bz$  [Kuznrtsov and Suvorova, 19986], а так же с магнитным эффектом продольных токов [Ober et al., 2006]. Другими словами, при большом и длительном южном ММП вклад давления геомагнитного поля в балансе давлений уменьшается, а относительный вклад теплового давления  $P_{tm}$  возрастает.

При сильных отрицательных  $Bz$  магнитопауза вследствие эрозии перемещается к Земле, что приводит к проникновению ММП на меньшие расстояния. Однако воздействие ММП может быть подавлено силой немагнитной природы, такой как тепловое давление магнитосферной плазмы. Следовательно, можно предположить, что эффект насыщения влияния  $Bz$  может быть вызван повышенным вкладом теплового давления магнитосферной плазмы  $P_{th}$  в баланс давлений на дневной магнитопаузе во время сильных магнитных бурь.

## 2.4. Асимметрия магнитосферы утро-вечер

Следует отметить, что носовая точка магнитопаузы, где баланс давления представлен уравнением (1.22), может не совпадать с подсолнечной точкой из-за перекоса магнитопаузы в вечернюю сторону. На рис. 2.4.1 представлено статистическое распределение числа ГПМ в зависимости от местного времени MLT. Ширина интервалов равна 1 часу. Чтобы сравнить различные наборы данных ГПМ, показаны распределения отдельно для выбранных из литературы (сплошная серая гистограмма), из измерений LANL и GOES (пунктирная серая и пунктирная черная гистограммы соответственно). Как было указано выше, наборы данных ГПМ очень похожи друг на друга. На рисунке 2.4.1 видно, что статистическое распределение для каждого набора данных имеет максимум в предполуденном секторе. Суммарное распределение представлено сплошной черной гистограммой с указанием погрешностей. Хорошо видно, что существует значительная асимметрия распределения по MLT: медиана (вертикальная пунктирная линия) и среднее значение (вертикальная пунктирная линия) равны примерно 11:20LT. Интервал, содержащий максимальную статистику  $N=80\pm 9$ ,

занимает диапазон MLT от 10:00LT до 11:00LT. Статистика в этом интервале выше, по крайней мере, на одно стандартное отклонение, чем статистика в интервале 12:00~13:00MLT. Распределение хорошо аппроксимируется функцией Гаусса с центром  $X_0$  в точке 11:12MLT (вертикальная серая пунктирная линия). Таким образом, можно заключить, что MLT-распределение числа встречаемости ГПМ имеет статистически значимую асимметрию с утренней асимметрией на один час, что эквивалентно углу поворота  $15^\circ$ . Такую асимметрию нельзя объяснить абберацией орбитального вращения Земли и солнечного ветра, поскольку эти эффекты уже учтены в данных ГПМ.

На рис. 2.4.2 показаны статистические распределения местного времени ГПМ отдельно для коротких интервалов магнитослоя, длительностью  $dT < 10$  мин (штриховая гистограмма), и для длительных интервалов магнитослоя, с  $dT \geq 10$  мин (сплошная гистограмма). Как видно, оба распределения асимметричны относительно полудня. Их медианы равны 11:42MLT и 11:12MLT соответственно. Гистограмма для длительных интервалов MC сдвинута к утру сильнее, чем гистограмма для коротких интервалов. Эту разницу можно объяснить большой шириной интервалов гистограммы. Действительно, поскольку геосинхронные спутники вращаются на восток, ГПМ с меньшими местными временами могут быть предпочтительными для длительных интервалов магнитослоя. Однако интервалы магнитослоя длительностью  $> 1$  часа дают лишь небольшой вклад в статистику (30%) и, таким образом, не могут существенно влиять на перекося распределения по MLT. Таким образом, существенная асимметрия утро-вечер не связана ни с геометрическими эффектами выбора ГПМ, ни с методом их идентификации.

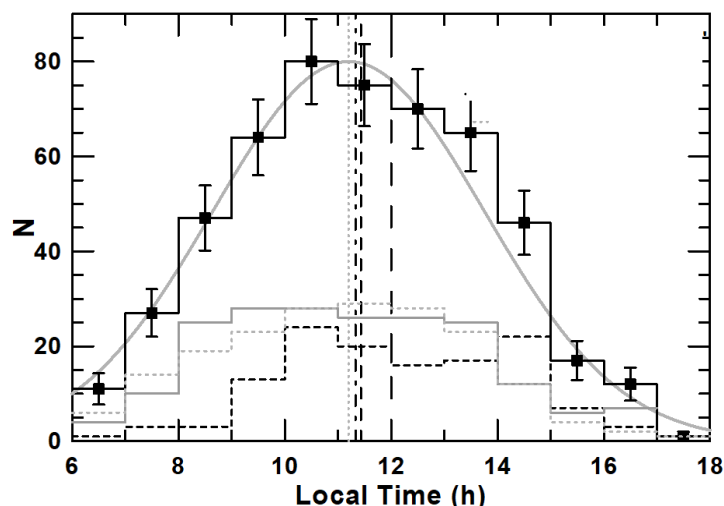


Рис. 2.4.1. Статистическое распределение наблюдений ГПМ в зависимости от местного времени MLT для литературных данных (серая сплошная гистограмма), пересечений LANL (серая пунктирная гистограмма), пересечений GOES (черная пунктирная гистограмма) и суммарных (черная сплошная гистограмма). Медиана (штрихпунктирная линия), среднее значение (пунктирная линия) и центр гауссовой аппроксимации  $X_0$  (серая пунктирная линия) расположены в предполуденном секторе в  $\sim 11:20$ LT. Распределение имеет статистически значимую асимметрию с уклоном в сторону утра примерно на 1 час [A11].

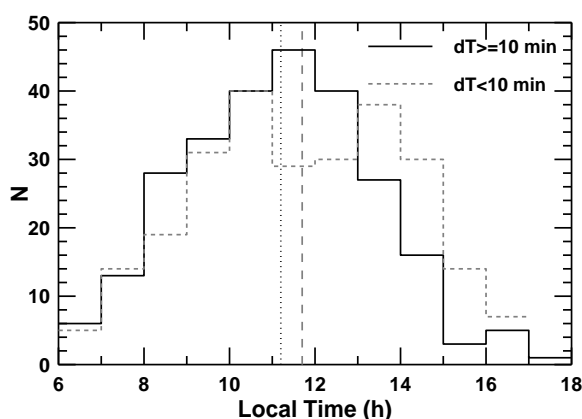


Рис. 2.4.2. Статистические распределения местного времени ГПМ для коротких интервалов магнитослоя с  $dT < 10$  мин (штриховая гистограмма) и длительных интервалов с  $dT \geq 10$  мин (сплошная гистограмма). Их медианы обозначены пунктирной (11:42MLT) и точечной (11:12MLT) вертикальными линиями, соответственно [A11].

### *Зависимость от межпланетных условий*

Для анализа асимметрии утро-вечер в связи с межпланетными условиями используются только данные с 1-мин временным разрешением о плазме солнечного ветра и ММП, которые соответствуют ГПМ и интервалам магнитослоя, наблюдавшимся спутниками LANL и GOES с 1994 по 2001 гг., поскольку в литературе были доступны только межпланетные данные, усредненные за 1 час. Как было показано в предыдущем разделе, статистические свойства литературных наборов данных и наборов данных GOES и LANL схожи, поэтому исключение литературных данных из рассмотрения не оказывает большого влияния на обобщение результатов. За временной интервал с 1994 по 2001 гг. геосинхронные спутники GOES и LANL предоставили данные о 326 ГПМ и 5855 измерениях МС с временным разрешением  $\sim 1$  мин. Такая огромная статистика позволяет детально изучить условия солнечного ветра, связанные с геосинхронными пересечениями магнитопаузы.

На рис. 2.4.3 показаны статистические распределения (а) угла aberrации в экваториальной плоскости GSM  $\delta_Y$  (вокруг оси Z), (б) угла aberrации в полуденном меридиане GSM  $\delta_Z$  (вокруг aberrированной оси Y), (в) давление солнечного ветра  $P_{sw}$  и (г) ММП  $B_z$ , которые сопровождают ГПМ и интервалы магнитослоя. Определение углов aberrации дано в уравнениях (1.36) и (1.37). Вертикальные пунктирные и штриховые линии обозначают медиану распределений для ГПМ и интервалов магнитослоя, соответственно. Основные статистические характеристики распределений представлены в таб. 1.2.1. Дисперсия получена аппроксимацией распределения функцией Гаусса. Видно, что распределения для ГПМ и интервалов магнитослоя очень похожи, несмотря на значительную разницу в статистике. Медиана углов aberrации очень близка к  $0^\circ$ , что указывает на то, что распространение солнечного ветра в большинстве случаев практически радиальное. Небольшая aberrация  $\delta_Y$  (около  $-3^\circ$ ) связана с орбитальным вращением Земли.

Пунктирные гистограммы на рисунках 2.4.3в,г соответствуют общим статистическим распределениям, полученным соответственно для давления

солнечного ветра  $P_{sw}$  и ММП  $B_z$ , измеренных на межпланетном мониторе ACE в 1998–2001 годах. Из рисунка 2.4.3в,г видно, что статистические распределения для ГПМ существенно отличаются от обычных распределений: они соответствуют преимущественно условиям сильно возмущенного солнечного ветра, что связано с дальним хвостом общих статистических распределений:  $P_{sw} \sim 20$  нПа и  $B_z \sim -14$  нТл. Иногда ГПМ можно наблюдать и тогда, когда давление солнечного ветра умеренное ( $\sim 5$  нПа), но ММП  $B_z$  отрицательное и очень большое, или наоборот, при северном ММП, но очень высоком  $P_{sw}$ .

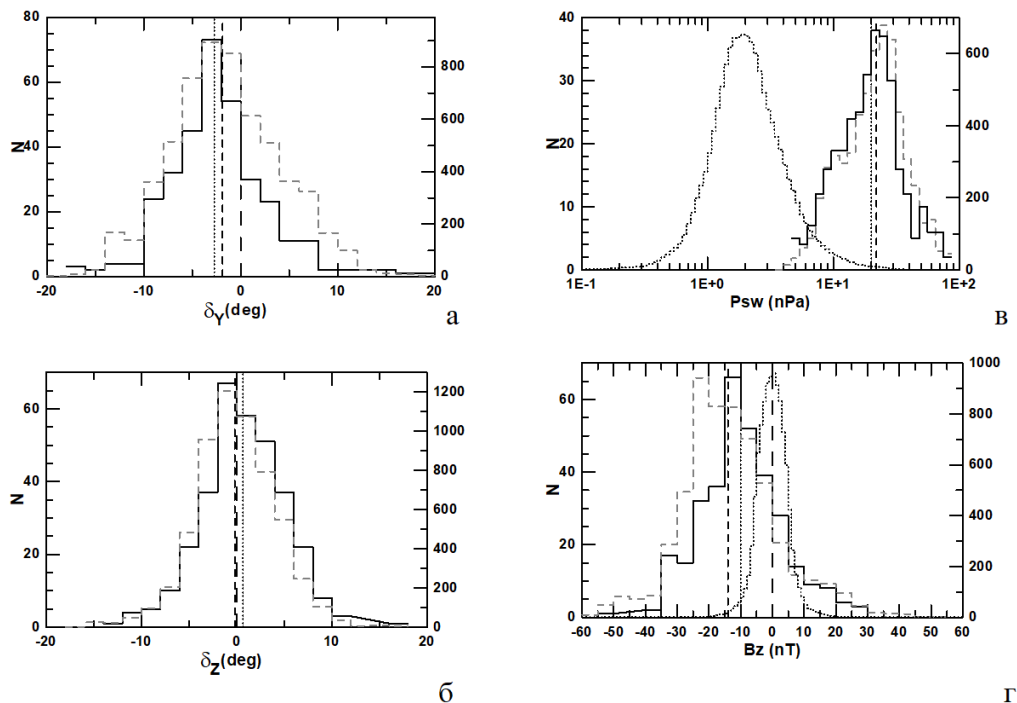


Рис. 2.4.3. Статистические распределения межпланетных условий, сопровождающие ГПМ (сплошные гистограммы, левая ось) и интервалы магнитослоя (штриховые гистограммы, правая ось): (а) угол абберации вокруг оси  $Y$ , (б) угол абберации вокруг оси  $Z$ , (в) давление  $P_{sw}$  и (г) ММП  $B_z$ . Вертикальные пунктирные и штриховые линии - медианы распределений для ГПМ и интервалов магнитослоя, соответственно. Пунктирные гистограммы показывают общие статистические распределения, полученные на КА ACE с 1998 по 2001 г. [A11]

На рис. 2.4.4. представлены диаграммы разброса компонент ММП (в aGSM) для интервалов магнитослоя. На рисунках 2.4.4 а,в пунктирными гистограммами



показаны общие статистические распределения соответственно для ММП  $V_x$  и  $V_y$  (временное разрешение 16 секунд), измеренных ACE в 1998–2001 годах. Следует подчеркнуть, что межпланетные условия, сопровождающие интервалы магнитослоя (сплошные гистограммы) являются лишь подмножеством общего распределения, которое «фильтруется» требованием положения магнитослоя на геосинхронной орбите. Наклоны аппроксимаций распределений линейной функцией малы и, таким образом, компоненты ММП независимы. Распределение в координатах  $\{V_y, V_x\}$  (рис. 2.4.4а) не демонстрирует никаких признаков ориентации ММП вдоль спирали Паркера и, скорее, свидетельствует о практически случайной ориентации проекции ММП на экваториальную плоскость aGSM.

Двумерное распределение числа встречаемости ориентации ММП для интервалов магнитослоя в координатном пространстве часового угла (Clock angle) в зависимости от азимутального угла (Azimuth angle) показано на рис. 2.4.5. Часовой угол рассчитывается от экваториальной плоскости aGSM, так что он является положительным/отрицательным для северного/южного направления ММП. Азимутальный угол рассчитывается от оси X и показывает направление проекции ММП в экваториальной плоскости aGSM. Азимутальный угол  $-45^\circ$  соответствует ориентации ММП вдоль спирали Паркера (обозначено толстой пунктирной линией). Число встречаемости быстро уменьшается при повороте часового угла от отрицательных значений к положительным, т.е. при повороте  $V_z$  ММП на север. Это хорошо согласуется с экспоненциальным уменьшением вероятности ГПМ при наблюдении очень высокого давления солнечного ветра (см. рис. 2.3.1), которое необходимо для сдвига магнитопаузы до геостационарной орбиты под небольшими отрицательными и положительными  $V_z$ . На рис. 2.4.5. видно, что максимум числа встречаемости расположен преимущественно в диапазоне углов  $>60^\circ$ . Область углов  $<30^\circ$  в центральной части двумерного распределения, соответствующая малым  $V_z$  и  $V_y$  относительно  $V_x$ , практически пуста. Следовательно, интервалы магнитослоя в основном

сопровождаются хаотически вращающейся большой поперечной компонентой ММП.

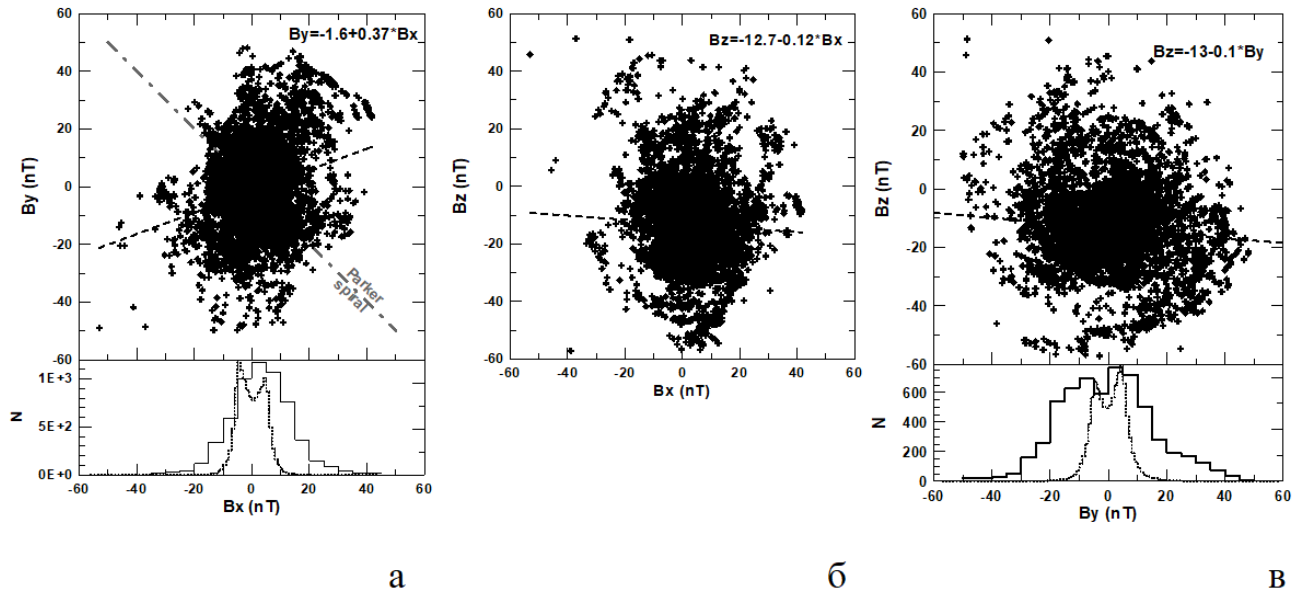


Рис. 2.4.4. Распределения компонент ММП (в aGSM) для интервалов магнитослоя: (а)  $B_y$  vs  $B_x$ , (б)  $B_z$  vs  $B_x$ , (в)  $B_z$  vs  $B_y$ . Штрихпунктирная линия на панели (а) указывает направление спирали Паркера. Аппроксимация линейными функциями показана пунктирными линиями. Пунктирные гистограммы показывают общие статистические распределения для компонент ММП (а)  $B_x$  и (в)  $B_y$  (в aGSM), полученные на КА ACE в 1998–2001 гг. Сплошные гистограммы - статистические распределения для интервалов магнитослоя [A11].

Итак, на рисунках 2.4.4 и 2.4.5 не видно никаких свидетельств ориентации ММП вдоль спирали Паркера для ГПМ. Спираль Паркера была продемонстрирована во многих комплексных статистических исследованиях ММП [Luhmann *et al.*, 1993]. Детальное рассмотрение ориентации ММП в наборе данных IMP 8 показывает значительный вклад ( $\sim 20\%$  от максимума) азимутальных углов  $-45^\circ$  и  $135^\circ$ , которые перпендикулярны спирали Паркера. Эти углы можно отнести как к «шуму» в ММП, так и к конкретным межпланетным структурам. События ГПМ вызваны сильно возмущенными условиями солнечного ветра, особенно когда ММП  $B_z$  отрицательна и велика. Эти условия соответствуют дальнему хвосту статистических распределений и,

следовательно, их свойства могут отличаться от номинального солнечного ветра. Действительно, сильно возмущенные условия солнечного ветра связаны главным образом с областями взаимодействия потоков, магнитными облаками и драпированными полями вокруг них [Luhmann et al., 1993]. Следовательно, ориентация ММП в течение интервалов магнитослоя не обязательно совпадает со спиралью Паркера.

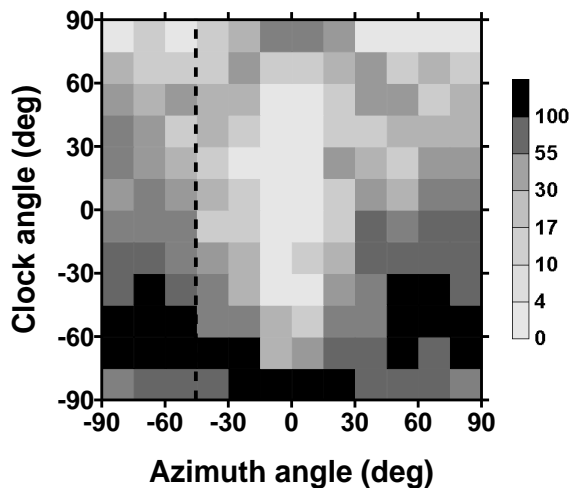


Рис. 2.4.5. Двумерное распределение числа встречаемости ориентации ММП для интервалов магнитослоя в координатах часового угла от азимутального угла. Азимутальный угол  $-45^\circ$ , соответствующий спирали Паркера, показан жирной пунктирной линией [A11].

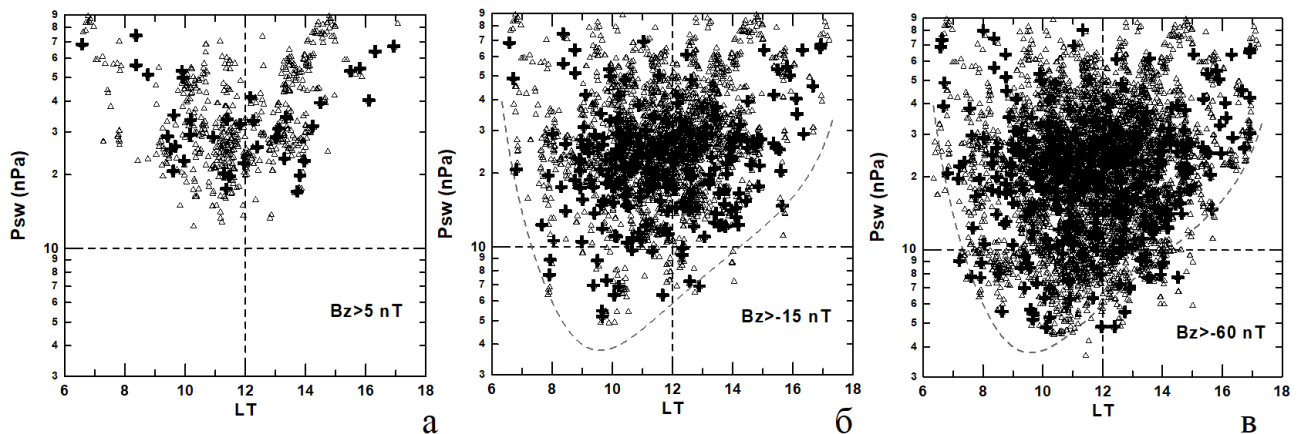


Рис. 2.4.6. Распределения давления солнечного ветра в зависимости от местного времени для ГПМ (крестики) и интервалов магнитослоя (треугольники) для (а)  $B_z > 5$  нТл, (б)  $B_z > -15$  нТл и (в) все данные ( $B_z > -60$  нТл). Пунктирная кривая — аппроксимация границы оболочки, полученная для  $B_z < -6$  нТл в Kuznetsov and Suvorova [1997; 1998a]. [A11]

Диаграммы распределения давления солнечного ветра  $P_{sw}$  для ГПМ в зависимости от местного времени MLT представлены на рисунке 2.4.6 для (а)  $Bz > 5$  нТл, (б)  $Bz > -15$  нТл и (в)  $Bz > -60$  нТл. Давление  $P_{sw}$  варьирует в очень широких пределах. Из-за кривизны магнитопаузы для пересечений на флангах требуется более высокое давление. При больших положительных ММП  $Bz$  (рис. 2.4.6 а) ГПМ обусловлены только повышением давления. При этом распределение практически симметрично по MLT. ГПМ и интервалы магнитослоя, связанные с минимальным давлением  $P_{sw} \sim 15$  нПа, наблюдаются ближе к полудню, а очень высокие давления  $P_{sw} \sim 70$  нПа наблюдаются для ГПМ в 7:00MLT или в 17:00MLT. Отметим, что предыдущие исследования не смогли выявить симметрию в распределении давления  $P_{sw}$  относительно MLT из-за очень малой статистики при положительных ММП  $Bz$ .

При отрицательных ММП  $Bz$  (рис. 2.4.6 б,в) ситуация меняется кардинально. Для сравнения с предыдущими исследованиями пунктирной кривой показана граница, охватывающую минимальные динамические давления для ГПМ, полученные в [Kuznetsov and Suvorova, 1997; 1998b] при  $Bz < -6$  нТл на основе меньшего набора данных, содержащего всего 84 ГПМ. Как видно, предыдущее приближение неплохо согласуется с распределением давлений при  $Bz > -15$  нТл (рис. 2.4.6 б). На рис. 2.4.6 б,в хорошо видно, что распределение  $P_{sw}$  демонстрируют очень сильную асимметрию утро-вечер при южном ММП. Минимальные давления  $P_{sw} \sim 5$  нПа наблюдаются преимущественно в предполуденном секторе около 10:00LT. На рисунке 2.4.6 б видно, что для ГПМ на 8:00MLT достаточно давления  $P_{sw} \sim 7$  нПа, а на 16:00MLT требуется давление  $P_{sw} \sim 14$  нПа (в 2 раза больше). Асимметрия увеличивается при большой отрицательной ММП  $Bz$ . На рис. 2.4.6в можно оценить, что минимальное давление, необходимое для ГПМ, составляет около 10 нПа при 7:00MLT и  $P_{sw} \sim 30$  нПа при 17:00MLT. Следовательно, разница давлений солнечного ветра, необходимых для ГПМ на утреннем и вечернем флангах, достигает 3 и более раз. Такая разница является независимым свидетельством асимметрии утро-вечер ГПМ в условиях южного ММП.

### Экваториальный желоб

Используя большую накопленную статистику, представляется чрезвычайно интересным более детально исследовать форму дневной магнитопаузы при очень сильном южном ММП, когда наступает насыщение эффекта  $Bz$ . Для этого были отобраны ГПМ, для которых КА GOES наблюдали в магнитослое очень большие отрицательные  $Bz < -20$  нТл при давлении  $P_{sw} < 21$  нПа во время магнитных бурь ( $Dst < 0$ ). На рис. 2.4.7 показано распределение пересечений в координатах широта-долгота в aGSM. Пересечения наблюдались в протяженном долготном секторе от  $-30^\circ$  до  $50^\circ$  и в широтном секторе от  $-25^\circ$  до  $20^\circ$ , что делает возможным исследование формы дневной низкоширотной магнитопаузы.

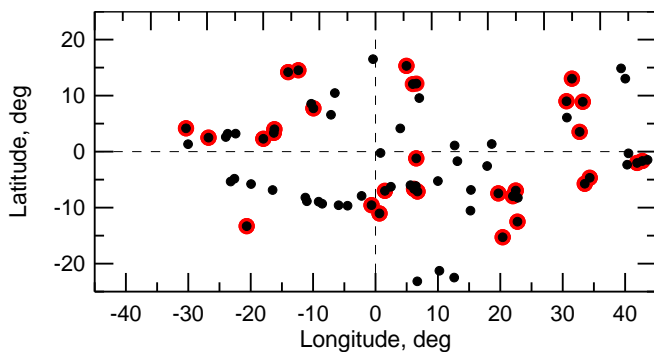


Рис. 2.4.7. Распределение ГПМ, наблюдаемых на GOES, в координатах aGSM. Красные точки соответствуют ММП  $Bz < -5$  нТл и  $P_{sw} < 21$  нПа [A22].

Для каждого пересечения была определена локальная ориентация магнитопаузы по вращению магнитного поля поперек магнитопаузы с использованием анализа минимальной дисперсии (MVA). Важно отметить, что результаты MVA различаются в зависимости от длины временного интервала, выбранного для анализа. Если результаты сильно различаются для разных временных интервалов, они недостоверны. Варьируя границы временных интервалов для каждого ГПМ, можно найти интервалы времени, для которых результаты MVA изменяются незначительно и постепенно (т.е. решение стабильно). Таким образом вычислялась нормаль  $\mathbf{n}$  к магнитопаузе.

Кроме того, используя модель [Lin et al., 2010], для текущих межпланетных условий для каждого ГПМ была рассчитана модельная нормаль. Отметим, что эта

модель очень хорошо предсказывает ГПМ [A28]. Кроме того, модель предсказывает асимметрию магнитопаузы север-юг, связанную с углом наклона геомагнитного диполя. Следовательно, для модели подсолнечная точка (точка с координатами aGSM  $y = 0$  и  $z = 0$  Re) может отличаться от носовой точки, где нормаль  $\mathbf{n}_r = (1., 0, 0)$ .

На рис. 2.4.8 показана ориентация проекций нормалей  $\mathbf{n}$  на экваториальную плоскость относительно оси X aGSM (правая панель) и относительно модельных нормалей  $\mathbf{n}_r$  (левая панель). Она характеризуется широким случайным разбросом. Значительные наклоны нормали магнитопаузы обнаруживаются в районе  $\sim 15^\circ$  от нулевой точки ( $m_{lon} = 0$  и  $m_{lat} = 0$ ). Очень сильные искажения магнитопаузы могут быть результатом наклона межпланетных фронтов и множественных событий переноса магнитного потока, генерируемых при сильном южном ММП [Omid *et al.*, 2009]. Эти эффекты выходят за рамки настоящего исследования. Поэтому для удобства мы исключим из дальнейшего рассмотрения нормали с сильным отклонением ( $>45^\circ$ ) от модельных нормалей. Как видно на рис. 2.4.8, количество ГПМ с сильно отклоненными нормальями невелико.

В экваториальной плоскости нормали в основном наклонены к утру относительно модельных как в предполуденном, так и в послеполуденном секторах, как можно видеть на левой панели рис. 2.4.8. Сравнение ориентации нормалей с осью X (правая панель) показывает, что на долготах от  $\sim 5^\circ$  до  $35^\circ$  средняя ориентация почти параллельна оси X. В предполуденном секторе нормали в основном наклонены к утру. Наклон в сторону вечера наблюдается в вечернем секторе ( $lon > 40^\circ$ ).

Наблюдаемую ориентацию нормалей можно представить как уплощение магнитопаузы в послеполуденном секторе, с одновременным сдвигом к вечеру как предполуденного, так и послеполуденного сектора магнитопаузы [A22; A24]. Эскиз сечения магнитопаузы в экваториальной плоскости aGSM показан на рис. 2.4.9. Видно, что экваториальная магнитопауза характеризуется притупленной носовой областью, расположенной в послеполуденном секторе. В первом приближении магнитопауза может быть представлена как фигура, симметричная

относительно новой оси  $X'$ , сдвинутой к вечеру на  $dY = 2 \pm 1.5 R_3$ . Данный диапазон соответствует уплощению магнитопаузы на расстоянии  $6.6 R_3$  в интервале долгот от  $\sim 5^\circ$  до  $35^\circ$ .

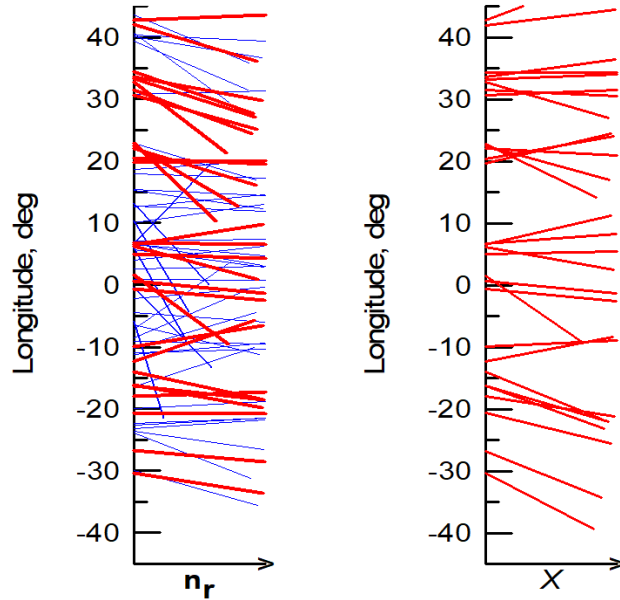


Рис. 2.4.8. Проекция нормалей к магнитопаузе на плоскость экватора для всех событий (слева: синий и красный отрезки) и для событий при насыщении  $Bz$  (справа: красные отрезки). Левая и правая панели показывают ориентацию, соответственно, относительно нормали модельной магнитопаузы  $n_r$  и относительно оси  $X$  GSM. Магнитопауза характеризуется сильной асимметрией утро-вечер и заметным уплощением в послеполуденном секторе [A22]

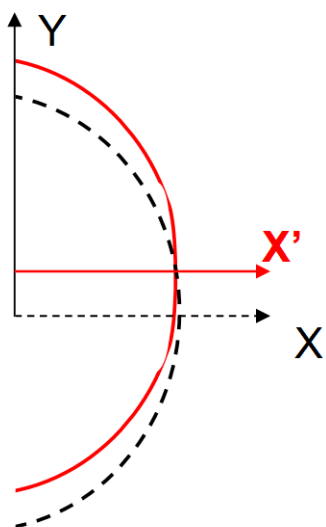


Рис. 2.4.9. Эскиз поперечного сечения магнитопаузы в экваториальной плоскости aGSM: для номинальной магнитопаузы (пунктирная черная кривая) и магнитопаузы в условиях насыщения  $Bz$  (сплошная красная кривая). Для последнего случая форма магнитопаузы характеризуется заметным притуплением в носовой области, смещенной в послеполуденный сектор. Новая ось симметрии  $X'$  магнитопаузы обозначена красной сплошной стрелкой, которая смещена в сторону вечера от оси  $X$ , обозначенной черной пунктирной стрелкой [A22]

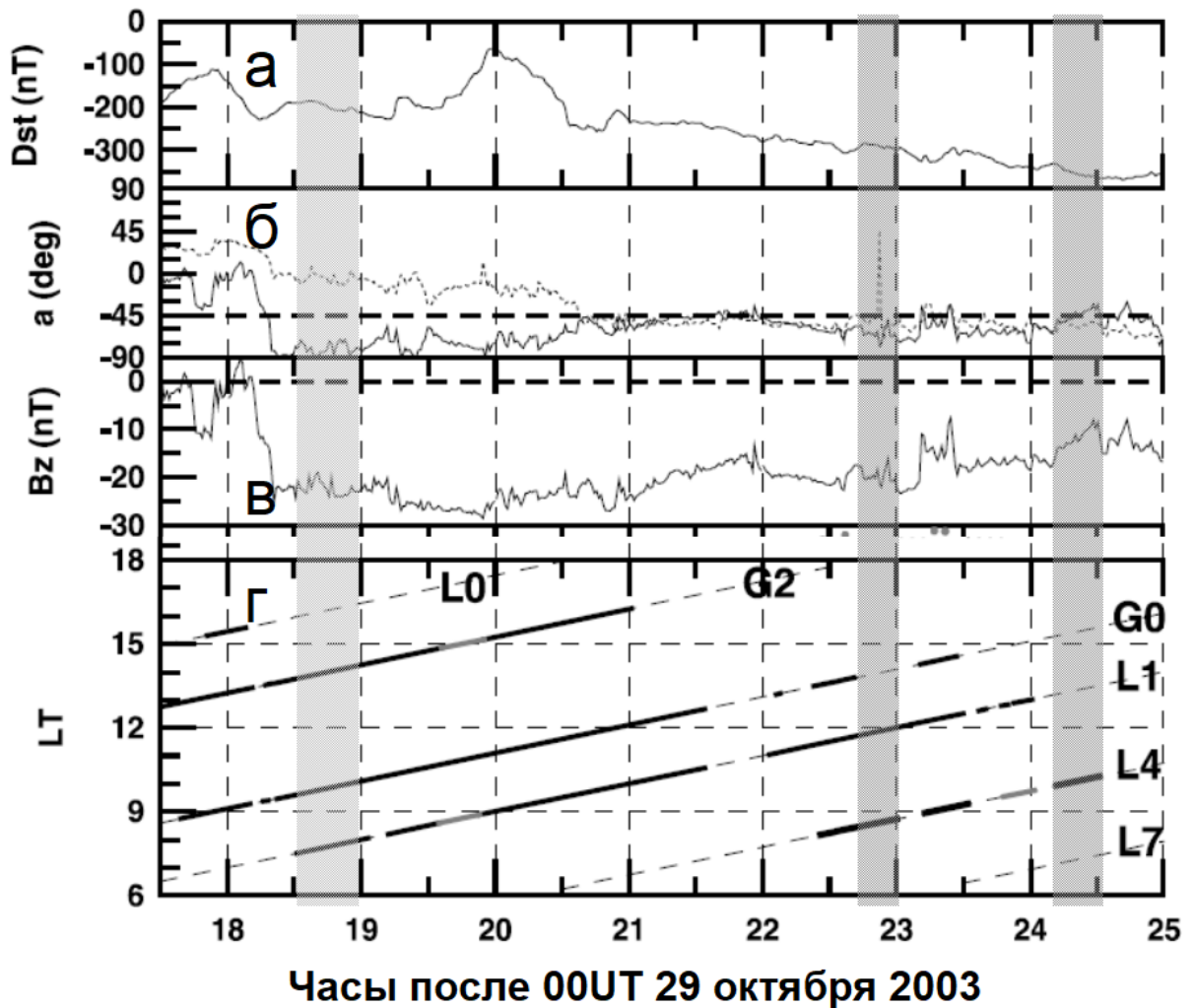


Рис. 2.4.10. Наблюдения интервалов магнитослоя на геостационарных спутниках и сопровождающие их геомагнитные и межпланетные возмущения на главной фазе очень мощной магнитной бури 29 октября 2003г.: (а) индекс SYM-H; (б) часовой (сплошная кривая) и азимутальный (штриховая кривая) углы ММП; (в) ММП  $B_z$ ; (г) интервалы магнитослоя (черные жирные линии) и орбиты геостационарных КА (пунктирные линии), которые их наблюдали, в зависимости от MLT. Пунктирная линия на панели (б) показывает азимутальный угол паркеровской спирали  $-45^\circ$ . Асимметрия утро-вечер наблюдается в интервалах времени (серая штриховка) 18:30-19:00, 22:40-23:00 и 24:10-24:30 UT [A13].

Такое представление хорошо согласуется с наблюдениями магнитопаузы при большом южном ММП во время сильных магнитных бурь. На рис. 2.4.10



показан пример наблюдений интервалов магнитослоя геостационарными КА на главной фазе очень мощной магнитной бури 29 октября 2003г. [A11; A13; A14]. В это время ММП имело преимущественно южное направление, и  $B_z$  имела очень большие отрицательные значения до  $-30$  нТл. На главной фазе экстремально сильной геомагнитной бури отрицательная  $Dst$ -вариация росла с  $-100$  до  $-370$  нТл. При этом азимутальный угол ММП был сильно отклонен от паркеровской спирали с 17:30 до 20:30 UT. В интервале 18:30 – 19:00 UT магнитослой наблюдался геостационарными КА L1 (7:30 – 8:00 MLT), G0 (9:30 – 10:00 MLT) и G2 (13:45 – 14:15 MLT), однако КА L0 (16:00 – 16:30 MLT) находился в магнитосфере. Если бы магнитопауза была симметрична, КА L0 должен был находиться в магнитослое, как и КА L1, который расположен на таком же удалении от полудня  $\sim 4$  часов, как и КА L0. Аналогичная ситуация наблюдалась в интервалах 22:40-23:00 и 24:10-24:30 UT. В интервале 22:40-23:00 UT КА L4 находился в утреннем секторе и наблюдал магнитослой, в то время как КА G0 оставался в магнитосфере, находясь в послеполуденном секторе. В интервале 24:10-24:30 UT КА L4 находился в магнитослое в предполуденном секторе, а КА L1 оставался в магнитосфере в послеполуденном секторе. Таким образом, в данном примере явно видно, что размеры магнитосферы в послеполуденном секторе превышают ее размеры в предполуденном секторе, независимо от азимутального угла.

Для бури 29 октября 2003г. было проведено сравнение модельных расчетов с наблюдениями. На рис. 2.4.11 показано сечение магнитопаузы в экваториальной плоскости. В модели KS98 ось магнитопаузы смещена к вечеру на  $dY = 2 R_3$ , так что расстояние до магнитопаузы в послеполуденном секторе оказывается больше, чем в предполуденном секторе. Сдвиг позволяет предсказать интервалы магнитослоя, наблюдаемые в предполуденном секторе, тогда как послеполуденная часть геосинхронной орбиты остается в магнитосфере. Для ГПМ во время бури 29 октября 2003г. оценка сдвига дает  $dY = 0.42 R_3$ . Таким образом, модель KS98 существенно переоценивает асимметрию утро-вечер, что

часто приводит к ложным модельным предсказаниям магнитослоя для ГПМ в предполуденном секторе.

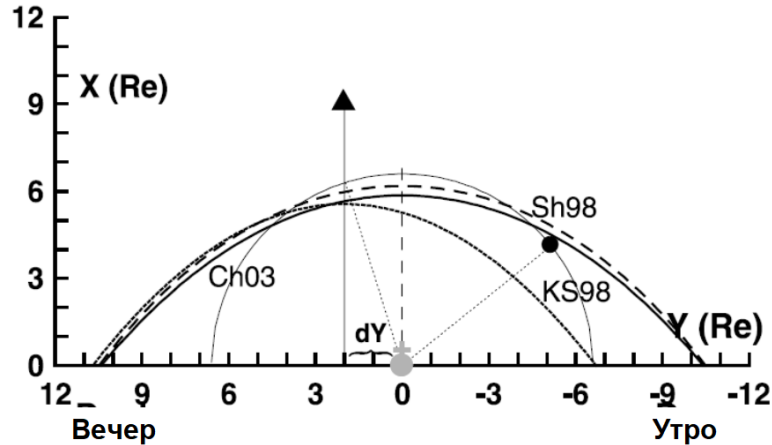


Рис. 2.4.11. Сечение магнитопаузы в экваториальной плоскости, рассчитанная по моделям KS98 (точечная кривая), Sh98 (пунктирная кривая) и Ch03 (толстая сплошная кривая) для сильно возмущенных условий ( $P_{sw} = 10$  нПа и  $B_z = -20$  нТл). Геостационарная орбита обозначена тонкой серой кривой. Асимметричная модель KS98 предсказывает магнитопаузу, которая сдвинута к вечеру на  $dY = 2 R_3$ . В результате смещения геостационарная орбита в 09:00 MLT находится в магнитослое, а в 15:00 MLT - в магнитосфере [A13].

На рис. 2.4.12 показаны ориентации нормалей к магнитопаузе в меридиональных плоскостях для предполуденного и послеполуденного секторов, а также схематическое изображение ее сечения в послеполуденном секторе. Как можно видеть на панели (а), в обоих секторах нормали в северном (южном) полушарии имеют тенденцию наклоняться к югу (северу) относительно модельных нормалей, что указывает на большую кривизну магнитопаузы, чем в модели, т.е. магнитопауза на низких широтах более уплощенная.

На рис. 2.4.12б можно видеть, что относительно оси X aGSM нормали в предполуденном секторе демонстрируют закономерное увеличение наклона с широтой. Однако в послеполуденном секторе ориентация нормали ведет себя более сложно. На широтах  $>10^\circ$  нормали преимущественно наклонены наружу от

экватора, аналогично тому, что наблюдается в предполуденном секторе. В широтном диапазоне от  $5^\circ$  до  $10^\circ$  средний наклон близок к нулю, что указывает на плоскую магнитопаузу, перпендикулярную оси X.

На экваториальных широтах  $<5^\circ$  мы обнаруживаем, что 4 из 5 нормалей наклонены к экватору, что указывает на отрицательную кривизну магнитопаузы, т.е. углубление. В табл. 2.4.1 приведены основные характеристики ГПМ в области углубления. Видно, что пересечения произошли во время трех различных магнитных бурь, при очень сильном южном ММП  $B_z < -14$  нТл и на различных долготах  $aGSM$  от  $\sim 6^\circ$  до  $43^\circ$ . ГПМ №1 и 3 сопровождалась чрезвычайно сильным южным ММП ( $B_z < -20$  нТл), что определенно соответствует условиям насыщения ММП  $B_z$ . Для «аномальной» ГМК №5, нормаль которой наклонена наружу от экватора, в табл. 2.4.1 величина южного ММП самая слабая  $B_z = -14,3$  нТл, а давление солнечного ветра очень большое  $P_{sw} = 19,6$  нПа. Возможно, в данном случае эффект очень сильного давления замаскировал эффект южного ММП.

На рис. 2.4.12в показано схематическое изображение меридионального среза магнитопаузы в послеполуденном секторе, которое соответствует ориентации нормалей. В отличие от модели форма магнитопаузы неровная. В целом она характеризуется бóльшей кривизной. Но на низких широтах кривизна увеличивается, переходя в плоскость, а затем принимает отрицательное значение, подразумевающее углубление на экваториальных широтах. Важно отметить, что отрицательные значения ориентации нормалей проявляются в широком диапазоне долгот. Таким образом, геометрически эту особенность можно описать как экваториальный желоб на послеполуденной магнитопаузе.

На рис. 2.4.13 показан трёхмерный эскиз дневной магнитопаузы, полученный объединением ортогональных сечений для сильно возмущенных межпланетных условий, когда происходит насыщение ММП  $B_z$ . Важной особенностью полученной трёхмерной картины является экваториальный желоб на магнитопаузе в послеполуденном секторе. В предполуденном секторе

магнитопауза притупленная и гладкая. Вся магнитопауза сдвинута в сторону вечера, так что носовая область оказывается в послеполуденном секторе.

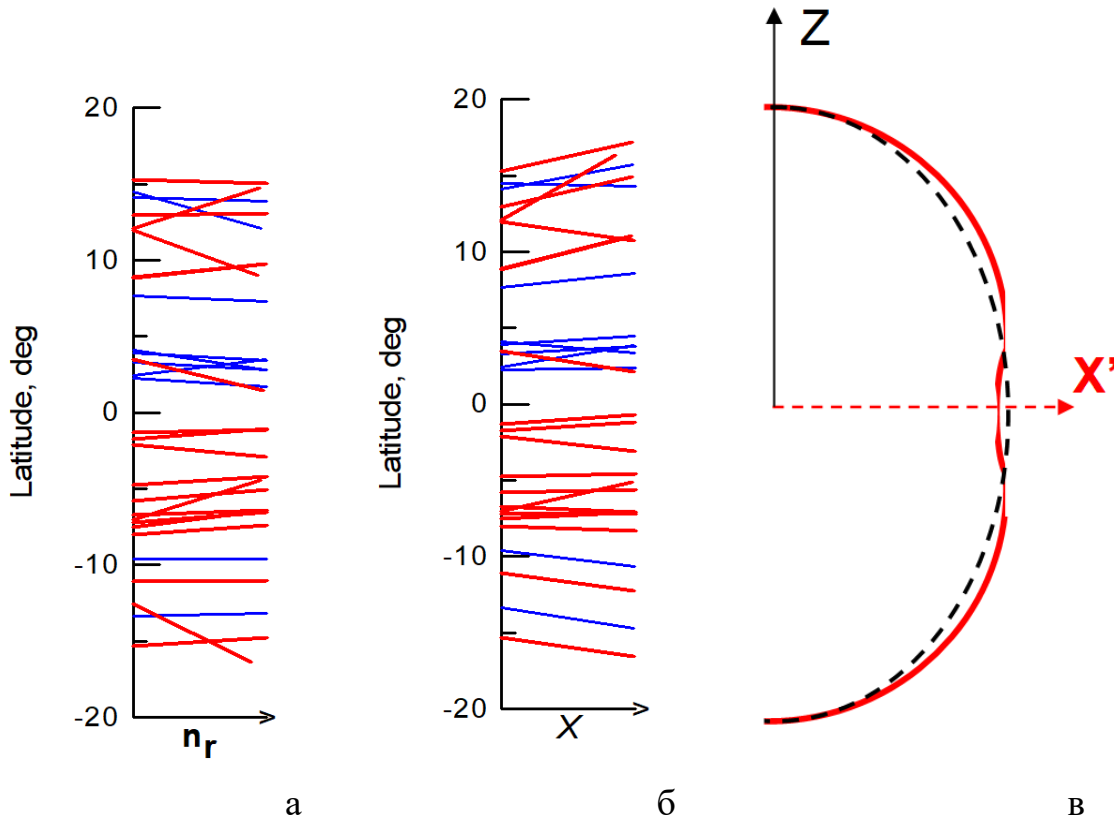


Рис. 2.4.12. Проекция нормали магнитопаузы в меридиональной плоскости, наблюдаемые при ММП  $B_z < -5$  нТл и  $P_{sw} < 21$  нПа в предполуденном (синие отрезки) и послеполуденном секторах (красные отрезки): (а) относительно нормалей к стандартной магнитопаузе; (б) относительно оси  $X$  aGSM; (в) схематическое изображение сечения в послеполуденном секторе: для модельной магнитопаузы (штриховая черная кривая) и магнитопаузы, определенной по нормалям (сплошная красная кривая). На панели (а) ориентация нормалей демонстрирует сильное уплощение магнитопаузы. На панели (б) картина отклонений в послеполуденном секторе указывает на наличие углубления на низких широтах, как показано на панели (в) [A22].

Таблица 2.4.1. Характеристики ГПМ в области экваториального желоба [A22]

#	Дата и UT	mlat, mlon,		$PS$ , град	$Dst$ , нТ	$Bz$ , нТ	$Psw$ , нПа
		град					
1	2000/4/06 18:35	-4.7, 34.4	17	-94	-23.37	9.13	
2	2001/3/31 18:22	3.5, 32.8	14	-268	-17.53	15.36	
3	2001/3/31 16:51	-1.3, 6.6	15	-243	-28.65	5.14	
4	2001/8/17 19:37	-1.7, 42.8	21	-47	-18.67	20.37	
5	2001/8/17 19:47	-2.1, 42.0	21	-55	-14.25	19.57	

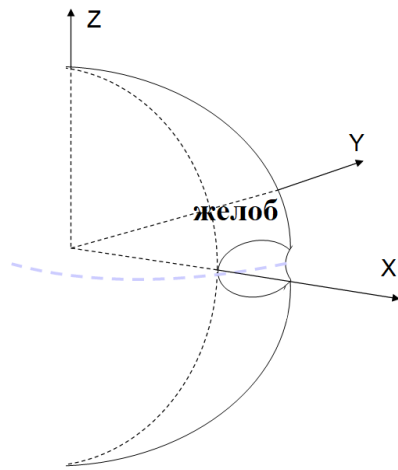


Рис. 2.4.13. Эскиз дневной магнитопаузы в условиях насыщения ММП  $Bz$ . Магнитопауза смещена в сторону вечера. В дневном секторе на низких широтах образуется желоб в послеполуденном секторе [A22].

Для объяснения асимметрии утро-вечер магнитопаузы были предложены различные механизмы. Один из них – преобладающая ориентация ММП по спирали Паркера [Russell et al., 1997]. С другой стороны, в [Burlaga et al., 1987] были показаны сильные изменения ориентации вектора ММП в сложных потоках и магнитных облаках. В работе [Smith and Phillips, 1997] пришли к выводу, что корональные выбросы массы, области сжатия перед ними (interplanetary sheath) и другие межпланетные возмущения ответственны за видимое отклонение спирали ММП относительно предсказания Паркера. Комплексный статистический анализ [Dmitriev et al., 2009; Borovsky, 2010] убедительно показывает существование популяции с изотропным распределением векторов направления ММП, чему способствуют межпланетные ударные волны, корональные выбросы массы и коротящие области взаимодействия на секторных границах ММП.

Настоящий анализ ГПМ и интервалов магнитослоя показал, что сами по себе межпланетные условия, в первую очередь ориентация ММП, не проявляют асимметрии утро-вечер. Следовательно, смещение магнитопаузы на вечер вызывается эффектами внутри магнитосферы. Одним из наиболее вероятных источников асимметрии является асимметричный кольцевой ток, который развивается в предполуночном и вечернем секторах на главной фазе магнитных бурь в процессе дрейфа ионов из хвоста через вечерний сектор в дневную магнитосферу [Takahashi *et al.*, 1991; McComas *et al.*, 1993; Itoh and Araki, 1996; Daglis, 2006; Walsh *et al.*, 2014]. Из-за вклада асимметричного кольцевого тока вечерняя часть магнитосферы, где кольцевой ток максимален, должна быть больше утренней ее части [Cummings, 1966; Burton *et al.*, 1975]. Кроме того, тепловое давление горячей плазмы, населяющей кольцевой ток во время бури, также было предложено как сила, которая ограничивает магнитный эффект эрозии на магнитопаузе (параграф 2.3).

Важно отметить, что в дневной магнитосфере на расстояниях  $>4 R_3$  кольцевой ток разделяется на две ветви с максимумами, расположенными на  $mLat \sim \pm 20^\circ$ , так называемый разрезной ток (cut ring current, CRC) [Stepanova *et al.*, 2008; Antonova *et al.*, 2009a,b; Ganushkina *et al.*, 2015]. Азимутальная протяженность CRC составляет  $\pm 20^\circ$  относительно носового меридиана. Вероятно, эффект теплового давления CRC на низких широтах может дать вклад в формирование экваториального желоба, где давление кольцевого тока оказывается ниже.

В дополнение к тепловому давлению может также работать эффект холодной плазмосферной плазмы, которая подавляет эрозию в области взаимодействия полей противоположной полярности [Borovsky *et al.*, 2008]. Во время магнитных бурь плазмосферные шлейфы (*plasmapheric plumes*) поднимаются к геостационарной орбите в вечернем секторе, что приводит к ослаблению эрозии и, т.о., большему расстоянию до магнитопаузы по сравнению с утренним сектором [Kim *et al.*, 2024]. Однако численные характеристики эффекта плазмосферных шлейфов пока не до конца установлены. С другой

стороны, в работе [Siscoe et al., 2004] предположили, что продольные токи зоны 1 приводят к искажениям на дневной магнитопаузе. Однако во время магнитных бурь продольные токи зоны 2 могут быть настолько интенсивными, что суммарный вклад токов Биркеланда в дневное магнитное поле невелик [Nagai, 1982; Nakano and Iyemori, 2003].

Помимо токов Биркеланда и кольцевого тока в геомагнитное поле вносит вклад ток хвоста. Во время магнитных бурь он очень интенсивен, и его магнитное воздействие на дневной магнитопаузе может стать сравнимым с геодипольным полем [Maltsev et al., 1996; Alexeev et al., 1996, 2001; Turner et al., 2000]. Во время магнитных бурь внутренняя кромка тока хвоста движется к Земле, в результате чего усиленный ток приближается к дневной магнитопаузе. Геометрия магнитного поля, создаваемого буревым током хвоста на магнитопаузе, очевидно, отличается от дипольной. Поле достаточно близко к линейной конфигурации, образующейся вблизи края крупномасштабного плоского электрического тока. Плоский ток оказывает практически постоянный магнитный эффект на разных широтах. Отрицательный магнитный эффект «линейного» магнитного поля должен быть наибольшим вблизи магнитного экватора, где дипольное магнитное поле наиболее слабое. Следовательно, уплощение дневной магнитопаузы может быть связано с сильным вкладом тока хвоста. Но формирование желоба на экваториальной магнитопаузе трудно связать с глобальным магнитным эффектом хвостового тока.

При сильном южном ММП экваториальный желоб может возникнуть в результате крупномасштабной эрозии на дневной магнитопаузе, когда трубки магнитного потока переносятся с экваториальной магнитопаузы в хвост. Этот перенос вызывает углубление на поверхности магнитопаузы на низких широтах и расширение магнитопаузы на средних и высоких широтах. Крупномасштабная эрозия наиболее эффективна в носовой области магнитопаузы. Как было показано, на главной фазе бури носовая область смещается в послеполуночный сектор. Следовательно, сильная эрозия на дневной магнитопаузе может быть возможным механизмом формирования желоба в послеполуночном секторе.

При насыщении ММП  $B_z$  уменьшение экваториальной магнитопаузы, вызванное эрозией, может быть уравновешено тепловым давлением горячей плазмы от сильного кольцевого тока. Вследствие асимметрии носовая точка магнитопаузы, где баланс давления может быть представлен просто уравнением (2.4), не совпадает с подсолнечной точкой из-за смещения магнитопаузы к вечеру. В результате точка перигея, где магнитопауза приближается наиболее близко к геостационарной орбите, смещается от полудня в сторону утра, а носовая точка смещается в послеполуденный сектор и, следовательно, находится на большем геоцентрическом расстоянии. Таким образом, межпланетные условия для ГПМ в носовой точке должны быть сильнее, чем минимально необходимые межпланетные условия, полученные для ГПМ в перигейной точке. Эта разница зависит от сдвига магнитопаузы  $dY$ , связанного с асимметрией кольцевого тока, и от радиуса кривизны магнитопаузы, зависящего от  $B_z$ .

Для  $dY = 0.4 R_3$  можно грубо оценить по модели [Kuznetsov and Suvorova, 1998a], что при  $B_z = -30$  нТл давление  $P_{sw}$ , необходимое для расстояния до магнитопаузы  $6,6 R_3$  в носовой точке, должно быть на 20% больше минимально давления  $P_{sw} = 4,8$  нПа, необходимого для ГПМ в перигейной точке. Следовательно, ГПМ в носовой точке МП требует  $P_{sw} \sim 6$  нПа для больших отрицательных  $B_z$ . Такое давление хорошо согласуется с нашим предположением о вкладе давления магнитосферной плазмы в баланс давлений. Действительно, оценка плотности энергии магнитного поля геодиполя (при условии, что  $f = 0,5$ ) на геосинхронной орбите дает значение давления магнитного поля около 4,6 нПа (первый член в уравнении (2.4)). Таким образом, разницу в давлениях  $\sim 1.4$  нПа можно объяснить тепловым давлением магнитосферной плазмы (второе слагаемое в уравнении (2.4)), что хорошо согласуется с экспериментальными измерениями [Lui et al., 1987; Liemohn et al., 2008].



## 2.5. Качественная модель ГПМ

Важнейшей проблемой моделирования ГПМ является эффект орбитального ограничения. В настоящем исследовании этот эффект минимизируется путем определения огибающей границы для распределения ГПМ и интервалов магнитослоя в координатах  $\{P_{sw}, Bz\}$  для различных широт и MLT в aGSM, а также геомагнитных условий, характеризуемых индексом SYM-H (1-минутный эквивалент индекса Dst). Огибающая граница аппроксимируется функцией гиперболического тангенса (уравнение (2.2)).

В качестве первого шага исследуется, как огибающая граница меняется с MLT. Здесь следует учесть эффект асимметрии утро-вечер (см. рисунок 2.4.6). Наименьшие давления  $P_{sw}$  наблюдаются в диапазоне от 10 до 12 MLT. Следовательно, диапазоны MLT не будут симметричны относительно полудня. В таб. 2.5.1 представлена сетка MLT, использованная для моделирования, и результаты определения асимптотических давлений  $P_{max}$  и  $P_{min}$ .

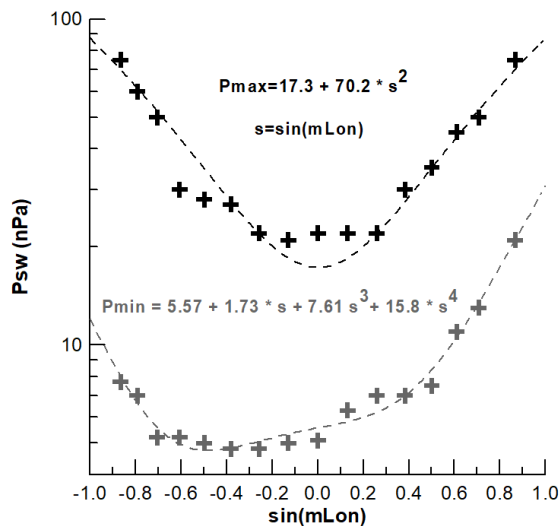


Рис. 2.5.1. Асимптотические давления  $P_{max}$  и  $P_{min}$  огибающей границы, полученные в различных диапазонах долгот  $mLon$ . Пунктирные линии соответствуют наилучшей аппроксимации асимптотических давлений полиномиальной функцией от  $\sin(mLon)$  [A21].

Зависимость  $P_{max}$  и  $P_{min}$  от долготы aGSM ( $mLon$ ) представлена на рисунке 2.5.1. Очевидно, долгота  $mLon$  связана с MLT как  $mLon = 15^\circ (MLT - 12)$ . В районе полудня  $P_{max}$  распределяется почти симметрично, тогда как зависимость  $P_{min}$

имеет перекося в сторону утра. Зависимости  $P_{\max}$  и  $P_{\min}$  неплохо аппроксимируются полиномиальными функциями  $\sin(mLon)$ :

$$P_{\max}(mLon) = 17.3 + 70.2 \cdot \sin^2(mLon) \quad (2.5a)$$

$$P_{\min}(mLon) = 5.57 + 1.73 \cdot \sin(mLon) + 7.61 \cdot \sin^3(mLon) + 15.8 \cdot \sin^4(mLon) \quad (2.5б)$$

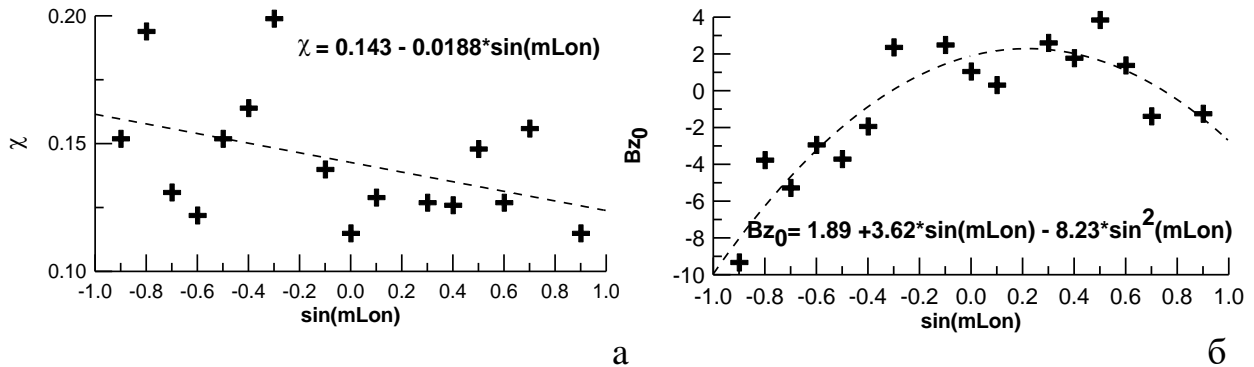


Рисунок 2.5.2. Параметры огибающей границы (а)  $\chi$  и (б)  $Bz_0$ , рассчитанные в различных долготных интервалах. Штриховые линии соответствуют аппроксимации этих параметров полиномиальной функцией от синуса долготы  $mLon$  [A21].

Таблица 2.5.1. Параметры огибающей границы при различных MLT [A21]

MLT	$P_{\min}$ , нПа	$P_{\max}$ , нПа	$r$
6 - 8	7.7	75	0.97
6 - 8.5	7.0	60	0.75
6 - 9	5.2	50	0.78
6 - 9.5	5.2	30	0.84
6 - 10	5.0	28	0.87
6 - 10.5	4.8	27	0.88
6 - 11	4.8	22	0.84
11.5 - 18	5.0	21	0.91
12 - 18	5.1	22	0.92
12.5 - 18	6.3	22	0.83
13 - 18	7.0	22	0.93
13.5 - 18	7.0	30	0.81
14 - 18	7.5	35	0.85
14.5 - 18	11.0	45	0.95
15 - 18	13.0	50	0.89
16 - 18	21.0	75	0.83

Из табл. 2.5.1 видно, что огибающие границы аппроксимируются достаточно хорошо (с коэффициентом корреляции  $r > 0,8$ ) практически во всех диапазонах MLT. Заметим, что для симметричного случая больших положительных  $Bz$  (уравнение (2.5а)) форма подсолнечной магнитопаузы близка к сферической, а зависимость давления  $P_{sw}$  близка к  $\sin^2(mLon)$ . В асимметричном случае для южного ММП магнитопауза представляется разложением в ряд по  $\sin(mLon)$ .

На рис. 2.5.2 показаны зависимости крутизны  $\chi$  и точки перегиба  $Bz_0$  от  $mLon$ , которые можно выразить следующим образом:

$$Bz_0(mLon) = 1.89 + 3.62 \cdot \sin(mLon) - 8.23 \cdot \sin^2(mLon) \quad (2.6)$$

$$\chi(mLon) = 0.143 - 0.0188 \cdot \sin(mLon) \quad (2.7)$$

Следует отметить широкий разброс параметра  $\chi$  в утреннем и предполуденном секторах. Как видно на рис. 2.5.2а, разброс обусловлен относительно плохой статистикой в этих областях. Однако можно указать на тенденцию уменьшения крутизны  $\chi$  с ростом долготы. Это означает, что при низких давлениях  $P_{sw}$ , когда ГПМ преобладают в утреннем и предполуденном секторах, наклон огибающей границы более крутой. В то же время в утреннем и вечернем секторах точка перегиба  $Bz_0$  смещается в сторону больших отрицательных значений (см. рис. 2.5.2б). Это приводит к более быстрому насыщению воздействия ММП  $Bz$  (при  $-15$  нТл) в утреннем секторе, где необходимое для ГПМ давление  $P_{sw}$  меньше, чем в вечернем секторе, в котором насыщение происходит при  $Bz < -20$  нТл и более высоких давлениях  $P_{sw}$ . Это хорошо согласуется с результатами, полученными в [Yang et al. 2003], которые предсказывают, что порог насыщения увеличивается с увеличением динамического давления солнечного ветра.

Широтную зависимость огибающей границы можно изучить только в полуденном секторе (9-15 MLT) из-за низкой статистики на флангах (см. рис. 2.2.4). В с.к. аGSM орбиты геостационарных КА ограничены широтой около  $\pm 30^\circ$  и, следовательно, при больших смещениях MLT от полудня (скажем, более 3

часов или  $>45^\circ$ ) влияние широты уменьшается по сравнению с долготным эффектом. Диапазоны широт aGSM ( $mLat$ ), использованные для определения границы оболочки, приведены в табл. 2.5.2. Здесь предполагается, что магнитопауза симметрична относительно экваториальной плоскости aGSM. На самом деле это не так для больших углов наклона геодиполя. Однако в первом приближении мы пренебрегаем этим эффектом вследствие ограниченности статистики.

Таблица 2.5.2. Параметры огибающей границы для различных широт [A21]

$ mLat $ , град	$P_{\min}$ , нПа	$P_{\max}$ , нПа	$r$
$>0$	4.8	21	0.91
$>5$	5.0	22	0.89
$>10$	5.5	23	0.85
$>15$	6.0	27	0.76
$>20$	8.0	30	0.83

Из табл. 2.5.2 видно, что давление  $P_{sw}$ , необходимое для ГПМ, увеличивается с широтой. Точность определения границ огибающей достаточно высокая (коэффициенты корреляции  $r > 0,75$ ). Зависимость асимптотического давления от широты неплохо описывается степенной функцией  $\sin(mLat)$ , как показано на рис. 2.5.3:

$$dP_{\max}(mLat) \equiv P_{\max}(mLat) - 21.0 = 50.0 \cdot \sin^{1.66}(mLat) \quad (2.8a)$$

$$dP_{\min}(mLat) \equiv P_{\min}(mLat) - 4.8 = 20.6 \cdot \sin^{1.92}(mLat) \quad (2.8b)$$

Здесь мы подгоняем невязки  $dP_{\max}$  и  $dP_{\min}$ , полученные после вычитания асимптотических давлений  $P_{\min} = 4,8$  нПа и  $P_{\max} = 21$  нПа, полученных для огибающей границы. Следует отметить, что показатель степени  $\sin(mLat)$  меньше 2 из-за притупленной формы магнитопаузы. Для сферической формы ожидается, что показатель степени будет равен 2.

Из-за недостаточной статистики на средних широтах моделировать широтные зависимости крутизны  $\chi$  и точки перегиба  $Bz_0$  довольно

затруднительно. Можно только указать, что изменение этих параметров с широтой относительно невелико по сравнению с долготной зависимостью.

Как было показано в параграфе 2.3., зависимость асимптотических давлений  $P_{\max}$  и  $P_{\min}$  от  $Dst$ -вариации хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией (см. рис. 2.3.5):

$$dP_{\max}(Dst) \equiv P_{\max}(Dst) - 21. = 6.99 \cdot \exp(Dst/105.) \quad (2.9a)$$

$$dP_{\min}(Dst) \equiv P_{\min}(Dst) - 4.8 = 8.69 \cdot \exp(Dst/57.4) \quad (2.9b)$$

Следовательно, асимптотические давления экспоненциально убывают с увеличением геомагнитных возмущений. Важно отметить, что при положительном  $Dst$  значение  $P_{\max}$  приближается к  $\sim 35$  нПа.

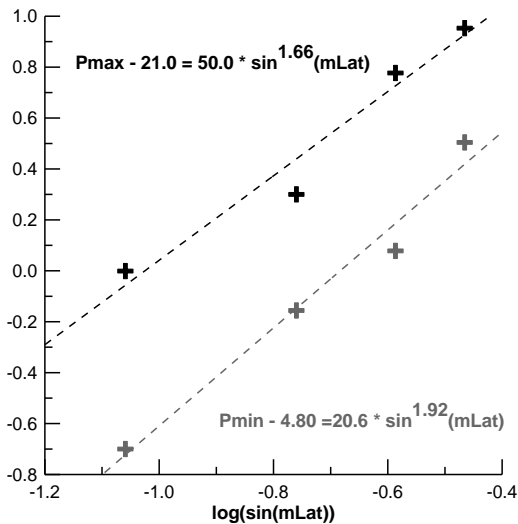


Рис. 2.5.3. Максимальные  $P_{\max}$  и минимальные  $P_{\min}$  асимптотические давления огибающей границы, полученные в полуденном секторе для различных диапазонов широты aGSM mLat. Пунктирные линии соответствуют аппроксимации давлений функцией  $\sin(mLat)$  [A21].

Зависимость крутизны  $\chi$  от  $Dst$ -вариации была показана на рис. 2.3.7. В диапазоне  $Dst > -150$  крутизна линейно убывает с увеличением  $Dst$ . По-видимому, при больших отрицательных  $Dst < -200$  нТл эта зависимость нарушается и крутизна меняется незначительно. Т.о., зависимость крутизны  $\chi$  от  $Dst$  можно описать следующими выражениями:

$$\chi(Dst) = 0.0739 - Dst/1300 \quad (Dst > -150 \text{ нТл}) \quad (2.10a)$$

$$\chi(Dst) = 0.2 \quad (Dst < -150 \text{ нТл}) \quad (2.10б)$$

В итоге можно построить модель ГПМ в виде уравнения (2.2) со следующими коэффициентами:

$$P_{\max} = P_{\max}(mLon) + dP_{\max}(mLat) + dP_{\max}(Dst) \quad (2.11a)$$

$$P_{\min} = P_{\min}(mLon) + dP_{\min}(mLat) + dP_{\min}(Dst) \quad (2.11б)$$

$$Bz_0 = Bz_0(mLon) \quad (2.11в)$$

$$\chi = \sqrt{\chi(mLon) \cdot \chi(Dst)} \quad (2.11г)$$

Здесь  $P_{\max}(mLon)$ ,  $P_{\min}(mLon)$ ,  $dP_{\max}(mLat)$ ,  $dP_{\min}(mLat)$ ,  $dP_{\max}(Dst)$ ,  $dP_{\min}(Dst)$  определяются соответственно уравнениями (2.5а, 2.5б, 2.8а, 2.8б, 2.9а, 2.9б), и  $Bz_0(mLon)$ ,  $\chi(mLon)$ ,  $\chi(Dst)$  представлены соответственно уравнениями (2.6), (2.7), (2.10). Отметим, что зависимость от широты моделируется в диапазоне от 9 до 15 MLT. Вне этого интервала эта зависимость ослабевает и сохраняются только долготный и Dst-эффекты. Зависимость от Dst, полученная в районе полудня, распространяется на всю дневную магнитопаузу. Модель позволяет вычислить давление  $P_{sw}$  необходимое для ГПМ в заданном месте (mLon, mLat), для заданных ММП  $Bz$  и геомагнитного Dst-индекса. Если наблюдаемое давление равно или превышает модельное, то магнитопауза должна пересечь геостационарную орбиту в данном месте.

Важно подчеркнуть, что использование в модели зависимости от Dst делается впервые и является важным шагом, который позволяет учесть нелинейную интегральную зависимость магнитопаузы от межпланетных и геомагнитных условий, так называемый «эффект предыстории». Известно, что Dst-вариация представляет собой временной интеграл межпланетного индуцированного электрического поля [Burton et al., 1975]. В работе [Burke et al., 2007] показано, что изменение Dst очень хорошо коррелирует с интегралом временного изменения потенциала полярной шапки, деленного на ширину магнитосферы. Следовательно, индекс Dst аккумулирует такие эффекты, как предыстория ММП  $Bz$  и состояние магнитосферы.

Модель не может быть преобразована в традиционную форму, позволяющую вычислить расстояние до магнитопаузы в зависимости от межпланетных условий. Однако можно сравнить некоторые асимптотические параметры моделей. В современных моделях [Shue et al., 1998; Lin et al., 2010], расстояние до подсолнечной магнитопаузы  $r_0$  выражается следующим образом:

$$r_0 = \{R_0 + a \tanh[k(B_z + B_{z0})]\} P_{sw}^\gamma \quad (2.12)$$

Можно рассчитать параметры  $R_0$  и  $a$  из этого уравнения. Легко показать, что когда ММП  $B_z \rightarrow -\infty$  или  $+\infty$ , уравнения (2.2) и (2.12) преобразуются в следующие выражения:

$$R_0 = \frac{r_0}{P_{\min}^\gamma} \quad (\text{for } B_z \rightarrow -\infty) \quad (2.13a)$$

$$a = \frac{r_0}{P_{\max}^\gamma} - \frac{r_0}{P_{\min}^\gamma} \quad (\text{for } B_z \rightarrow +\infty) \quad (2.13b)$$

Модель Sh98 дает  $\gamma = -0.152$ ,  $R_0 = 10.22 R_e$ ,  $a = 1.29 R_e$ , а модель Li10 дает  $\gamma = -0.194$ ,  $R_0 = 12.5 R_e$ ,  $a = 3.81 R_e$ . В случае геостационарной орбиты ( $r_0 = 6.6 R_3$ ) с помощью модели можно определить  $R_0$  и  $a$  для показателей  $\gamma$  при различных условиях: в отсутствие магнитной бури ( $Dst > 0$ ,  $P_{\min} = 19$  нПа и  $P_{\max} = 35$  нПа) и для сильных магнитных бурь ( $Dst < -200$  нТл,  $P_{\min} = 4,8$  нПа и  $P_{\max} = 21$  нПа). Результаты показаны в таб. 2.5.3. Видно, что значения  $R_0$  и  $a$ , полученные из модели, не противоречат числам, полученным в предыдущих моделях на основе аппроксимации пересечений магнитопаузы на различных расстояниях.

Таблица 2.5.3. Сравнение ключевых параметров моделей магнитопаузы [A21]

Модель	$R_0, R_3$	$a, R_3$
SH [Shue et al. 1998]	10.22	1.29
Li [Lin et al. 2010]	12.50	3.81
Dst > 0 нТл		
Sh [Shue et al. 1998]	10.30	1.00
Li [Lin et al. 2010]	11.70	1.47
Dst < -100 нТл		
Sh [Shue et al. 1998]	8.40	2.10
Li [Lin et al. 2010]	8.95	3.00

Таблица 2.5.4. Сравнение моделей магнитопаузы для ГПМ в 1994 - 2001 гг.[A21]

Модель	OUR	PCP	POD	FAR
Sh [Shue et al. 1998]	.57	.77	.52	.20
Ch [Yang et al. 2003]	.59	.77	.52	.19
KS [Kuznetsov & Suvorova 1998]	.15	.78	.66	.27
Li [Lin et al. 2010]	.21	.80	.68	.24
Модель ГПМ	.08	.82	.74	.23

Поскольку модель не позволяет определять расстояние до магнитопаузы, в ней оно фиксировано на  $6.6 R_z$ , для оценки точности модели и сравнения ее с традиционными моделями применяется статистический подход (см. таб. 1.1.1. и уравнения (1.31 – 1.35)). Для этого использовался расширенный набор данных, накопленных за период в 1995–2001 гг. [A15]. Он включал в себя как интервалы магнитослоя (5855 точек), так и интервалы магнитосферы (9605 точек) в окрестностях входящих и исходящих пересечений магнитопаузы. Результаты сравнения приведены в таб. 2.5.4. Можно видеть, что самая сложная модель Li10 довольно хорошо предсказывает динамику магнитопаузы на геостационарной орбите: она имеет самые высокие PCP и PoD и относительно низкие OUR и FAR. Точность модели KS98 довольно близка к модели Li10. Модели Sh98 и Ch02 систематически переоценивают расстояние до магнитопаузы (высокий  $OUR > 0,5$ ), что обеспечивает низкий FAR и POD. Модель ГПМ характеризуется самым низким OUR, самым высоким PCP и PoD и низким FAR, то есть она способна предсказывать как магнитослой, так и магнитосферные интервалы практически с одинаковым успехом.

Сравнение моделей было независимо проведено для ГПМ во время магнитных бурь в период с 2000 по 2005гг, которые включали 4186 точек магнитослоя и 3934 точек в окружающих их интервалах магнитосферы [A28]. При сравнении использовались статистические параметры OUR и  $Er = (1-PCP)*100\%$ . На рис. 2.5.4 показаны точности различных моделей для 9 магнитных бурь. Хорошо видно, что точности моделей сильно варьируют с мощностью магнитных



бурь. Однако, модель ГПМ (PM) демонстрирует один из самых низких процентов ошибок ( $E_r$ ) для практически всех бурь.

Для сравнительного анализа бури были разбиты на три типа: экстремальные магнитные бури (максимальная  $Dst_{max} < -400$  нТл), очень сильные бури ( $-400$  нТл  $< Dst_{max} < -250$  нТл) и мощные бури ( $-250$  нТл  $< Dst_{max} < -150$  нТл). Результаты сравнения представлены в таб. 2.5.5. Видно, что для экстремальных магнитных бурь три модели демонстрируют самые высокие оценки (наименьшие  $E_r$  и OUR близкие к 0): KS, Li и PM. Во время очень сильных магнитных бурь модель PM демонстрирует наилучший результат с  $E_r = 18,5\%$  и  $OUR = -0,33$ . В целом, модель PM также дает наилучшую точность и для мощных магнитных бурь с наименьшими  $E_r = 25,6\%$ .

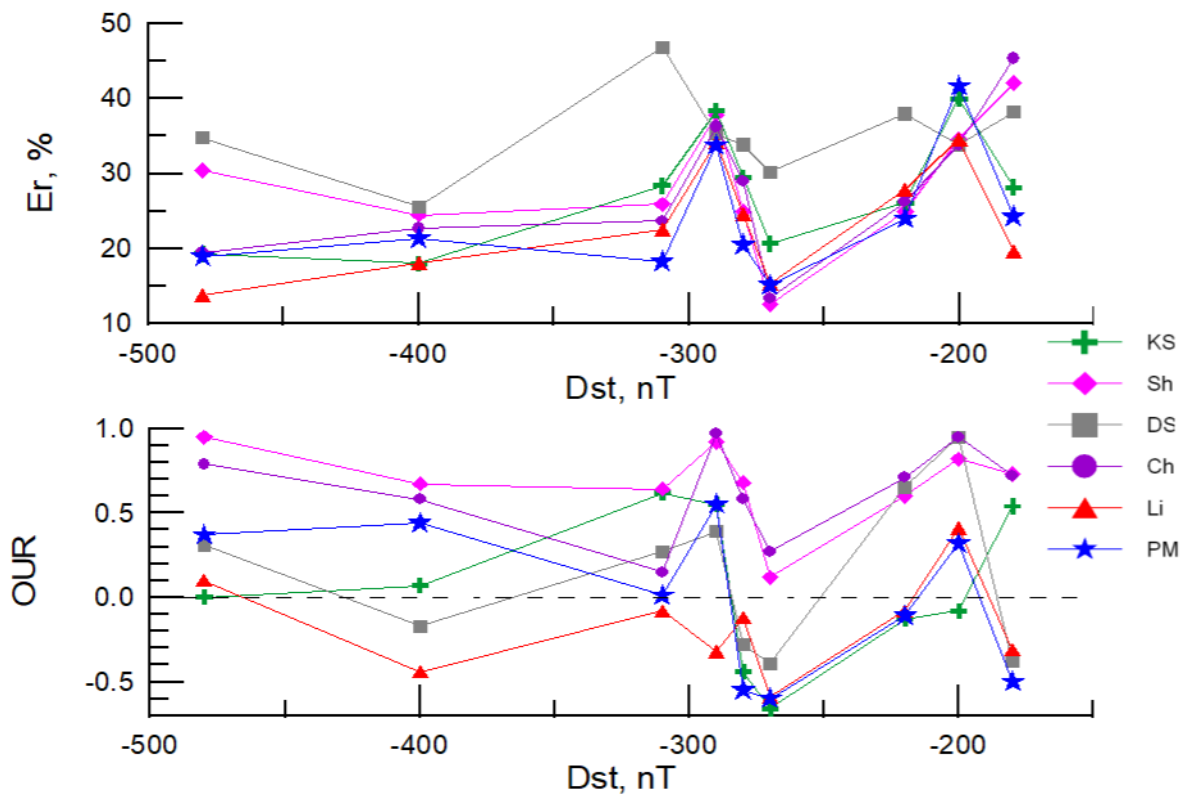


Рис. 2.5.4. Сравнение моделей для разных магнитных бурь: (верхняя панель) процент ошибок  $E_r$ ; (нижняя панель) коэффициент завышения/занижения OUR. Модели обозначены разными цветами и символами: KS – зеленые кресты, Sh – чернильные ромбы, DS – серые квадраты, Ch – фиолетовые кружки, Li – красные треугольники, PM – синие звезды. [A28]

Таблица 2.5.5. Сравнение моделей для разных типов магнитных бурь в 2000-2005 гг. [A28]

Модель	Экстремальные бури		Очень сильные		Мощные бури	
	$Er$ (%)	$OUR$	$Er$ (%)	$OUR$	$Er$ (%)	$OUR$
KS	18.6	0.03	26.9	-0.39	29.3	0.00
Sh	27.3	0.82	21.5	0.55	29.0	0.66
DS	30.	0.09	35.5	-0.11	37.7	0.47
Ch	21.2	0.67	21.6	0.42	30.4	0.74
Li	16.0	-0.22	20.9	-0.26	26.9	-0.06
PM	20.2	0.41	18.5	-0.33	25.6	-0.12

Сравнение моделей также проводилось для умеренных ( $-150 \text{ нТл} < Dst_{\max} < -90 \text{ нТл}$ ) и слабых ( $-90 \text{ нТл} < Dst_{\max}$ ) магнитных бурь, произошедших в первой половине 2023г. [A34]. В это время ГПМ наблюдались только двумя геостационарными КА GOES-16 и GOES-17. Межпланетные условия измерялись монитором Wind, а также высокоапогейным КА THEMIS-E, который находился в непосредственной близости от магнитосферы.

Результаты сравнения представлены в таб. 2.5.6. Видно, что КА THEMIS-E наблюдал более мощные возмущения в межпланетной среде, чем монитор Wind: более высокие давления  $P_{sw}$  и более сильные отрицательные ММП  $B_z$ . По-видимому, это связано с деградацией инструментов монитора Wind за 30 лет его работы, в то время как КА THEMIS был запущен в 2007г.

Таб. 2.5.6 показывает, что достаточно высокую точность в предсказании ГПМ во всех трёх событиях продемонстрировала модель KS. Модель Li хорошо предсказывает ГПМ в событиях с низкой буревой активностью на фоне небольших отрицательных ММП  $B_z$ , вызванных областью сжатия (Sheath) за межпланетной ударной волной по классификации Yermolaev et al., [2007]. Для сильных возмущений с высокими давлениями и/или очень сильными отрицательными ММП  $B_z$ , характерных для магнитных облаков (MC), хорошую точность показывает модель PM.

Таблица 2.5.6. Общие характеристики событий и точности моделей ГПМ [A34]

Буря	Psw, нПа	Bz, нТл	Dst, нТл	Модели	Структура
26.02.2023					Sheath
Wind	13.5 – 17	-10 – -2	-14 – -37	KS, Li	
THEMIS	15.8 – 22.4	-14 - 3	-14 – -37	KS, Sh, Li	
23.03.2023					
Wind	16 – 29.9	-8 – 0	-35 – -44	KS, Li, PM	Sheath
23.04.2023					MC
Wind	7.4 – 16.2	-25 – -13	-69 – -121	KS, DS, PM	
THEMIS	12 – 19	-30 – -17	-69 – -121	Sh, DS, PM	

Необходимо отметить, что модель ГПМ была построена на данных, ограниченных очень сильными и мощными бурями. Как видно, для экстремально мощных бурь экстраполяция полученных зависимостей работает не очень хорошо. По-видимому, то же самое можно сказать и для слабых бурь. На основе новой статистики по ГМП и интервалах магнитослоя, накопленных в период с 2001 по 2024гг., данное исследование можно распространить в область экстремально сильных и слабых геомагнитных бурь, что может существенно улучшить модель ГПМ магнитопаузы.

Применение моделей во время аномальных условий в межпланетной среде и магнитосфере позволяет верифицировать экспериментальные данные с межпланетных мониторов [A10; A14; A25]. Аномальные условия в межпланетной среде связаны, прежде всего, с экстремально быстрыми потоками солнечного ветра ( $V > 1000$  км/с) и/или очень плотными фотосферными волокнами с высоким содержанием гелия ( $HeP \sim 30\%$  и  $D > 100$  см<sup>-3</sup>), что создает динамическое давление  $Pd > 100$  нПа. Такие аномальные величины выходят за пределы динамического диапазона многих плазменных инструментов. Кроме того, работа детекторов может нарушаться очень интенсивными потоками высокоэнергичных протонов

СКЛ. В результате для многих аномальных событий межпланетные условия либо неизвестны, либо определяются не очень достоверно.

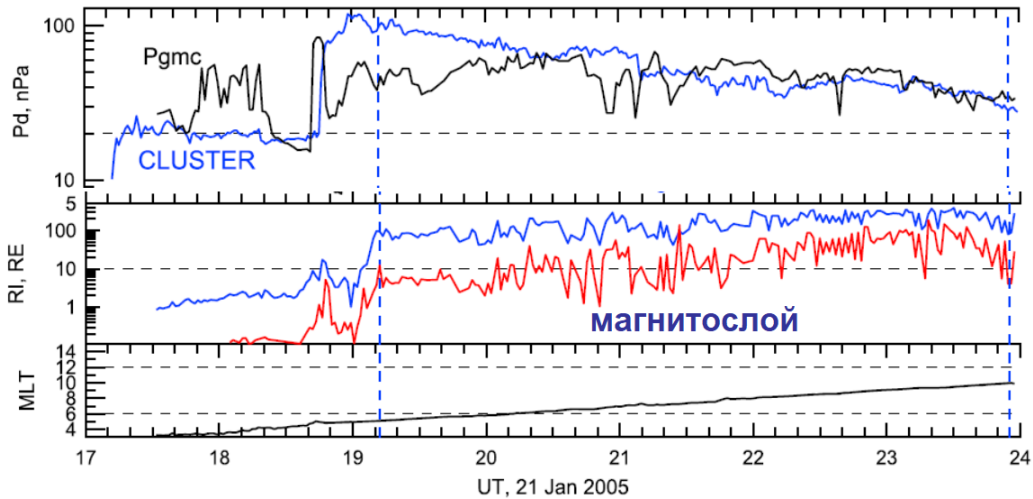


Рисунок 2.5.5. Пересечение магнитопаузы (вертикальная синяя пунктирная линия), наблюдаемое геостационарным КА LANL-1997 21 января 2005 года. (сверху вниз) Давление солнечного ветра, рассчитанное по данным КА Cluster (синяя кривая) и по модели ГПМ Pgmс; отношения RI (красная кривая) и RE (синяя кривая); магнитное местное время. КА LANL-1997 вошел с магнитослой в ~05:30 MLT [A25].

Пример верификации данных о межпланетной среде показан на рис. 2.5.5 [A25]. Интервал магнитослоя наблюдался КА LANL-1997 с 19:12 до 24:00 UT 21 января 2005 г. Пересечение магнитопаузы в 19:12 UT хорошо согласуется со значением  $P_{gmс}$ , которое было меньше, чем давление, измеренное КА Cluster, который в это время находился в межпланетной среде вблизи магнитосферы. Однако после 21 UT давление на КА Cluster становится ниже  $P_{gmс}$ , хотя КА LANL-1997 остается в магнитослое. Это может указывать на недооценку давления солнечного ветра плазменными инструментами на КА Cluster. Комплексные исследования с применением других геостационарных спутников показали, что действительно содержание ионов гелия было существенно занижено в плазменных измерениях вследствие экстремальных значений плотности солнечного ветра. После коррекции данных вклад гелия оказался >30%.

Это позволило объяснить аномальную магнитную бурю, произошедшую при северном ММП 21 января 2005 г., через динамику экстремально высокого давления  $P_{sw}$ , которое достигало в этом событии почти 200 нПа. Такие аномально высокие давление и содержание гелия были связаны с приходом к Земле плотного фотосферного волокна, выброшенного с Солнца во время вспышки.

## 2.6. Выводы ко второй главе

На основе оригинальной методики комплексного анализа космофизических и геофизических данных за период с 1995 по 2001гг. было идентифицировано более 300 геостационарных пересечений магнитопаузы и около 6000 минутных измерений магнитослоя, покрывающих практически все долготные сектора. Полученная статистика позволила минимизировать проблему орбитального ограничения с помощью методики огибающей границы, определяющей минимальные давления  $P_{sw}$  для геостационарных пересечений магнитопаузы. Это дало возможность провести всесторонний анализ динамики и геометрии магнитопаузы во время сильно возмущенных межпланетных и геомагнитных условий.

Доказан и формализован эффект насыщения воздействия  $B_z$  на магнитопаузу. А именно, при увеличении большой отрицательной компоненты ММП  $B_z$  выше некоторого порога минимальное давление солнечного ветра  $P_{sw}$ , необходимое для пересечения магнитопаузой геостационарной орбиты, асимптотически приближается к некоторой постоянной величине  $P_{min}$  и, таким образом, магнитопауза перестает реагировать на дальнейшее усиление отрицательной ММП  $B_z$  при данном  $P_{min}$ .

Исследование зависимости эффекта насыщения от текущего  $Dst$  индекса, а точнее его минутного аналога SYM-H, показало, что при положительных значениях  $Dst$  индекса в самом начале магнитных бурь, когда магнитосферные токи еще не успели развиться, эффект насыщения  $B_z$  практически отсутствует. При развитии буревой активности и увеличении отрицательной  $Dst$ -вариации

асимптотическое давление  $P_{\min}$  достигает наименьших величин  $\sim 4.8$  нПа, а порог насыщения приближается к  $B_z = -20$  нТ.

Уменьшение асимптотического давления  $P_{\min}$  во время магнитных бурь при больших отрицательных  $B_z$  сопровождается ослаблением геомагнитного поля за магнитопаузой, которое оказывается существенно меньше удвоенного дипольного поля, образованного током экранировки Чапмена-Ферраро на магнитопаузе. Существенное ослабление геомагнитного поля может быть вызвано отрицательным магнитным эффектом тока хвоста, который усиливается и приближается к Земле во время магнитных бурь.

В свою очередь, насыщение воздействия ММП  $B_z$  может быть объяснено усилением вклада теплового давления ионов кольцевого тока в баланс давлений на магнитопаузе. Другим механизмом рассматривается заброс холодной плазмы из плазмосферы в область взаимодействия полей противоположной направленности на магнитопаузе, что приводит к подавлению эрозии.

Проведено всестороннее исследование асимметрии магнитопаузы утро-вечер. Статистический анализ распределения частоты пересечений геостационарной орбиты в зависимости от местного времени показал, что наиболее часто они наблюдаются в интервале 10 - 11 MLT на главной фазе магнитных бурь, когда  $B_z$  компонента отрицательная. В результате, частота пересечений в предполуденном секторе существенно превышает их частоту в послеполуденном секторе. Распределение становится симметричным относительно полудня при положительной  $B_z$ , т.е. когда экстремальная компрессия вызвана исключительно действием давления солнечного ветра. Показано, что  $B_y$  компонента ММП никакого влияния на асимметрию не оказывает.

Для межпланетных условий при сильном южном ММП обнаружено, что минимальное давление  $P_{\min}$  для пересечений в вечернем секторе более чем в три раза превышает  $P_{\min}$  в утреннем секторе. Одновременные наблюдения геостационарными КА на равном удалении от полуденного меридиана подтверждают, что во время пересечений магнитопаузы в предполуденном

секторе, в послеполуденном секторе они не наблюдаются. Таким образом эффект асимметрии утро-вечер носит систематический характер.

Применение метода определения нормали к магнитопаузе по магнитным данным во время пересечений, позволило численно оценить асимметрию утро-вечер при больших отрицательных ММП  $V_z$ . А именно, носовая точка магнитопаузы сдвинута от подсолнечной точки к вечеру на  $\sim 2 R_3$ , так что вечерний фланг магнитосферы оказывается дальше от Земли, чем утренний на несколько радиусов Земли.

Рассмотрение возможных механизмов образования асимметрии позволило сделать вывод, что раздутие магнитосферы в вечернем секторе может быть вызвано усилением вклада в баланс давлений на магнитопаузе со стороны сильного асимметричного кольцевого тока, который развивается в предполуночном и вечернем секторах на главной фазе магнитных бурь в процессе дрейфа ионов из хвоста через вечерний сектор в дневную магнитосферу. Дополнительный вклад может также давать эффект плазмосферных шлейфов, которые во время магнитных бурь поднимаются к геостационарной орбите в вечернем секторе, что приводит к ослаблению эрозии на магнитопаузе.

Метод определения нормали к магнитопаузе позволяет также обнаружить образование экваториального желоба, в послеполуденном секторе во время сильного южного ММП. Такая геометрия может быть связана с сильным током хвоста, отрицательный магнитный эффект которого вызывает уплощение магнитопаузы, в совокупности с тепловым давлением разрезного кольцевого тока CRC, максимумы которого находятся в полуденном секторе на широтах  $\pm 20^\circ$ .

На основе полученных численных зависимостей для насыщения воздействия ММП  $V_z$  и асимметрии утро-вечер была построена модель геосинхронных пересечений магнитопаузы (Приложение А). Модель впервые учитывает эффект предыстории через зависимость от геомагнитного индекса SYM-H, который отражает возмущенное состояние магнитосферы во время магнитных бурь.

Сравнение модели ГПМ с другими эмпирическими моделями для различных магнитных бурь, демонстрирует ее очень высокую точность: наименьший процент ошибок и хорошую сбалансированность отношения переоценки к недооценке расстояния до магнитопаузы.

Применение модели ГПМ вместе с другими современными моделями позволило восстановить данные о плотности и составе солнечного ветра во время экстремальных магнитных бурь, когда плазменные детекторы работали некорректно при измерении очень быстрых и плотных потоков солнечного ветра, в особенности эруптивных фотосферных волокон, и под воздействием интенсивных потоков солнечных космических лучей, которые оказывают негативное влияние на функционирование космических детекторов.



## Глава 3.

# Прикладные аспекты исследования динамики магнитопаузы во время геомагнитных бурь

*При подготовке данного раздела диссертации использованы статьи А6, А18, А19, А30 из списка публикаций по теме диссертации, выполненные автором в соавторстве, в которых, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования.*

Существенные изменения размера и формы магнитосферы во время магнитных бурь во много определяют динамику энергичных заряженных частиц в магнитосфере, которые заполняют радиационные пояса Земли (РПЗ), а также солнечных космических лучей (СКЛ), проникающих в магнитосферу из межпланетной среды. Понимание источников и потерь энергичных заряженных частиц в магнитосфере является важным для физики солнечно-земных связей, а также для определения космической погоды. Негативное воздействие высокоэнергичных протонов и релятивистских электронов на космические аппараты является серьезной проблемой безопасности околоземных космических миссий. В связи с этим в данной главе анализируется динамика релятивистских электронов на геостационарной орбите и условия проникновения СКЛ в магнитосферу во время магнитных бурь. На основе результатов анализа строятся эмпирические модели, которые позволяют предсказывать сильные возрастания релятивистских электронов [А6] и границы проникновения СКЛ, а также их ионизационные эффекты в верхней атмосфере [А18; А19].

### 3.1. Моделирование возрастных потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите с учетом их потерь через магнитопаузу

Сильные и резкие сжатия магнитосферы во время магнитных бурь вызывают быструю потерю электронов из внешнего РПЗ. Электроны могут теряться в результате высыпания в атмосферу Земли [Millan and Thorne, 2007] или убегания через магнитопаузу в межпланетное пространство — процесс, известный как затенение магнитопаузы [Li et al., 1997]. Эти механизмы вызывают быструю потерю электронов в РПЗ [Herrera et al., 2016]. Различают два типа потерь через магнитопаузу: «прямое», когда электроны теряются в результате пересечения их орбиты магнитопаузой, и «косвенное», когда электроны теряются в результате радиального переноса, вызванного УНЧ-волнами, к границе магнитопаузы [Staples et al., 2022]. Последнее важно, поскольку электроны могут быть потеряны из пояса вскоре после их ускорения, что ограничивает общий рост потоков электронов в РПЗ при сжатой магнитосфере.

Наибольший набор данных о динамике электронов внешнего РПЗ накоплен на геостационарной орбите, на которой находится большое число космических аппаратов. Информация о потоках релятивистских ( $>300$  кэВ) электронов на геостационарной орбите (ГРЭ) чрезвычайно важна, поскольку сильные возрастания ГРЭ вызывают опасный внутренний заряд в бортовом электронном оборудовании спутников [Wrenn et al., 2002]. Поэтому исследования динамики релятивистских электронов полезны и важны для понимания их драйверов и процессов ускорения и потерь.

Тесная связь возрастных потоков ГРЭ на геостационарной орбите с геомагнитной активностью была установлена уже в первых наблюдениях внешнего РПЗ. Rothwell & McIlwain [1960] сформулировали общую картину динамики релятивистских электронов во время геомагнитной бури. В начале геомагнитной бури потоки захваченных релятивистских электронов значительно

уменьшаются, а высыпание электронов увеличивается, что свидетельствует о сильных потерях захваченных релятивистских электронов из РПЗ. На восстановительной фазе интенсивность и средняя энергия электронов увеличиваются и превышают предбуревой уровень.

Важным свойством возрастаний ГРЭ является 27-дневная периодичность [Williams and Smith, 1965; Paulikas and Blake, 1979; Baker et al., 1997], что помогает понять физику их происхождения. А именно, они в основном связаны с так называемыми рекуррентными магнитными бурями, вызванными коротирующей секторной структурой солнечного ветра [Tsurutani et al., 1995]. Рекуррентные бури сопровождаются интенсивной и продолжительной (до 10 дней) суббуревой активностью, вызванной сильными флуктуациями ММП в быстром потоке солнечного ветра из корональных дыр.

Для объяснения ускорения электронов в суббурях были предложены различные механизмы, такие как механизм диполяризации суббури [Liu and Rostoker, 1995] и модель конвективной-диффузии [Fok et al., 2001]. Однако наблюдения [Kim et al., 2000] показывают, что во время суббури электроны эффективно ускоряются лишь до нескольких сотен кэВ, а обычная суббуря способна произвести лишь несколько процентов от числа релятивистских электронов, наблюдаемого в типичном послебуревом усилении электронов внешнего пояса.

Энергичные электроны ( $E_e < 300$  кэВ) имеют мягкие спектры с динамикой, очень тесно связанной с Кр-индексом, в отличие от жестких спектров релятивистских электронов [West et al., 1981; Cayton et al., 1989]. Различие спектральных характеристик и вариаций, связанных с суббурями, свидетельствует о различии механизмов ускорения энергичных и релятивистских электронов в магнитосфере. Кроме того, было показано [Ingraham et al., 2001], что чрезвычайно интенсивные суббури во время большой магнитной бури способны эффективно ускорять электроны до релятивистских энергий, обеспечивающих ГРЭ. Однако большие магнитные бури происходят редко, в то время как ГРЭ наблюдаются гораздо чаще и обычно связаны с умеренными или сильными

рекуррентными магнитными бурями. Таким образом, суббури порождают преимущественно популяцию энергичных электронов, которые должны быть ускорены до релятивистских энергий другим магнитосферным механизмом.

Глобальные УНЧ-волны рассматриваются как источник энергии быстрого ускорения энергичных электронов до релятивистских энергий в механизмах дрейфового резонанса [Elkington *et al.*, 1999] и внутренней магнитной накачки [Liu *et al.*, 1999]. Мощность УНЧ-волн увеличивается в начале магнитных бурь, вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца при взаимодействии быстрых потоков солнечного ветра с магнитопаузой [Engebretson *et al.*, 1998]. В механизме дрейфового резонанса для увеличения скорости энергизации требуется конвекционное электрическое поле. С другой стороны, конвекционное электрическое поле вызывает образование кольцевого тока, что приводит к адиабатическому бетатронному торможению захваченных частиц при  $L < 8$  и к уменьшению потоков частиц на главной фазе геомагнитных бурь [Dessler and Karplus, 1961]. На фазе восстановления кольцевой ток затухает, и потоки частиц должны восстановиться до предбурового уровня [McIlwain, 1996]. Экспериментальные исследования бетатронного эффекта на главной фазе геомагнитных бурь [McAdams and Reeves, 2001] показывают большой вклад в динамику релятивистских электронов от неадиабатических процессов. Применение механизм дрейфового резонанса с учетом бетатронного эффекта [Green and Kivelson 2001] показало, что не все возрастания ГРЭ можно объяснить через механизм дрейфового резонанса.

Механизм внутренней магнитной накачки, предложенный в [Liu *et al.*, 1999], требует интенсивного рассеяния ускоряющихся электронов для нарушения третьего адиабатического инварианта и, таким образом, для избежания тривиального действия бетатронного механизма. Быстрое рассеяние было подтверждено в [Kanekal *et al.*, 2001], где показана когерентность динамики релятивистских электронов во внешнем РПЗ, что указывает на быструю (до 12 часов) изотропизацию электронов вследствие их эффективного питч-углового рассеяния. С другой стороны, рассеяние приводит к интенсивным высыпаниям и

потерям электронов в атмосфере, что обычно наблюдается на  $L = 4 - 6$  во время возрастаний ГРЭ [Imhof et al., 1991]. В [O'Brien et al. 1964] было обнаружено, что высыпание релятивистских электронов увеличивается экспоненциально до десяти раз с увеличением Кр индекса. Такая зависимость потерь релятивистских электронов от геомагнитной активности накладывает серьезные ограничения на эффективность ускорительных механизмов.

Из-за интенсивных потерь время жизни релятивистских электронов, генерируемых в быстрых механизмах на главной фазе геомагнитных бурь, ограничено 3–4 днями [Baker et al., 1986]. Для длительного ускорения релятивистских электронов был предложен механизм магнитной накачки при многочисленных взаимодействиях с УНЧ флуктуациями магнитного поля на магнитопаузе хвоста магнитосферы Земли [Dmitriev et al. 2001]. Такие флуктуации могут быть поверхностными волнами, генерируемыми неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца или суббуревой активностью. Однако даже во время интенсивной геомагнитной активности потоки энергичных электронов в слое магнитослоя вблизи магнитопаузы недостаточны для создания потоков в ГРЭ [Baker and Stone, 1977], поэтому требуется накопление релятивистских электронов во внешней магнитосфере.

Эмпирические модели активно используют геомагнитные индексы для моделирования ГРЭ. Линейные фильтры используют геомагнитные индексы Кр и AE [Nagai, 1988], а также скорость солнечного ветра [Baker et al., 1990]. Эти фильтры разумно описывают только средние вариации потоков электронов с задержкой в 2 - 3 дня для суточного Кр индекса и задержкой в 1 день для суточной средней скорости солнечного ветра. В работе [Koons and Gorney, 1991] применяется метод искусственных нейронных сетей (ИНС) для прогнозирования на сутки вперед ГРЭ на основе 10-дневного входного набора суточных Кр. Другая ИНС модель ГРЭ на главной фазе геомагнитных бурь [Freeman et al., 1998], использует Dst вариацию и потоки энергичных электронов в качестве входных параметров. Усовершенствованный нелинейный фильтр для прогнозирования ГРЭ [Li et al., 2001] использует индекс Dst и параметры солнечного ветра.

Электроны ускоряются радиальной диффузией от магнитопаузы с коэффициентом, зависящим от параметров солнечного ветра. Модель также включает бетатронный эффект и эффект потерь электронов из-за сжатия магнитосферы динамическим давлением солнечного ветра.

Различные теоретические и эмпирические модели представляют ГРЭ как функцию различных геомагнитных параметров. Природа возрастания и уменьшения потоков релятивистских электронов на геосинхронной орбите может быть разной. С другой стороны, космическая погода требует в первую очередь тщательного прогнозирования сильных возрастаний ГРЭ, которые вызывают техногенные проблемы на космических аппаратах. Поэтому исследования ГРЭ полезны и важны в научном и прикладном значениях.

Для исследования возрастаний ГРЭ используются данные с временным разрешением 1,5 мин о потоках захваченных релятивистских электронов на геостационарной орбите, полученные из базы данных ISTP (<ftp://cdaweb.gsfc.nasa.gov/pub/istp/>) измерений на КА GOES-8 электронов с энергией  $>2$  МэВ в 1997-2000 гг. Исследовались максимальные потоки, наблюдаемые в диапазоне местного времени  $LT=12\pm 6$  ч [A6].

На рис. 3.1.1 представлен временной профиль максимального суточного потока ГРЭ в 1997-2000 гг. вместе с геомагнитными индексами  $K_p$ , Dst и PC, а также часовыми минимальными расстояниями до подсолнечной магнитопаузы  $R_s$  и фланговой  $R_f$ . Индекс  $K_p$  представлен в десятичной шкале (умноженный на 10). Усредненный часовой индекс PC (<http://www.aari.nw.ru/clgmi/geophys/index.htm>) рассчитывается по измерениям полярных геомагнитных вариаций [Troshichev et al., 1988]. Расстояния  $R_s$  и  $R_f$  рассчитаны с использованием модели магнитопаузы [Chao et al., 2002] и межпланетных данных ISTP высокого разрешения со спутника WIND в 1997 году и со спутника ACE в 1998-2000 гг. Рассчитывались минимальные значения  $R_s$  и  $R_f$  для каждого часа, когда доступны данные о межпланетных условиях.

На рис. 3.1.1 видно, что максимальный поток ГРЭ сильно варьируется (более трех порядков величины). Хорошо видна сезонная вариация с минимумом

летом (июнь-июль) и зимой (декабрь-январь) на фазе роста солнечного цикла в 1997-1999 годах. В максимуме в 2000 г. сезонная вариация искажена транзиентными возмущениями в солнечном ветре и геомагнитными возмущениями.

Распределение числа появлений максимальных потоков ГРЭ показано на рис. 3.1.2а. Форма распределения очень близка к логнормальному с наиболее вероятными и средними значениями около  $200 \text{ (см}^2\text{с ср)}^{-1}$  и верхним средним квадратичным отклонением (СКО) от среднего значения около  $1500 \text{ (см}^2\text{с ср)}^{-1}$ . Таким образом, можно объективно определить статистически значимое возрастание ГРЭ как дневной максимальный поток электронов  $>2 \text{ МэВ}$  на геосинхронной орбите с величиной выше  $1500 \text{ (см}^2\text{с ср)}^{-1}$ .

Распределение дневных максимального потоков ГРЭ по местному времени представлено на панели рис. 3.1.2б. Наиболее вероятное распределений находится вблизи полудня (LT=9~14 ч) со сдвигом к утренним часам со средним LT~11,5 ч. Асимметрия в 0,5 часа в расположении максимальных потоков электронов относительно полудня не может быть объяснена только эффектом абберации орбитального вращения Земли. По-видимому, в нее вносит вклад как асимметрия кольцевого тока во время магнитных бурь, так и условия ускорения и потерь релятивистских электронов при их азимутальном дрейфе на дневной стороне из утреннего сектора к полудню.

Детальное рассмотрение рис. 3.1.1 позволяет выявить возрастания ГРЭ когда геомагнитная активность была слаба:  $Dst > -50 \text{ нТл}$  и  $Kp < 50$  (13-14 февраля 1998 г.; 5-9 декабря 1998 г., 5-12 декабря 1999 г.; 25-29 февраля 2000 г. и 11-16 декабря 2000 г.). Список солнечных протонных событий, влияющих на земную среду (<http://sec.noaa.gov/ftpd/indices/SPE.txt>) не дает существенных потоков солнечных частиц в 5-дневной окрестности этих интервалов. Следовательно, умеренная геомагнитная буря не является необходимым условием для возрастания ГРЭ. С другой стороны, можно обнаружить по крайней мере 8 сильных геомагнитных бурь ( $Kp > 60$  и/или  $Dst < -100 \text{ нТл}$ ), которые не производят возрастных ГРЭ в 5-дневной окрестности после максимума бури (10–11 апреля

1997 г., 1 октября 1997 г., 7 ноября 1997 г., 21 марта 1998 г., 16–17 апреля 1999 г., 22–23 сентября 1999 г., 12 августа 2000 г. и 4–5 октября 2000 г). Таким образом, сильная магнитная буря не может быть достаточным условием для возрастания ГРЭ.

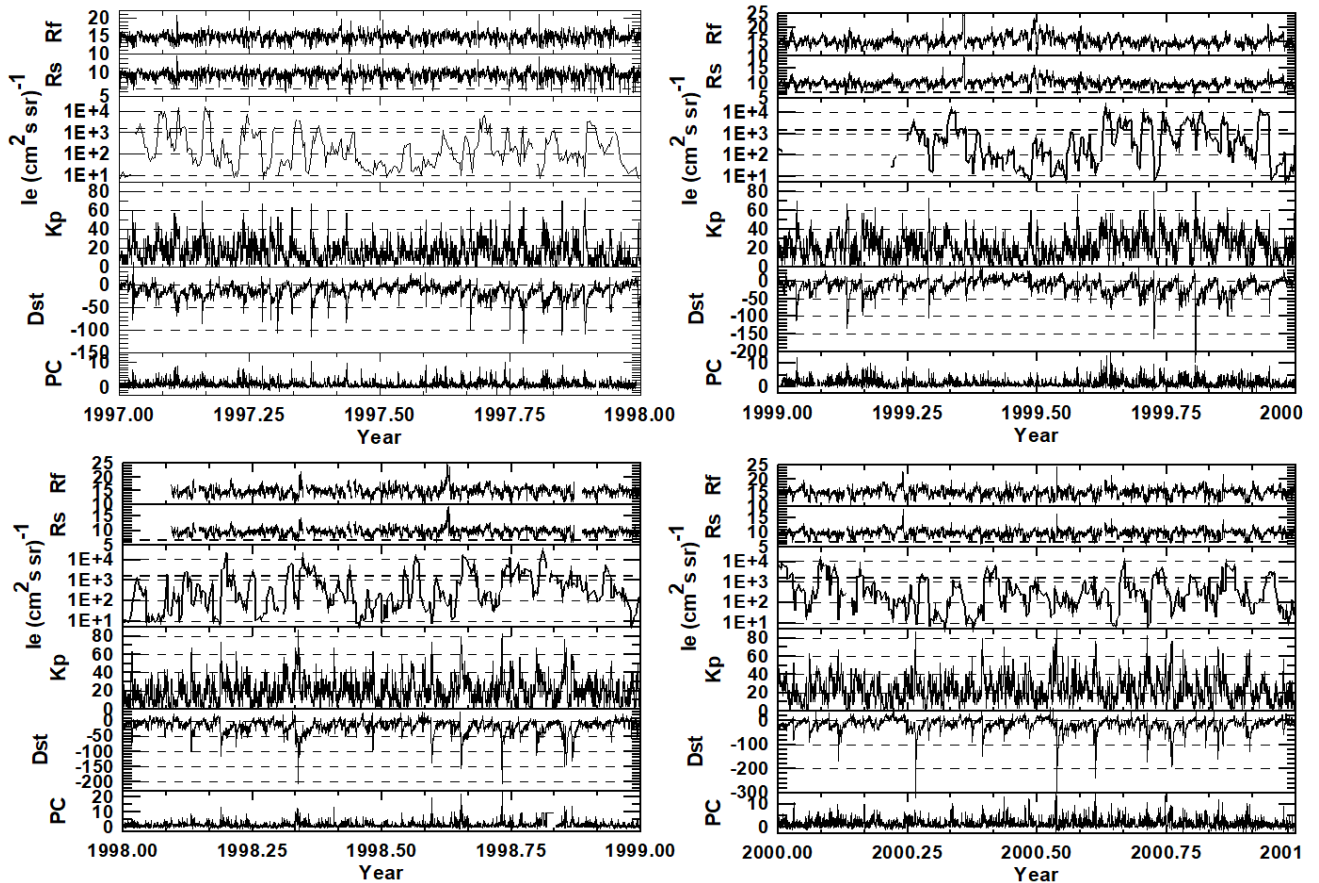


Рис. 3.1.1. Временные профили (сверху вниз): часовых минимальных расстояний до магнитопаузы на фланге  $R_f$  и в подсолнечной точке  $R_s$  ( $R_3$ ), максимальных суточных потоков электронов  $>2$  МэВ, индексов геомагнитной активности  $K_p$  (умножен на 10),  $Dst$  и  $PC$  [A6].



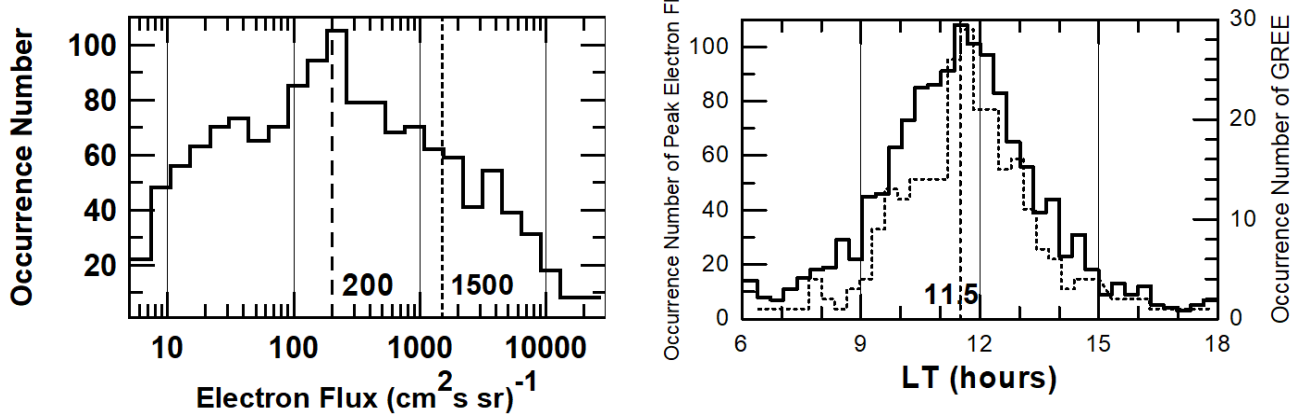


Рис. 3.1.2. Распределение частоты наблюдений суточных максимальных потоков электронов  $>2$  МэВ (левая панель) и местного времени (правая панель) максимального потока электронов (сплошная гистограмма) и GREE (точечная гистограмма) [А6].

Возрастания ГРЭ могут длиться до нескольких суток. Интегральные спектры длительности возрастаний ГРЭ представлены на рис. 3.1.3 для каждого года с 1997 по 2000 гг. квадратами, крестами, треугольниками и кругами соответственно. Спектры  $N(>t)$  хорошо аппроксимируются экспонентой:

$$N(>t) = a/\exp(t/t_0) \quad (3.1)$$

Видно, что на фазе роста солнечной активности спектр  $N(>t)$  выплаживается, так что характерная длительность  $t_0$  увеличивается с  $t_0=2,44$  в 1997 г. до  $t_0=4$  в 1999 г. Однако в солнечном максимуме 2000 г.  $t_0$  резко падает до  $t_0=2,5$ .

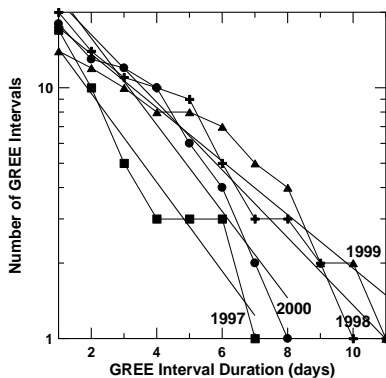


Рис. 3.1.3. Спектры длительности возрастаний релятивистских электронов для разных лет на фазе роста 23-го солнечного цикла [А6].

На рис. 3.1.4 представлено количество дней в году с сильной геомагнитной активностью. В отличие от существенного увеличения количества сильных

магнитных бурь (до четырех раз) с нескольких единиц в 1997 г. до 15~20 в 2000 г., количество возрастных ГРЭ практически не меняется. Таким образом, возрастания ГРЭ подавляются сильными геомагнитными возмущениями, что приводит к уменьшению частоты их появления и уменьшению их длительности в максимуме солнечной активности.

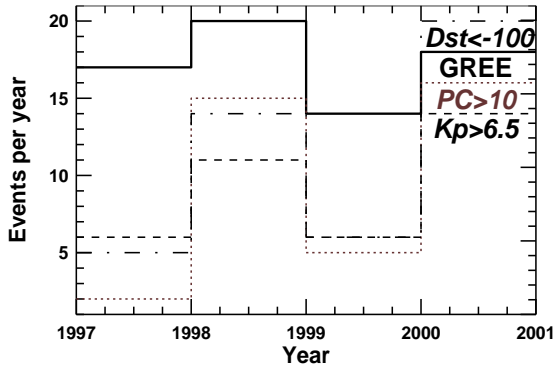


Рис. 3.1.4. Количество возмущенных дней в год: возрастания ГРЭ (GREE - толстая сплошная линия) и сильные магнитные бури с  $Dst < -100$  нТл (тонкая сплошная линия),  $Kp > 6,5$  (штриховая линия) и  $PC > 10$  (пунктирная линия) [А6].

Для численной оценки связи между возрастаниями ГРЭ и геомагнитными параметрами предполагается, что поток релятивистских электронов  $I(t)$  на геосинхронной орбите является функцией источников частиц и потерь, зависящих от геомагнитной активности. Источники  $Q$  рассматриваются как функция геомагнитных параметров ( $GP$ ), включая временную задержку  $\Delta t$ , необходимую для ускорения электронов. Потери электронов характеризуются временем затухания  $\tau$ , которое также является функцией геомагнитных параметров. Следовательно, мы можем представить уравнение динамики потока релятивистских электронов на геостационарной орбите в следующем виде:

$$\frac{dI_e(t)}{dt} = Q(GP(t - \Delta t)) - \frac{I_e(t)}{\tau(GP(t))}, \quad (3.2)$$

Значение  $\Delta t$  оценивается от нескольких часов [McAdams and Reeves, 2001] до 2~3 дней [Baker et al., 1986]. Время потерь  $t$  варьируется от 3 до 4 дней [Baker et al., 1986] и сопоставимо с характерным временем длительности возрастаний ГРЭ  $t_0$ , варьирующимся от ~2,4 до 4 дней. Это означает, что потери электронов во время возрастаний ГРЭ существенны и сопоставимы с источниками электронов. Действительно, как можно видеть на рис. 3.1.2, многие временные профили

возрастаний ГРЭ имеют «ступенчатую» форму с быстрым ростом в начале и быстрым падением в конце интервалов. Во время таких интервалов изменения потока электронов относительно слабы (менее порядка величины), что указывает на баланс между источниками частиц и потерями. Поэтому в случае возрастных ГРЭ уравнение (3.2) можно преобразовать в:

$$I_e(t) \sim \tau(GP(t)) \cdot Q(GP(t-\Delta t)) \equiv P\{GP(t), GP(t-\Delta t)\}. \quad (3.3)$$

Здесь  $P\{GP\}$  — функция, зависящая как от текущей, так и от предшествующей геомагнитной активности. Следовательно, даже один геомагнитный параметр может действовать на разных временных масштабах. Как было показано выше, максимальные потоки релятивистских электронов имеют логнормальное распределение. Поэтому рассмотрение  $\log(I_e(t))$  позволяет в первом приближении представить функцию  $P\{GP\}$  как линейную комбинацию геомагнитных параметров.

Кросс-корреляция  $\log(I_e(t))$  для возрастных ГРЭ с геомагнитными индексами, смещенными на различные  $\Delta t$ , представлена на рис. 3.1.5. Значения 3-часового индекса  $K_p$  повторяются в течение каждого 3-часового интервала. Временная задержка  $T_d$  рассчитывается от часа наблюдения максимального потока релятивистских электронов. Зависимость коэффициентов взаимной корреляции от временной задержки неравномерна. Частные коэффициенты корреляции для геомагнитных индексов достигают максимума при временной задержке  $T_d \sim 2$  дня.

Наилучшие частные коэффициенты корреляции и соответствующие временные задержки  $T_d$ , а также количество доступных данных представлены в таб. 3.1.1. Интересно отметить, что коэффициент корреляции для геомагнитных индексов (особенно для  $PC$ ) демонстрирует несколько локальных максимумов, повторяющихся с квази-суточной периодичностью. Взаимная корреляция параметров размера магнитосферы  $R_s$  и  $R_f$  демонстрирует два различных режима. Относительно высокая корреляция ( $r \sim 0,2$ ) выявлена вблизи  $T_d = 14$  часов, а самая

высокая антикорреляция  $r \sim -0,3$  наблюдается при  $T_d=75$  часов. Такое поведение может указывать на два различных режима влияния размера магнитосферы на возрастания ГРЭ, представленные уравнением (3.3).

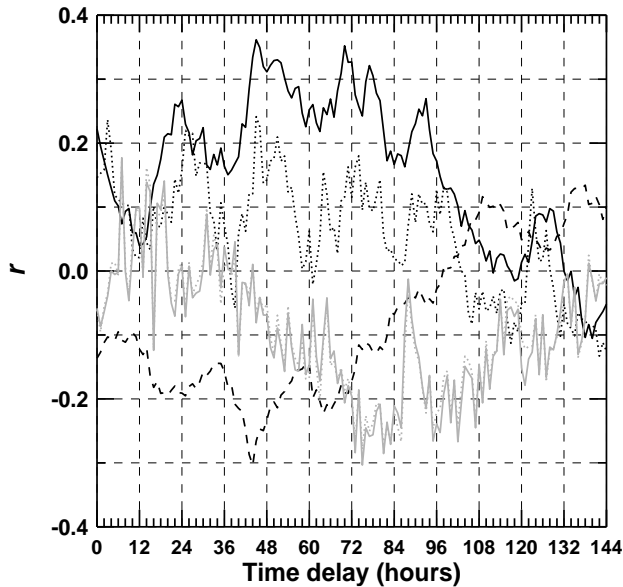


Рис. 3.1.5. Кросс-корреляция возрастаний ГРЭ с геомагнитными параметрами  $K_p$  (сплошная линия),  $Dst$  (штрихпунктирная линия),  $PC$  (пунктирная линия),  $R_s$  (серая пунктирная линия) и  $R_f$  (серая сплошная линия) [А6].

Таблица 3.1.1. Наилучшие коэффициенты корреляции  $r(T_d)$  и  $r(T_a)$  между возрастаниями ГРЭ и различными геомагнитными параметрами, смещенными на  $T_d$  часов и усредненные за  $T_a$  часов, соответственно [А6].

	$T_d$ , часы	$N$	$r(T_d)$	$T_a$ , часы	$N$	$r(T_a)$
$Dst$	44	263	-0.3	78	263	-0.25
$K_p$	45	263	0.36	96	263	0.38
$PC$	3	261	0.24	96	262	0.17
$R_s$	14	203	0.14	182	262	-0.24
	75	209	-0.3			
$R_f$	14	203	0.17	-	-	-
	75	209	-0.28			

Для изучения кумулятивных эффектов геомагнитной активности в возрастаниях ГРЭ рассматривается их корреляция со скользящими усредненными геомагнитными параметрами (рис. 3.1.6). Скользящее усреднение рассчитывается

для различных временных интервалов  $T_a$  непосредственно перед часом наблюдения максимального потока электронов. Зависимости коэффициентов корреляции от времени усреднения  $T_a$  гладкие с широкими максимумами в диапазоне от 2 до 8 дней. Наилучшие коэффициенты корреляции и соответствующее время усреднения  $T_a$ , а также количество доступных данных представлены в таб. 3.1.1. Снова индекс  $K_r$  демонстрирует самую высокую корреляцию  $r=0,38$  для  $T_a=4$  дня. Можно указать на высокую взаимокорреляцию между параметрами магнитопаузы  $R_s$  и  $R_f$ , которая возникает из-за усреднения южной и северной ориентации ММП, хотя южное ММП вызывает только изменение раствора магнитопаузы. Поэтому при дальнейшем рассмотрении кумулятивных эффектов имеет смысл использовать только подсолнечное расстояние магнитопаузы  $R_s$ .

Наилучшие коэффициенты корреляции, полученные в статистическом анализе (см. таб. 3.1.1), на самом деле низки ( $r \sim 0,2-0,4$ ). Как было показано выше, влияние геомагнитных параметров на возрастания ГРЭ является сложным и непрямым. В этой ситуации многопараметрическая линейная регрессия может быть полезна для определения наилучшего набора параметров, дающих наивысшую общую корреляцию  $r_c$  и, таким образом, для определения наиболее важных параметров для функции  $P\{GP\}$ . Как было принято выше, связь между логарифмом интенсивности потоков  $I_e$  и геомагнитными параметрами может быть представлена в линейной форме:

$$\log(I_e) = a_{00} + \sum a_{1i} GP|_{T_d} + \sum a_{2i} \langle GP \rangle_{T_a} \quad (3.4)$$

Здесь - часовое значение геомагнитного параметра, смещенное на  $T_d$  часов, и  $\langle GP \rangle_{T_a}$  - усредненное за  $T_a$  часов значение геомагнитного параметра. Соответствующие временные задержки и времена усреднения взяты из таб. 3.1.1.

Многопараметрическая линейная регрессия позволяет получить коэффициенты  $a_{ij}$  и коэффициенты корреляции как для всего набора параметров регрессии, так и для каждого отдельного параметра регрессии (частный

коэффициент корреляции). Чтобы найти наилучший набор параметров, дающий наибольший общий коэффициент корреляции, можно удалить тот или иной параметр из регрессии и изучить, как это повлияет на общий коэффициент корреляции. В результате было получено, что геомагнитные параметры  $PC|_3$ ,  $Rf|_{14}$  и  $\langle Kp \rangle_{96}$  оказывают наибольшее влияние на возрастания ГРЭ с коэффициентом корреляции  $r_c=0.54$ :

$$\log(Ie) = 2.3 + 0.015 \langle Kp \rangle_{96} + 0.03 PC|_3 + 0.059 Rf|_{14} \quad (3.5)$$

Наиболее важными параметрами в этом выражении являются  $\langle Kp \rangle_{96}$  и  $Rf|_{14}$ , которые дают общий коэффициент корреляции  $r_c=0,5$ . Третий параметр  $PC|_3$  имеет более слабый, но все же значимый вклад в регрессию, обеспечивая быстрое влияние геомагнитной активности на ГРЭ.

Пример зависимости ГРЭ от геомагнитной активности показан на рис. 3.1.6. для интервала с 30 апреля (DOY=120) до 5 мая 1998 г. (DOY=125), когда произошла сильная геомагнитная буря. Внезапное начало бури 30 апреля обусловлено сжатием магнитосферы давлением солнечного ветра. В этот день вариация Dst положительна, а индекс Кр немного увеличивается. Из-за сжатия размер магнитосферы уменьшается так, что подсолнечное расстояние приближается к геосинхронной орбите. Поток релятивистских электронов резко уменьшается на следующий день (1 мая 1998 г.). Уменьшение можно объяснить быстрой потерей энергичных электронов из внешней магнитосферы через магнитопаузу в межпланетную среду, в результате чего их поток становится недостаточным для поддержания потока ГРЭ. Релятивистские электроны на геосинхронной орбите не реагируют немедленно на уменьшение потока энергичных электронов по двум причинам: 1. Потери релятивистских электронов через магнитопаузу не столь быстры из-за медленной радиальной диффузии; 2. Требуется определенное время для ускорения электронов и/или их транспорта на геосинхронную орбиту. В этом смысле корреляция между возрастанием ГРЭ и минимальным расстоянием до фланга магнитопаузы  $Rf$ , задержанная на 14 часов, может быть объяснено влиянием размера магнитосферы на популяцию

энергичных электронов во внешней магнитосфере. Таким образом, задержка времени в 14 часов связана со временем быстрого ускорения и транспорта электронов во внешней магнитосфере. Эта временная шкала хорошо согласуется со скоростью возрастания релятивистских электронов, оцененной в работе [McAdams and Reeves, 2001].

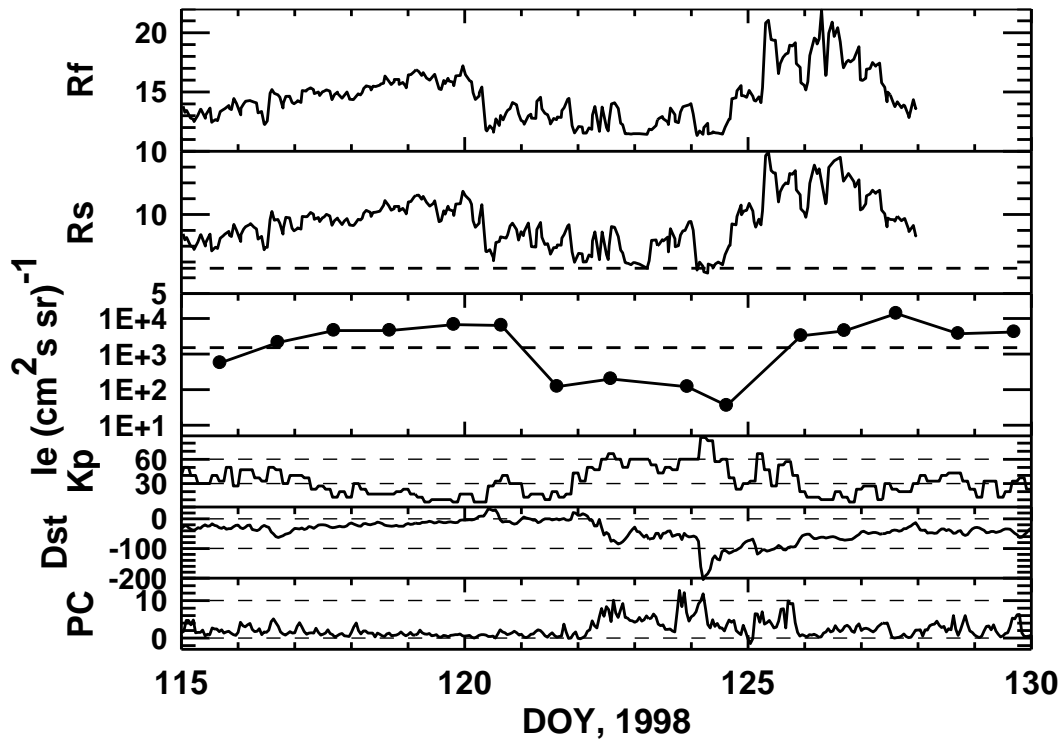


Рис. 3.1.6. Временные профили 25 апреля - 10 мая 1998 г. (сверху вниз): часовых минимальных расстояний до магнитопаузы на фланге  $R_f$  и в подсолнечной точке  $R_s$ , максимальных суточных потоков электронов  $>2$  МэВ, наблюдаемых GOES-8, индексов геомагнитной активности  $K_p$  (умножен на 10),  $Dst$  и  $PC$ . Видна хорошая корреляция потоков электронов с расстоянием до магнитопаузы и антикорреляция с интенсивностью геомагнитных возмущений [A6].

С 2 по 4 мая 1998 года поток релятивистских электронов на геосинхронной орбите имеет очень низкую интенсивность из-за трех одновременно действующих эффектов. Размер магнитосферы относительно мал, так что дневная магнитопауза пересекает геостационарную орбиту 4 мая, когда наблюдается

самый слабый поток релятивистских электронов. Развитие сильной геомагнитной бури указывает на то, что размер магнитосферы уменьшается из-за интенсивной эрозии на магнитопаузе под действием длительного южного ММП. Вторым эффектом является бетатронное торможение электронов развивающимся кольцевым током, вызывающим уменьшение потока релятивистских электронов, особенно 4 мая, когда происходит сильная геомагнитная буря ( $Dst \sim -200$  нТ). Интенсивное рассеяние и высыпание электронов во внешней магнитосфере во время очень сильной геомагнитной активности ( $Kp > 6$ ) является третьим эффектом, ответственным за сильные потери захваченных релятивистских электронов. 5 мая 1998 года размер магнитосферы существенно увеличивается, кольцевой ток ослабевает, а суббуревая активность постепенно уменьшается. При этом поток ГРЭ существенно возрастает до предбуревого значения и продолжает расти. Таким образом, время развития возрастания ГРЭ составляет около 1 суток, что говорит о быстром ускорении релятивистских электронов.

Важно отметить, что во второй половине 5 мая индекс РС все еще высок ( $PC > 10$ ), в то время как эффекты, вызывающие интенсивные потери электронов, становятся слабыми. В результате возрастание ГРЭ, начавшееся 5 мая, наблюдается всего через несколько часов после усиления индекса РС. Корреляция возрастания ГРЭ с 3-часовым запаздывающим индексом РС указывает на очень быструю реакцию релятивистских электронов на геомагнитную активность в полярном регионе. В работе [Troshichev et al. 1988] показано, что индекс РС связан с электрическим полем, определяющим конвекцию в полярной шапке. В то же время электрическое поле конвекции контролирует скорость ускорения быстрых электронов в механизме дрейфового резонанса. Имеется высокая корреляция ( $r \sim 0,8$ ) между индексом РС и индексом АЕ аврорального электроджета, напрямую связанным с суббуревой активностью [Vennerstrom et al. 1991]. Эта связь должна указывать на ускорение релятивистских электронов механизмом конвективной диффузии. Кроме того, в выше было показано, что сильно возмущенный индекс РС ( $PC > 5$ ) является условием для возрастания ГРЭ. Таким образом, кратковременная задержка в кросс-корреляции между



возрастанием ГРЭ и индексом РС должна быть связана с эффективной работой механизмов дрейфового резонанса или конвективной диффузии, обеспечивающих быстрое ускорение релятивистских электронов в магнитосфере.

Другой интересной особенностью геомагнитной бури 30 апреля - 5 мая 1998 года является непрерывное увеличение потока ГРЭ после бури 6-8 мая, что указывает на работу долговременного механизма ускорения в магнитосфере. Кросс-корреляционный анализ показывает, что возрастание ГРЭ имеют наилучшую корреляцию с 4-дневным усредненным индексом Кр. Такое длительное время усреднения указывает на долговременное накопление суббурового энерговыделения в магнитосфере, что приводит к усилению потоков релятивистских электронов, ускоренных постепенным механизмом, включающим суббури как составную часть. Этот факт говорит в пользу эффективной работы модели рециркуляции или механизма магнитной накачки на магнитопаузе хвоста.

В заключение можно сделать вывод, что возрастания ГРЭ в основном вызываются длительной (более 4 дней) суббуровой активностью (отражаемой индексом Кр), когда наиболее эффективно работают механизмы постепенного ускорения в магнитосфере. Во время сильных геомагнитных бурь, особенно с высоким индексом РС, эффективен быстрый механизм ускорения релятивистских электронов. Сильная геомагнитная активность подавляет потоки ГРЭ из-за эффекта бетатронного замедления на главной фазе бурь, а также потерь электронов из-за интенсивного высыпания в атмосферу и быстрого убегания через магнитопаузу.

### 3.2. Эллиптическая модель обрезания СКЛ в полярной шапке

Солнечные космические лучи (СКЛ), достигая Земли, способны проникать на малые высоты и воздействовать на ионосферу и атмосферу на высоких и средних широтах [Galand, 2001]. Проникновение в основном контролируется

магнитосферным магнитным полем [Smart et al., 2000], а также зависит от характеристик межпланетного магнитного поля и от пичч-углового распределения падающих частиц [Blake et al., 2001]. Основным параметром движения заряженной частицы в магнитном поле является жесткость, определяемая как отношение импульса частицы к ее заряду. Для однозарядных частиц жесткость  $R$  связана с кинетической энергией  $E$  как

$$R = \sqrt{E^2 + 2E_0E}, \quad (3.6)$$

где  $E_0$  – масса покоя частицы. Если энергии  $E$  и  $E_0$  выражены в МэВ, то жесткость выражается в мегавольтах (МВ). Все частицы, имеющие одинаковую жесткость, знак заряда и начальные условия, должны иметь одинаковые траектории адиабатического движения в магнитном поле. Проникновение заряженных частиц из межпланетной среды в магнитосферу ограничено широтой обрезания — минимальной широтой, на которой частица с заданной жесткостью способна достичь поверхности Земли. Например, релятивистские протоны с жесткостью ~14 ГВ могут достигать Земли на экваторе, т.е. широта их отсечки равна нулю. Частицы с более низкой жесткостью (и энергией) будут отсекаются на более высоких широтах.

Связь между жесткостью частиц СКЛ и широтой обрезания является предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. В первом приближении ее можно выразить как

$$R = f(\lambda) + D, \quad (3.7)$$

где  $f(\lambda)$  – функция инвариантной широты  $\lambda$ , а  $D$  – параметр, зависящий от конфигурации геомагнитного поля. Инвариантная широта связана с параметром Макилвиана  $L$  как

$$L = \cos^{-2}(\lambda). \quad (3.8)$$

Параметр  $L$  рассчитывается на основе модели геомагнитного поля. В дипольном приближении, которое в основном подходит для внутренней магнитосферы, в работе [Smart and Shea, 1994] было получено следующее соотношение:

$$R(\text{GV}) = 14.5 \cos^4(\lambda) \quad (3.9).$$

Коэффициент 14,5 ГВ пропорционален дипольному моменту, который постепенно уменьшается со скоростью  $\sim 0,1\%$  в год.

На средних и высоких широтах ( $\lambda > 50^\circ$ ) геомагнитное поле отличается от дипольного: силовые линии сжимаются на дневной стороне воздействием солнечного ветра и вытягиваются в сторону хвоста магнитосферы на ночной стороне. Следовательно, широты обрезания на ночной стороне должны быть расположены ниже, чем предсказанные на основе чисто дипольного подхода. Для моделирования проникновения СКЛ в магнитосферу используются модели внешнего магнитного поля, такие как модели Цыганенко или глобальные магнитосферные МГД-коды magnetosphere [Blake et al., 2001; Kahler and Ling, 2002; Kress et al., 2004; Birch et al., 2005; Smart et al., 2006]. Как правило, они завышают широту обрезания для протонов с энергиями в десятки МэВ. Расхождения быстро увеличиваются с усилением геомагнитной активности. Обсуждая эту проблему, в работе [Smart et al. 2000] отмечается, что граница на высоких широтах очень динамична. Это связано с изменением связи магнитных полей геодиполя и магнитосферы при вращении Земли внутри магнитосферы, ориентированной в системе координат потока солнечного ветра. Кроме того, распространение заряженной частицы низкой энергии в полярные области через хвост магнитосферы очень затруднено из-за высокой переменности этой области магнитосферы. Другим важным фактором являются геомагнитные возмущения, которые существенно влияют на конфигурацию всей магнитосферы. В результате модели магнитосферы испытывают трудности с предсказанием геомагнитного поля, особенно во время магнитных бурь.

Геомагнитное обрезание СКЛ измеряется в космических экспериментах на низковысотных КА с полярными орбитами. На практике порог обрезания  $\Lambda$  определяются для одной или нескольких жесткостей СКЛ. В работе [Ogliore et al. 2001] для ядер космических лучей в диапазоне  $500 < R < 1700$  МВ, регистрируемые на высотах  $\sim 600$  км, было обнаружено, что для протонов

высоких энергий (HEP) в спокойных условиях лучше всего подходят следующее соотношение:

$$R(\text{GV})=15.062\cos^4(\lambda)-0.363 \quad (3.10).$$

Обнаружено, что наблюдаемые широты обрезания ниже рассчитанных на основе дипольного подхода, а это означает, что частицы с очень малой жесткостью, движущиеся вдоль силовых линий долей хвоста магнитосферы, способны проникать в полярную область и занимать область полярной шапки (ПШ). В работе [Leske et al., 2001] исследовали проникновение ядер гелия с энергией 8–15 МэВ/нуклон ( $R \sim 250\text{--}340$  МВ, эквивалентны протонам с энергией  $\sim 30\text{--}60$  МэВ) и определили следующую зависимость широт обрезания от бурового Dst-индекса:

$$\lambda = 64.2 + \text{Dst}/19.11. \quad (3.11)$$

В работе [Birch et al.2005] исследовали проникновение протонов СКЛ с энергиями 35–70 МэВ на высоте  $\sim 850$  км, и получили более слабую зависимость от Dst:

$$\lambda = 63.6 + \text{Dst}/35.7. \quad (3.12)$$

Была также выявлена значительная асимметрия день-ночь: широта обрезания в полдень была в среднем примерно на  $1,5^\circ$  выше, чем на ночной стороне. В работе [Smart and Shea 2003] было показано, что широта обрезания для протонов с энергией 29–64 МэВ уменьшается от  $\lambda = 65^\circ$  при спокойных условиях ( $K_p = 1$ ) до  $\lambda = 60^\circ$  при возмущенных ( $K_p = 6$ ). Таким образом, можно видеть, что для протонов в одинаковом диапазоне энергий  $>30$  МэВ разные авторы получают разные зависимости от геомагнитной активности.

Протоны с более низкими энергиями демонстрируют более сложную динамику. В работе [Fanselow and Stone, 1972] было исследовано обрезание протонов СКЛ при спокойных условиях в диапазоне энергий от 1,28 МэВ до 24,4 МэВ. Была обнаружена сильная асимметрия день-ночь широт обрезания, особенно для более низких энергий. А именно, протоны с энергией  $<2$  МэВ обрезаются при  $\lambda \sim 71^\circ$  до  $72^\circ$  на дневной стороне и при  $\lambda \sim 65^\circ$  на ночной стороне. Асимметрия уменьшается с увеличением энергии, так что для протонов с  $\sim 24$  МэВ широта

обрезания оказывается равной  $\sim 66^\circ$  на дневной стороне и  $\sim 64^\circ$  на ночной стороне. В работе [Иванова и др., 1985] обнаружено еще более сложное поведение обрезания для протонов с  $\sim 1$  МэВ. Пороговая широта характеризуется выраженной асимметрией день-ночь и утро-вечер: в ночное время и вечером протоны проникают на более низкие широты  $\sim 67^\circ$  и  $\sim 70^\circ$  соответственно, чем днем и утром, где порог обрезания расположен на  $\sim 74^\circ$ . Широта обрезания демонстрирует сильную нелинейную зависимость от геомагнитных индексов  $Dst$  и  $AE$ , а также от давления солнечного ветра.

Значительное отличие высокоширотного геомагнитного поля от диполя обуславливает очень сложную геометрию и динамику геомагнитного обрезания для энергичных электронов. Из-за очень малой массы покоя 511 кэВ электроны СКЛ с типичной энергией  $\sim 100$  кэВ имеют жесткость  $\sim 0,33$  МВ, что эквивалентно очень низкой энергии протона  $\sim 0,05$  кэВ. Для такой жесткости дипольный подход [см. *Smart and Shea*, 1994] дает широту обрезания  $\lambda \sim 86^\circ$ , что намного выше, чем  $\sim 72^\circ$  наблюдаемое для электронов с  $>30$  кэВ на низковысотном спутнике Интеркосмос-17 [Gotselyuk et al., 1990]. В работе [Antonova et al. 1989] обнаружено, что граница обрезания для электронов  $>30$  кэВ расположена ниже высокоширотной границы авроральных высыпаний и, следовательно, потоки электронов СКЛ могут перемешиваться электронами магнитосферы, что существенно затрудняет исследование границы обрезания для электронов с энергией ниже  $\sim 100$  кэВ.

Многочисленные исследования показывают заметную асимметрию день-ночь для потоков электронов на высоких широтах [e.g. *Frank et al.*, 1964; *Williams and Mead*, 1965; *McDiarmid et al.*, 1975; *Gotselyuk et al.*, 1998]. Для электронов с энергией в сотни кэВ величина асимметрии оценивается в  $\sim 4^\circ$ , так что электроны проникают на более низкие широты на ночной стороне. Асимметрия день-ночь в основном является результатом искажения геомагнитного поля, вызванного токовым слоем хвоста магнитосферы. Кроме того, в работе [Сергеев и др., 1987] было обнаружено, что на ночной стороне электроны СКЛ высыпаются в области

замкнутых силовых линий магнитного поля. Они показали, что столь глубокое проникновение в магнитосферу происходит из-за неадиабатического рассеяния электронов в токовом слое хвоста магнитосферы. В результате электроны СКЛ с очень низкой жесткостью могут достигать гораздо более низких геомагнитных широт, чем те, которые предсказываются на основе адиабатического движения в магнитосфере.

Траектория электрона очень чувствительна к конфигурации геомагнитного поля. В работе [Antonova et al. 1989] обнаружена не только асимметрия день-ночь, но и асимметрия утро-вечер для электронов  $>30$  кэВ. При спокойных условиях граница обрезания смещена на  $\sim 0,5^\circ$  в вечернем секторе. Этот эффект был объяснен азимутальной асимметрией в распределении продольных токов. Такая асимметрия может быть связана с асимметричными условиями в обтекании магнитосферы солнечным ветром и/или с асимметрией ионосферных источников ионов в магнитосфере.

Как можно видеть, определение границ проникновения СКЛ является все еще не решенной задачей из-за сложной структуры геомагнитного поля на высоких широтах. Таким образом, эмпирическое моделирование становится важным инструментом изучения проникновения энергичных протонов и электронов СКЛ в магнитосферу. Измерения электронов и протонов СКЛ проводились пятью КА NOAA (POES): NOAA-15, NOAA-16, NOAA-17, NOAA-18 и МЕТОР-02 (далее P15, P16, P17, P18 и P02 соответственно), на полярных солнечно-синхронных орбитах на высоте  $\sim 800 - 850$  км (период обращения  $\sim 100$  мин). В среднем один КА POES проходит полярную область в каждом полушарии каждые 20 мин.

На борту каждого КА POES энергичные частицы измеряются детектором протонов и электронов средней энергии (MEPED), входящего в монитор космической среды (SEM) [см. Huston and Pfitzer, 1998; Evans and Greer, 2004; [http://poes.ngdc.noaa.gov/docs/sem2\\_docs/2006/SEM2v2.0.pdf](http://poes.ngdc.noaa.gov/docs/sem2_docs/2006/SEM2v2.0.pdf)]. Телескоп из твердотельных детекторов MEPED предназначен для мониторинга энергичных электронов и протонов низких энергий (LEP) в диапазоне от 30 кэВ до  $>6,9$  МэВ.

На высоких широтах телескоп различает частицы с питч-углами  $\sim 0^\circ$  и  $\sim 90^\circ$  (движущиеся вдоль и перпендикулярно силовым линиям магнитного поля). Номинальный геометрический фактор телескопа составляет  $0,01 \text{ см}^2 \text{ ср}$ . Протоны регистрируются в шести энергетических диапазонах: 30–80 кэВ, 80–240 кэВ, 240–800 кэВ, 800–2500 кэВ, 2,5–6,9 МэВ и  $>6,9 \text{ МэВ}$ . Отметим, что внешний кремниевый детектор протонного телескопа подвергается радиационной деградации, которая становится значительной после двух-трех лет эксплуатации. Вследствие этого энергетические пороги LEP могут повыситься для спутников P15, P16 и P17, запущенных до 2004 года.

Электроны измеряются на MERED в трех энергетических диапазонах:  $>300 \text{ кэВ}$ ,  $>100 \text{ кэВ}$  и  $>300 \text{ кэВ}$ . Детекторы электронов чувствительны также к протонам с энергией  $>210 \text{ кэВ}$ , которые способны пройти через пассивную защиту телескопа. Коррекция протонного подсчета затруднена из-за эффекта радиационной деградации протонного телескопа.

В комплексе приборов SEM также входит набор из четырех отдельных всенаправленных твердотельных детекторов, которые регистрируют потоки высокоэнергичных протонов (HEP) в четырех интегральных каналах:  $>16 \text{ МэВ}$ ,  $>36 \text{ МэВ}$ ,  $>70 \text{ МэВ}$  и  $>140 \text{ МэВ}$ . В случае СКЛ протоны высоких энергий приходят в полярную шапку из верхнего полушария, т.е. из зенитных углов меньше  $\sim 90^\circ$ . В этом случае геометрические факторы для высокоэнергетических каналов составляют 0,849, 0,849, 0,182 и 0,182 ( $\text{см}^2 \text{ ср}$ ) соответственно.

На рисунке 3.2.1 показаны примеры потоков частиц, наблюдаемых P17 в полярной шапке, когда КА перемещается с ночной стороны на дневную [A19]. Во время события СКЛ 7 декабря 2006 г. потоки существенно превышали фоновый уровень, зарегистрированный в 20:35–21:05 UT 4 декабря. В спокойные дни фоновые потоки создаются вторичными частицами, генерируемыми при взаимодействии релятивистских галактических космических лучей с атмосферой. Как видно из сравнения временных профилей L-оболочек, положение спутника в спокойный период практически такое же, как и во время события СКЛ в 21:30 – 22:00 UT 7 декабря. L-оболочки рассчитаны по модели поля IGRF эпохи 2005 г.

Аналогично предыдущим исследованиям [*Ogliore et al.*, 2001; *Birch et al.*, 2005], широта обрезания определяется как инвариантная широта, на которой поток СКЛ составляет половину своего среднего значения, рассчитанного при  $L > 15$  (геомагнитные широты  $> 75^\circ$ ). Неопределенность этого метода оценивается примерно в несколько десятых градуса [*Leske et al.*, 2001].

Всенаправленный поток протонов СКЛ с  $E > 36$  МэВ (рис. 3.2.1а) демонстрирует симметричное расположение широты обрезания при  $L \sim 4,2$  в дневном и ночном секторе. Протоны СКЛ с  $E = 2,6 - 6,9$  МэВ (рис. 3.2.1б) обрезаются на более высоких широтах ( $L \sim 6,8$ ) на дневной стороне по сравнению с  $L \sim 4,8$  на ночной стороне. Более заметная асимметрия день-ночь обнаруживается для электронов СКЛ (рис. 3.2.1в,г), которые обрезаются на  $L \sim 8,5$  и  $\sim 5,5$  на дневной и ночной стороне соответственно.

Определение широты обрезания для электронов затруднительно из-за интенсивных высыпаний в авроральной области и из внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ). На рис. 3.2.1г РПЗ легко выявляется как область очень высоких потоков захваченных и квазизахваченных электронов с питч-углами  $\sim 90^\circ$  при  $L < 6$  на дневной стороне. В этой области можно обнаружить и менее интенсивные потоки электронов, высыпающихся из РПЗ (питч-углы  $\sim 0^\circ$ ), особенно для диапазона энергий 100 кэВ и ниже. Авроральные высыпания обогащены энергичными электронами с питч-углами, близкими к  $90^\circ$ . Эти электроны достигают зеркальных точек на высоте  $\sim 850$  км. Важно отметить, что потоки электронов СКЛ практически изотропны, что позволяет отличить их от электронов магнитосферного происхождения. Однако во время сильной авроральной активности потоки высыпающихся и квазизахваченных электронов магнитосферного происхождения становятся очень интенсивными и занимают широкий диапазон широт, что приводит к неоднозначному определению широты обрезания для электронов СКЛ так что определение широты обрезания для них во многих случаях невозможно.



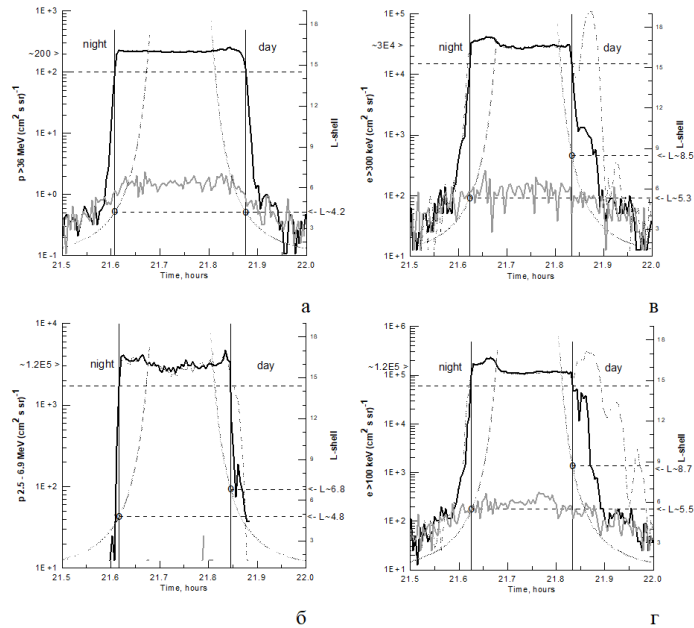


Рис. 3.2.1. Потоки энергичных частиц, наблюдаемые КА Р17 в северной полярной шапке в спокойный день 5 декабря (серые жирные кривые) и во время события СКЛ 7 декабря 2006 г. (черные жирные кривые): (а)  $>36$  МэВ протоны (всеенаправленные), (б) протоны с энергией 2,6 – 6,9 МэВ, (в) электроны  $>300$  кэВ и (г) электроны  $>100$  кэВ. Потоки частиц с питч-углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  показаны сплошными и жирными пунктирными кривыми соответственно. L-оболочка (правая ось) представлена тонкими серыми и черными пунктирными линиями соответственно для спокойного дня и для события СКЛ. Вертикальными тонкими линиями показаны моменты времени, когда поток СКЛ равен 50% от средней интенсивности СКЛ в полярной шапке (показаны горизонтальными пунктирными линиями). Горизонтальные штриховые отрезки обозначают L-оболочки для этих моментов [A19].

На рис. 3.2.2 показаны средние потоки СКЛ, наблюдавшиеся КА POES с 5 по 17 декабря 2006 г. в северной полярной шапке на  $L > 15$ . Возрастания СКЛ связаны с сильными солнечными вспышками. За это время GOES-11 наблюдал четыре солнечные вспышки X-класса, возникшие из активной области AR 930. Первая вспышка около 10:30 UT 5 декабря произошла вблизи восточного лимба и сопровождалась медленно растущими потоками электронов и небольшим усилением НЕР. Вторая вспышка на лимбе 6 декабря в  $\sim 19:00$  UT привела к

дополнительному росту этих потоков и быстрому усилению потоков LEP и гелия. Отметим, что потоки гелия значительно ( $>10$  раз) слабее потоков протонов. Частицы разных энергий достигли максимума в разное время с 7 по 8 декабря из-за дисперсии скоростей. Временные профили СКЛ, наблюдаемые с 5 по 12 декабря, типичны для восточных солнечных вспышек. Эти события СКЛ сопровождаются умеренно возмущенной геомагнитной активностью с  $Kp < 5$ .

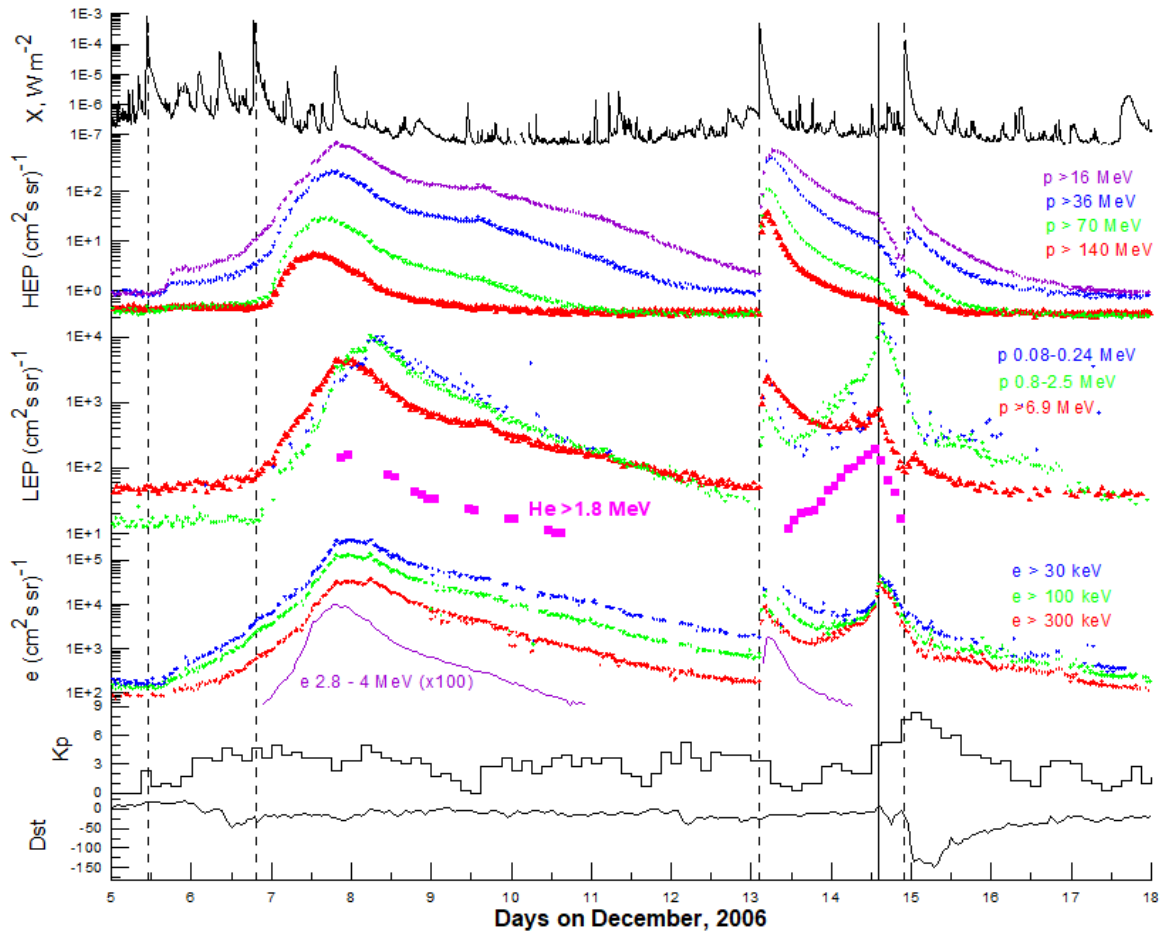


Рис. 3.2.2. События СКЛ в декабре 2006 г. (сверху вниз): солнечный поток рентгеновского излучения 1-8 Å, наблюдаемый GOES-11; наблюдения POES за HEP, LEP и энергичными электронами в северной полярной шапке, геомагнитные индексы  $Kp$  и  $Dst$ . Фиолетовые квадраты показывают среднечасовые потоки гелия  $>1,8$  МэВ, измеренные прибором SOHO/ERNE. Релятивистские электроны с  $E = 2,8 - 4$  МэВ (фиолетовая кривая) измерены прибором HET/STEREO. Вертикальные штриховые линии обозначают солнечные вспышки X-класса, а вертикальные сплошные линии — приход межпланетной ударной волны к Земле [A19].

Вспышка в ~02:00 UT 13 декабря была почти центральной и характеризовалась импульсной инжекцией интенсивных потоков частиц, особенно НЕР. В течение следующего дня потоки LEP и энергичных электронов резко возросли и достигли максимума примерно в 14 UT 14 декабря, когда межпланетная ударная волна от КВМ пришла к Земле. Эта ударная волна эффективно ускоряла электроны, LEP и ионы гелия так, что их потоки постепенно увеличивались и достигли максимума в момент ее прихода. Временной интервал, предшествующий ударной волне, характеризуется относительно спокойной геомагнитной активностью с  $K_p < 3$ . Приход КВМ вызвал сильную геомагнитную бурю с максимальной вариацией  $Dst \sim -150$  нТл и  $K_p \sim 8+$ , наблюдавшуюся после полуночи 15 декабря. Четвертая солнечная вспышка X-класса произошла в начале главной фазы бури в ~23:00 UT. Однако потоки НЕР от этой вспышки были невелики. LEP, гелий и энергичные электроны практически не отреагировали на вспышку.

На рис. 3.2.2 виден разброс потоков протонов, измеренных разными КА POES, который наиболее заметен при медленных изменениях потоков. Этот эффект может быть связан с различной калибровкой всенаправленного детектора НЕР комплекса приборов SEM на разных КА POES. Оценка амплитуды этого эффекта с использованием спектра СКЛ показывает, что он невелик (~5%) и, следовательно, им можно пренебречь.

Другие ошибки могут быть связаны с вкладом в каналы LEP потоков более тяжелых ионов, НЕР и релятивистских электронов ( $>2$  МэВ). Эти частицы способны проникать на более низкие широты, что приводит к занижению широт обрезания для LEP. На рис. 3.2.2 видно, что потоки гелия, регистрируемые SOHO в межпланетной среде, пренебрежимо малы. Ионы с большей массой имеют еще более слабые потоки. Во время сильных солнечных вспышек, сопровождающихся быстрой межпланетной ударной волной, электроны могут эффективно ускоряться до релятивистских энергий [Zhang et al., 2003; Mewaldt et al., 2005]. Релятивистские электроны с  $E > 3$  МэВ вносят вклад в скорость счета каналов LEP.

В декабре 2006 г. солнечные вспышки были не очень сильными, а ударная волна была не очень быстрой (время распространения  $>24$  часов). Потоки релятивистских электронов ( $E = 2,8 - 4$  МэВ), наблюдаемые HET на борту спутников STEREO между орбитами Земли и Луны, были более чем в 10 раз слабее, чем потоки LEP ([http://www.srl.caltech.edu/STEREO/Level1/HET\\_public.html](http://www.srl.caltech.edu/STEREO/Level1/HET_public.html)).

Исключить радиационные эффекты, вызванные высокоэнергетическими и релятивистскими протонами, довольно сложно. Чтобы их устранить, были выбраны только те интервалы времени, когда потоки LEP и электронов превышают потоки HEP. В результате для LEP были выбраны временные интервалы от 11:00 UT 7 декабря до 19:00 UT 10 декабря и от 15:00 UT 13 декабря до 22:00 UT 14 декабря. Электроны анализируются с 12:00 UT 7 декабря до 21:00 UT 9 декабря и с 19:00 UT 13 декабря до 22:00 UT 14 декабря.

На рис. 3.2.3 показаны диаграммы разброса широт обрезания в системе координат инвариантной кошироты  $\Lambda$  в зависимости от MLT. Инвариантная коширота определяется как  $\Lambda = 90 - \lambda$ , где  $\lambda$  — инвариантная широта, связанная с  $L$ -оболочкой как  $L = \cos^2(\lambda)$ . Эта система координат имеет начало в магнитном полюсе. Видно, что экспериментальные точки охватывают практически все сектора MLT. Однако некоторые интервалы MLT не содержат данных из-за солнечно-синхронных орбит спутников POES. Широты обрезания имеют большой разброс ( $>10^\circ$ ) в сторону больших  $\Lambda$ , т.е. более низких широт. Причиной такого разброса является значительная изменчивость геомагнитной активности в декабре 2006 г. (см. рис. 3.2.2).

Число широт обрезания, определенных для каждого из различных измеренных видов SEP, указано в Таблице 3.2.1. Поскольку используется 5 спутников, общая статистика включает сотни точек, которые позволяют проводить многопараметрический анализ и моделирование широты обрезания в зависимости от MLT. В чисто дипольном подходе граница обрезания должна представлять собой окружность определенного радиуса, равного широте обрезания  $\Lambda$ , которая не зависит от MLT. Этот подход довольно хорош для HEP,

проникновение которых контролируется в основном внутренней магнитосферой при  $L < 6$ . Однако это не относится к LEP и энергичным электронам, поскольку проникновение этих частиц существенно зависит от конфигурации внешней магнитосферы при  $L > 10$ .

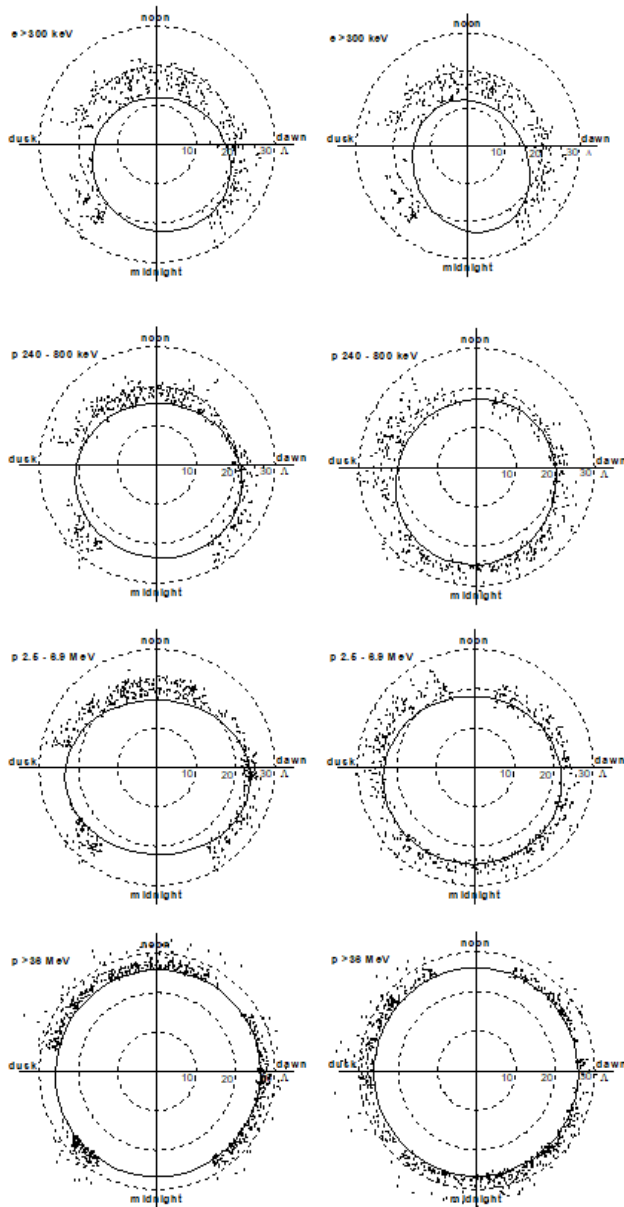


Рис. 3.2.3. Полярные диаграммы распределения широт обрезания  $\Lambda$  в зависимости от MLT, определенные для различных типов СКЛ в северном (слева) и южном (справа) полушариях в течение декабря 2006 г. Сплошные эллипсы показывают аппроксимацию для спокойных условий в  $\sim 12:00$  UT 9 декабря, 2006 [A19].

В целом, форму границы обрезания можно описать эллипсом, который наклонен относительно линии утро-вечер и смещен от начала координат, как показано на рис. 3.2.4. Для моделирования используется система координат  $\{\Lambda, r_{MLT}\}$ , где  $r_{MLT}$  - повернутое магнитное локальное время, рассчитанное в градусах от оси X, направленной к утру. Ось Y направлена на полдень. Эллипс

определяется 5 параметрами: большой  $a_s$  и малой полуосями  $b_s$ , расположением центра ( $X_0, Y_0$ ) и азимутальным углом  $\varphi$  большой полуоси. Следовательно, для аппроксимации границы обрезания эллипсом требуется не менее 5 экспериментальных точек, т.е. не менее трех пролетов спутников POES над полярной шапкой. В среднем это происходит каждый час. Поэтому используется 2-часовой интервал с шагом 1 час. В течение 2 часов можно набрать до 13 точек для аппроксимации границы обрезания для данного вида СКЛ. Это позволяет устранить пробелы в данных и сгладить резкие колебания. Двухчасовой интервал (почти 6 пролетов) позволяет также усреднить неравномерное покрытие полярной шапки спутниками POES, когда одни спутники только касаются полярной шапки, а другие полностью пересекают ее.

Таблица 3.2.1 Статистика определения широт обрезания для различных типов СКЛ [A19]

Тип СКЛ	Жесткость, MV	Северная ПШ	Южная ПШ
$e > 300 \text{ keV}$	0.63	417	426
$p \text{ 240} - 800 \text{ keV}$	22	501	500
$p \text{ 0.8} - 2.5 \text{ MeV}$	40	588	615
$p \text{ 2.5} - 6.9 \text{ MeV}$	70	573	609
$p > 6.9 \text{ MeV}$	117	381	314
$p > 16 \text{ MeV}$	180	1127	1084
$p > 36 \text{ MeV}$	270	843	839
$p > 70 \text{ MeV}$	380	553	558
$p > 140 \text{ MeV}$	600	202	209

На рис. 3.2.5 представлены границы обрезания, определенные для спокойных геомагнитных условий ( $K_p \sim 0$  и  $Dst \sim 0$ ) в 11:00 – 13:00 UT 9 декабря. Эти границы хорошо аппроксимируются эллипсами. Границы обрезания LEP и электронов в северном и южном полушариях отличаются вследствие разной конфигурации высокоширотного геомагнитного поля. Во время зимнего

солнцестояния геодиполь в основном наклонен в меридиональной плоскости полдень-полночь, что приводит к значительной асимметрии внешней магнитосферы север-юг: южная и северная шапки наклонены соответственно к и против Солнца. В результате южная часть магнитосферы более подвержена влиянию деформации солнечного ветра, чем северная. Из-за этого границы обрезания в южном полушарии более вытянуты вдоль линии полдень-полночь.

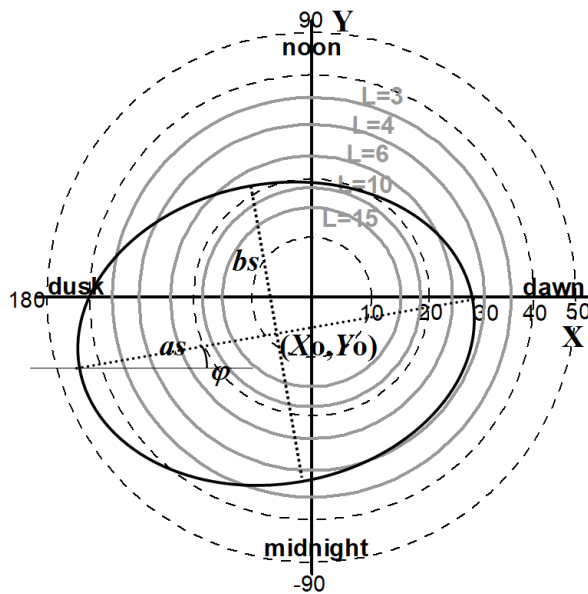


Рисунок 3.2.4. Система координат  $\{rMLT, \Lambda\}$  и параметры эллиптической аппроксимации. Здесь  $\Lambda$  — инвариантная коширота,  $rMLT$  — повернутое магнитное местное время (в градусах), отсчитываемое от утреннего меридиана (ось X). Серые кружки обозначают различные L-оболочки. Эллипс определяется 5-ю параметрами: большой  $as$  и малой  $bs$  полуосями, положением центра  $(X_0, Y_0)$  и азимутальным углом  $\varphi$  большой полуоси [A19].

Широты обрезания для различных жесткостей изменяются в зависимости от местного времени довольно сложным образом. Используя эллиптический подход, можно изучить их поведение как зависимость параметров эллипса от жесткости, рассчитанной для нижних порогов энергетических интервалов MEPEP (см. табл. 3.2.1). На рис. 3.2.6 показано изменение полуосей с увеличением жесткости  $R$ . Здесь учтено, что инвариантная широта  $\lambda$  связана с

инвариантной ко-широтой  $\Lambda$  следующим образом:  $\cos^4(\lambda) = \sin^4(90-\lambda) = \sin^4(\Lambda)$ . Для удобства значения как большой, так и малой полуосей обозначены как  $\Lambda_S$ . Они рассчитываются от центра эллипса, который не обязательно совпадает с магнитным полюсом.

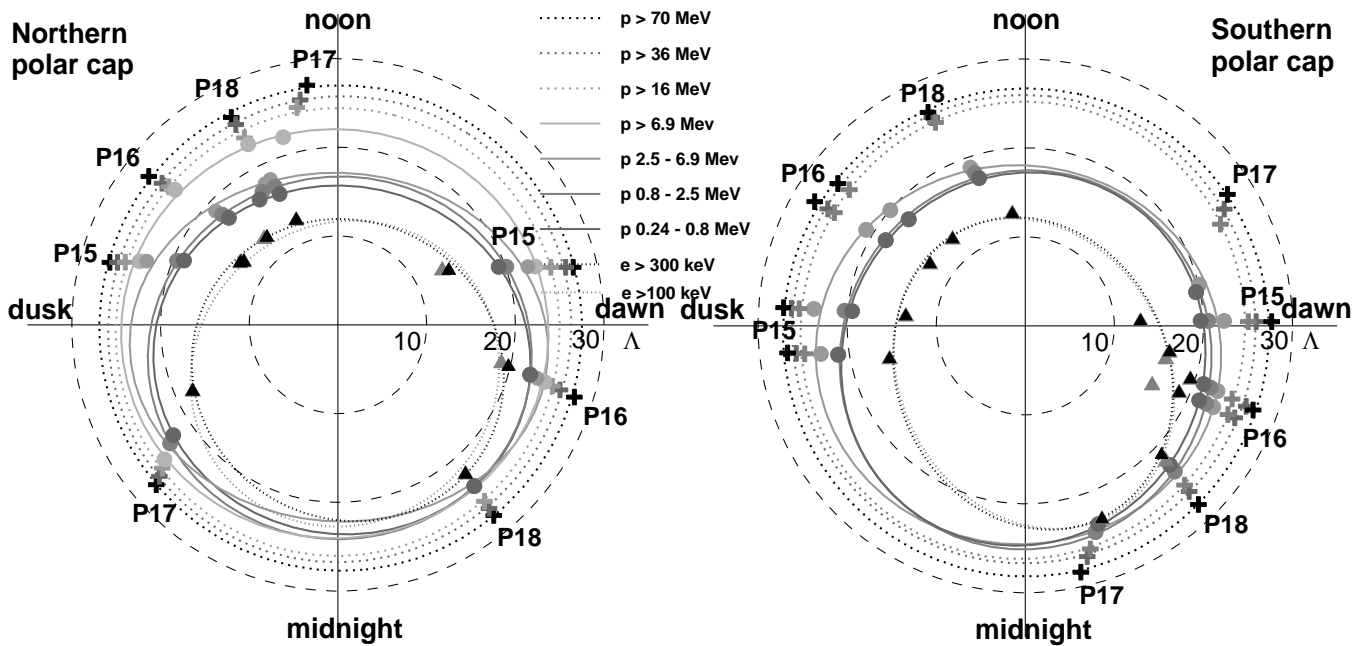


Рисунок 3.2.5. Аппроксимация границ обрезания СКЛ в спокойных геомагнитных условиях в северном (слева) и южном (справа) полушариях. Широты обрезания, определенные для НЕР, LEP и электронов, обозначены соответственно крестиками, кружками и треугольниками. Пролеты различных КА обозначены их соответствующими аббревиатурами [A19].

В диапазоне НЕР с жесткостью выше 100 МВ ( $E > 6$  МэВ) большие полуоси для спокойного времени (далее  $as_q$ ) в южном полушарии приближаются к среднему значению, полученному в [Ogliore et al. 2001] для слабозмущенных геомагнитных условий с  $Kp \sim 2+$ . В случае спокойных условий ( $Kp \sim 0$ ) следует ожидать, что широты обрезания будут выше, т.е.  $as_q$  должно быть меньше. Действительно, на рисунке 3.2.6 большие полуоси в северном полушарии и малые полуоси (далее  $bs_q$ ) в обоих полушариях немного меньше, чем показано в [Ogliore



*et al.* 2001]. В диапазоне НЕР зависимость  $\sin^4(\Lambda_S)$  можно представить как линейную функцию жесткости  $R$ :

$$\sin^4(\Lambda_S) = A + B \cdot R \quad (3.13)$$

Коэффициенты аппроксимации  $A$  и  $B$ , полученные для большой и малой полуосей, приведены в таблице 2.

Широты обрезания для LEP и электронов с жесткостью ниже 100 МВ ведут себя иначе: полуоси  $a_{sq}$  и  $b_{sq}$  экспоненциально уменьшаются с уменьшением жесткости. Похоже, что проникновение этих частиц во внутреннюю магнитосферу затруднено настолько, что низкоэнергетические протоны и электроны не могут проникнуть на более низкие широты на дневной стороне, в то время как хвост магнитосферы на ночной стороне доступен для них в большем диапазоне широт, как видно на рис. 3.2.5. Однако широты обрезания для LEP и электронов все еще выше, чем полученные в [Smart and Shea, 1994] на основе чисто дипольного подхода. Во всем диапазоне протонных жесткостей зависимость  $\Lambda_S$  от жесткости  $R$  можно представить следующим выражением:

$$\sin^4(\Lambda_S) = A + B \cdot R + C \exp(DR) \quad (3.14)$$

Здесь коэффициенты  $C$  и  $D$  описывают экспоненциальное увеличение  $\sin^4(\Lambda_S)$  с увеличением жесткости в диапазоне LEP. При больших жесткостях уравнение (3.14) асимптотически приближается к уравнению (3.13). Значения коэффициентов аппроксимации  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  приведены в таб. 3.2.2.

Зависимость координат  $X_0$  и  $Y_0$  центров эллипсов от жесткости показана на рис. 3.2.7. Как видно, координата  $X_0$  очень близка к 0, т.е. центры расположены очень близко к меридиану полдень-полночь. Координата  $Y_0$  отрицательна и ее значение увеличивается с уменьшением жесткости, так что границы обрезания LEP и электронов смещаются в хвост на несколько градусов. Этот сдвиг наиболее заметен при самых низких жесткостях  $R < 100$  МВ. В диапазоне НЕР сдвиг все еще сохраняется, но его величина очень мала ( $< 1^\circ$ ). Из рисунков 3.2.5 и 3.2.7 можно заключить, что в спокойных условиях для LEP и энергичных электронов

характерна выраженная асимметрия день-ночь, так что центры границ обрезания существенно смещены на ночную сторону.

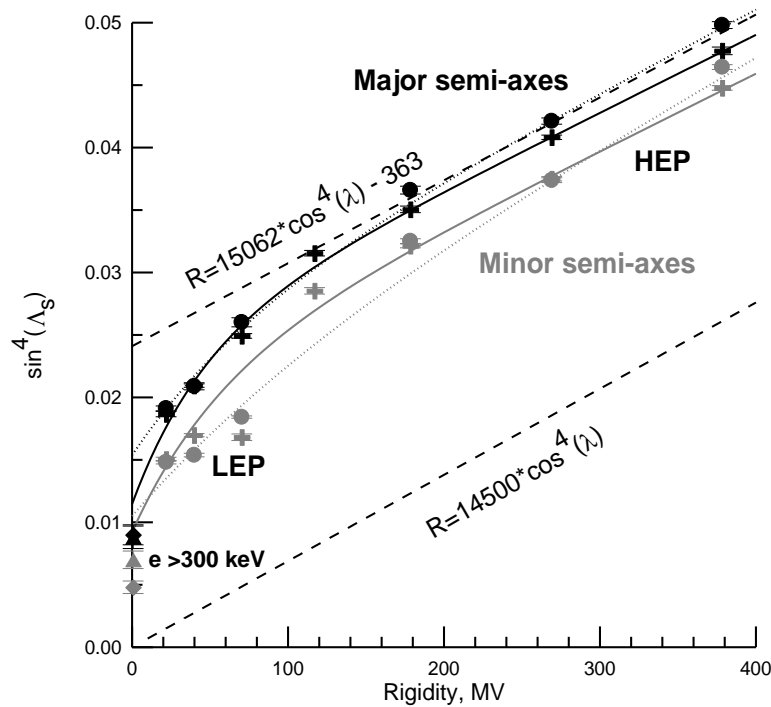


Рис. 3.2.6. Большая (черные символы) и малая (серые символы) полуоси границ обрезания для протонов и электронов  $>300$  кэВ соответственно в северном (кресты и треугольники) и южном (кружки и ромбы) полушариях при спокойных геомагнитных условиях. Аппроксимации большой (малой) полуоси для протонов показаны черными (серыми) сплошными и пунктирными кривыми соответственно для северного и южного полушарий. Прямые пунктирные линии — предсказания [Smart and Shea 1994] (внизу) и [Ogliore et al. 2001] (вверху) [A19].

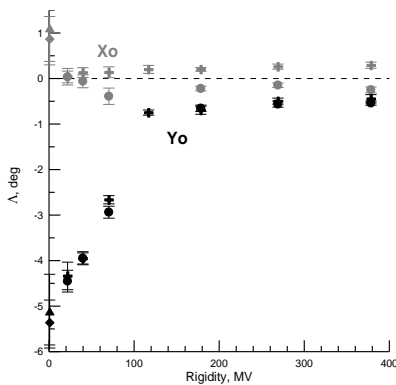


Рис. 3.2.7. Координаты  $X_0$  (серые символы) и  $Y_0$  (черные символы) центров эллипсов границ обрезания, определенные для протонов и электронов  $>300$  кэВ в северном (крестики и треугольники) и южном (кружки и ромбы) полушариях в спокойных геомагнитных условиях [A19].

Таблица 3.2.2. Коэффициенты аппроксимации, полученные для полуосей границ обрезания во время спокойных условий [A19].

$\sin^4(as_q)$	$A, 10^{-2}$	$B, 10^{-5} MV^{-1}$	$C, 10^{-2}$	$D, 10^{-2} MV^{-1}$
Северная ПШ	2.41	6.23	-1.26	-2.19
Южная ПШ	2.46	6.63	-.922	-1.28
$\sin^4(bs_q)$				
Северная ПШ	2.11	6.21	-1.19	-1.81
Южная ПШ	1.95	7.02	-.895	-.817

На рис. 3.2.8 показана зависимость азимутального угла  $\varphi$  (между большой полуосью и осью X) в зависимости от жесткости. В пределах ошибок угол для протонов практически равен нулю. Для электронов, особенно в южном полушарии (см. рис. 7), граница обрезания вытянута вдоль меридиана полдень-полночь так, что азимутальный угол приближается к  $\sim -70^\circ$ . Это дополнительная демонстрация разницы в проникновении LEP и электронов во внешнюю магнитосферу.

Границы обрезания СКЛ существенно меняются во время геомагнитных возмущений, таких как суббури и геомагнитные бури. На рис. 3.2.9 показаны границы обрезания СКЛ, определенные во время главной фазы геомагнитной бури в 17:00 UT 14 декабря. По сравнению со спокойными условиями (рис. 3.2.5) область проникновения СКЛ распространяется и на более низкие широты (большие  $\Lambda$ ). Также обнаруживается заметное смещение границ обрезания в ночной и вечерний сектора. Аппроксимация границ обрезания во время бури имеет большую ошибку из-за широкого разброса широт, определяемых в пределах 2-часового интервала, вследствие быстрых изменений геомагнитного поля с характерным временем в десятки минут.

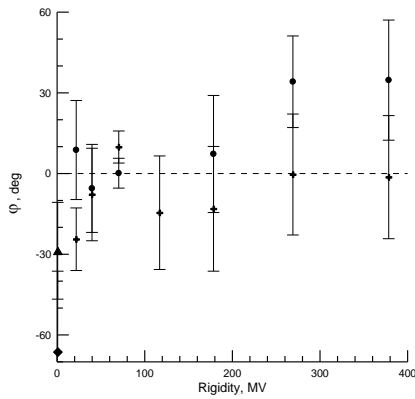


Рис. 3.2.8. График азимутальных углов в зависимости от жесткости для протонов и электронов  $> 300$  кэВ, в северном (кресты и треугольник) и южном (кружки и ромб) полушариях в спокойных геомагнитных условиях [A19].

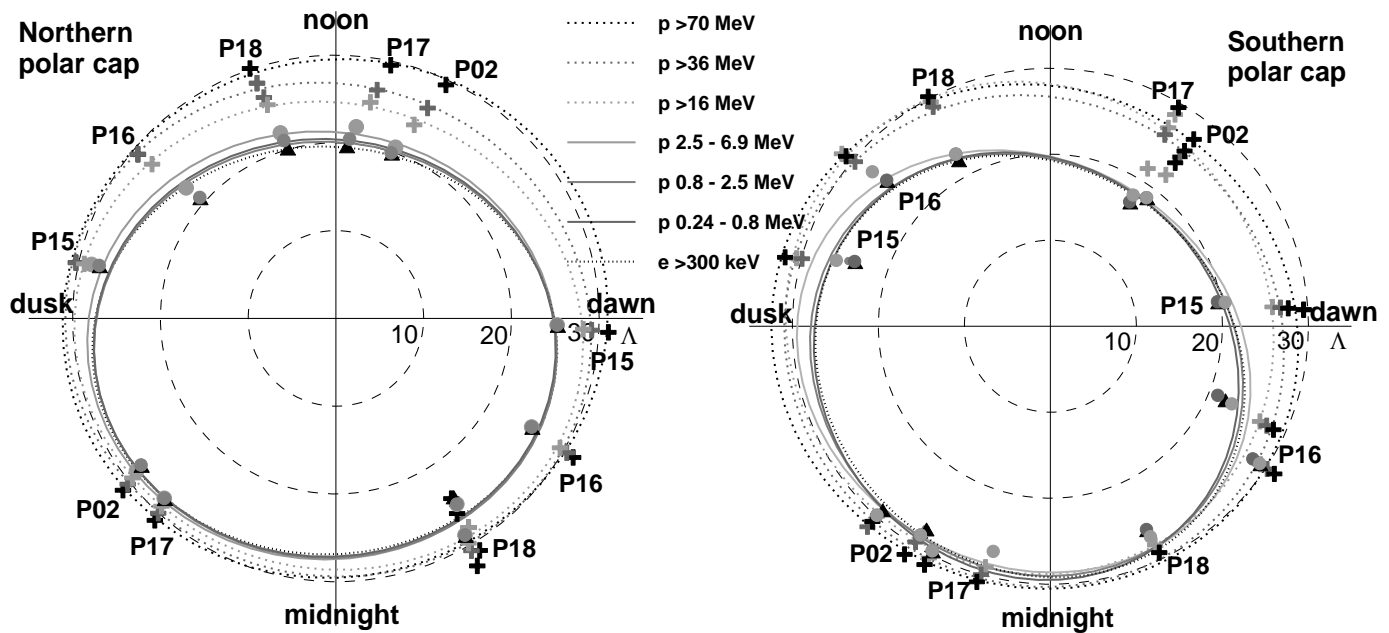


Рис. 3.2.9. Аппроксимация границ обрезания СКЛ во время магнитной бури в 17:00 UT 14 декабря 2006 г. в северном (слева) и южном (справа) полушариях. Широты обрезания, определенные для НЕР, ЛЕР и электронов, обозначены крестиками, кружками и треугольниками соответственно. Пролеты различных КА обозначены их соответствующими аббревиатурами [A19].

Временные профили геомагнитных индексов и параметры эллиптической аппроксимации показаны на рисунке 3.2.10. Эллиптические параметры характеризуются очень высокой изменчивостью на различных временных масштабах. Хорошо видны долговременные вариации длительностью от

нескольких часов до суток. Важно отметить, что амплитуды долговременных вариаций превышают амплитуду шума. Это позволяет моделировать долгосрочные изменения с помощью многопараметрической регрессии. Полуоси  $as$  и  $bs$  и сдвиг к хвосту (координата  $Y_0$ ) демонстрируют ковариацию с геомагнитными индексами. В среднем их значения меньше при более слабой геомагнитной активности (меньшем  $K_p$ ). Можно найти детальное соответствие между кратковременными возрастаниями параметров и пиками индексов АЕ и  $Dst$ . Амплитуда изменений зависит от жесткости: LEP и электроны более чувствительны к геомагнитной активности.

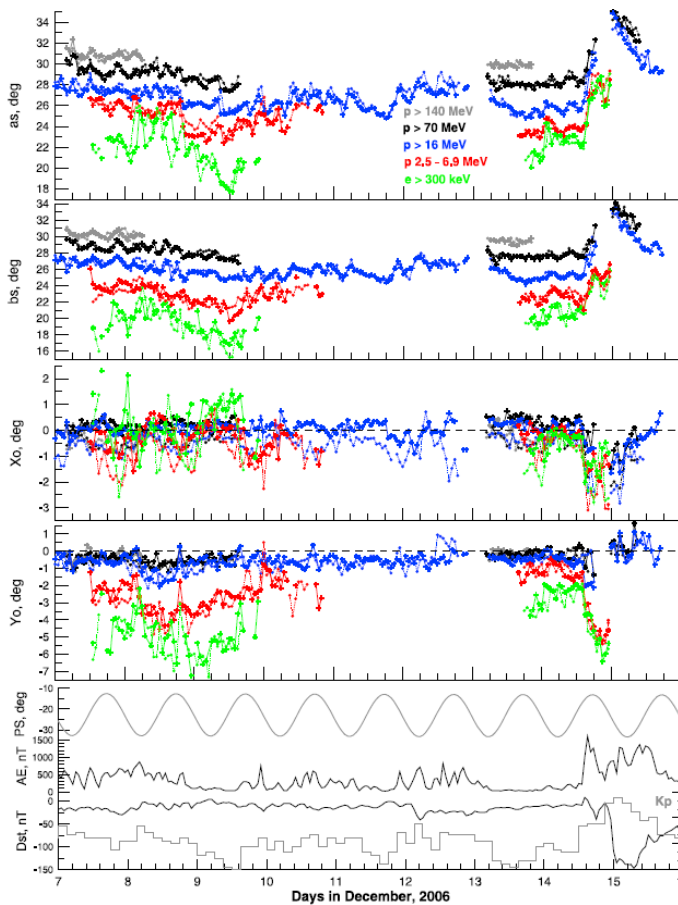


Рис. 3.2.10. Вариации эллиптических параметров аппроксимации границ обрезания в период с 7 по 16 декабря 2006 г. (сверху вниз): большая  $as$  и малая полуоси  $bs$ , координаты центра  $X_0$  и  $Y_0$ , угол наклона геодиполя  $PS$ , индексы геомагнитной активности АЕ,  $Dst$  и  $K_p$ . Параметры, полученные в северном и южном полушарии, изображены сплошными линиями с крестами и пунктирными линиями с кружками соответственно [A19].

Сдвиг воль линии утро-вечер ( $X_0$ ) варьирует около нуля с амплитудой  $\sim 1^\circ$ . В диапазоне НЕР значение  $X_0$  преимущественно положительное (отрицательное) в северном (южном) полушарии. По-видимому, амплитуда  $X_0$  для НЕР антикоррелирует с амплитудой угла наклона геодиполя  $PS$ . Амплитуда  $X_0$  увеличивается с ростом геомагнитной активности. В случае LEP и электронов

динамика  $X_0$  иная. В среднем  $X_0$  близко к нулю или положительно при слабой геомагнитной активности. Во время возмущенной геомагнитной активности  $X_0$  имеет тенденцию быть более негативным (смещение в сторону сумерек) в обоих полушариях.

Наиболее сильные вариации наблюдаются во время геомагнитной бури 14–15 декабря 2006 г. Все параметры демонстрируют существенный и быстрый рост во время главной фазы бури, продолжающейся от ~12:00 UT до ~24:00 UT 14 декабря. Амплитуда достигает ~10° для полуосей и ~3° и ~5° для  $X_0$  и  $Y_0$  соответственно. Затем 15 декабря показатели восстанавливаются, но уже в другом порядке. Полуоси медленно уменьшаются и следуют постепенному положительному изменению Dst на этапе восстановления бури. Координаты  $X_0$  и  $Y_0$  быстро восстанавливаются во время максимума бури в ~00:00 UT 15 декабря.

Комплексная динамика границ обрезания моделируется с помощью многопараметрической линейной регрессии. Выше было показано, что зависимость полуосей от жесткости сильно нелинейна. Чтобы устранить эту нелинейность, моделируются изменения полуосей  $\Delta as$  и  $\Delta bs$ :

$$\Delta as = as - as_q, \quad (3.15a)$$

$$\Delta bs = bs - bs_q. \quad (3.15b)$$

Эллиптические параметры  $P$  (т.е.  $\Delta as$ ,  $\Delta bs$ ,  $X_0$ ,  $Y_0$ , и  $\varphi$ ) аппроксимируются отдельно в северном и южном полушариях как линейная суперпозиция геомагнитных индексов ( $Dst$ ,  $Kp$ ,  $AE$ ) и угла наклона геодиполя  $PS$ :

$$P = P_0 + P_{Dst} \cdot Dst + P_{Kp} \cdot Kp + P_{AE} \cdot AE + P_{PS} \cdot PS \quad (3.16)$$

Здесь  $P_0$ ,  $P_{Dst}$ ,  $P_{Kp}$ ,  $P_{AE}$ ,  $P_{PS}$  – коэффициенты регрессии, индексы  $Dst$  и  $AE$  выражены в нТ, угол наклона диполя  $PS$  – в градусах. Для индекса  $Kp$  используется десятичное представление, т.е.  $Kp \cdot 10$ . Например,  $Kp = 1+$  обозначается как 13,33,  $Kp = 6-$  как 56,67 и т. д.

На первом этапе используется линейная регрессия для расчета коэффициентов  $P_0$ ,  $P_{Dst}$ ,  $P_{Kp}$ ,  $P_{AE}$ ,  $P_{PS}$  в каждом энергетическом диапазоне для протонов. Для каждого эллиптического параметра определялся набор значимых

параметров регрессии путем исключения того или иного индекса из уравнения (7) и проверки соответствующего изменения ошибки регрессии. Ошибка резко возрастает, когда из регрессии исключается значимый параметр. Таким образом были получены следующие наборы параметров, обеспечивающие приемлемую точность:  $(Dst, Kp)$  для  $\Delta as$ ,  $\Delta bs$  и  $X_o$ ;  $(Dst, Kp, PS)$  для  $Y_o$ . Азимутальный угол  $\varphi$  не обнаруживает значимой зависимости.

На втором этапе коэффициенты регрессии, полученные в различных энергетических диапазонах, используются для определения их зависимости от жесткости протонов. Коэффициенты регрессии  $P_{Dst}$  и  $P_{Kp}$ , рассчитанные для большой и малой полуосей при различных жесткостях протонов, показаны на рис. 3.2.11. Видно, что коэффициенты хорошо аппроксимируются логарифмической функцией жесткости:

$$P_i = A_i + B_i \log R \quad (3.17)$$

Соответствующие коэффициенты  $A_i$  и  $B_i$  представлены в таблице 3.2.3.

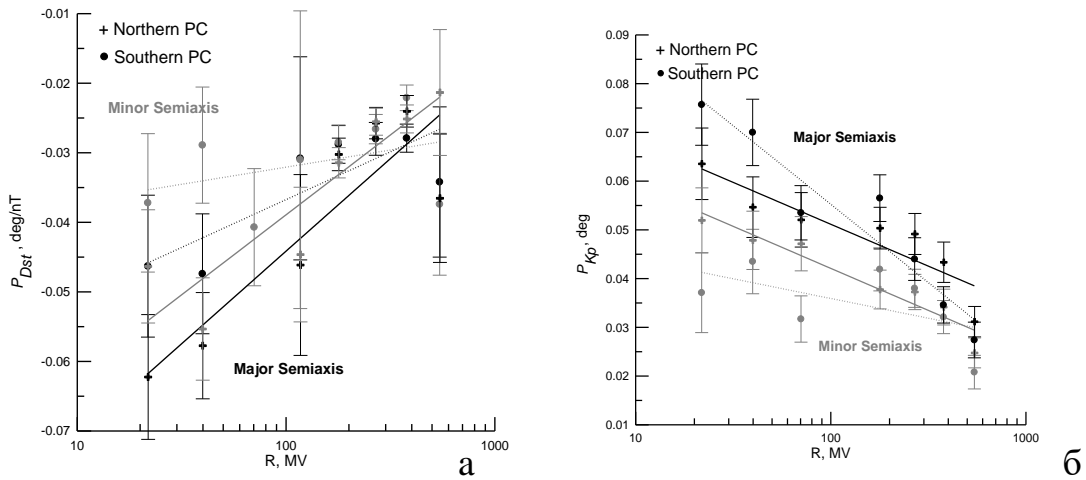


Рис. 3.2.11. Зависимость от жесткости коэффициентов регрессии (а)  $P_{Dst}$  и (б)  $P_{Kp}$ , полученных для большой (черные символы) и малой (серые символы) полуосей в северном (крестики) и южном (кружки) полушариях. Линейные аппроксимации для логарифма жесткости изображены черными (серыми) сплошными и пунктирными прямыми линиями для больших (малых) полуосей в северном и южном полушариях соответственно [A19].

Таблица 3.2.3. Коэффициенты эллиптической аппроксимации границ обрезания для протонов [A19].

Северная ПШ	$A_0$	$B_0$	$A_{Dst} \cdot 10^{-2}$	$B_{Dst} \cdot 10^{-2}$	$A_{Kp} \cdot 10^{-2}$	$B_{Kp} \cdot 10^{-3}$	$A_{PS} \cdot 10^{-2}$	$B_{PS} \cdot 10^{-2}$
$\Delta as$	-0.568	0.	-9.74	1.16	8.55	-7.46		
$\Delta bs$	-0.648	0.	-9.54	1.16	7.66	-7.49		
$X_0$	-0.29	0.13	3.68	-0.544	-2.94	3.40		
$Y_0$	-9.26	1.53	-5.43	.827	-6.60	10.5	-7.40	1.12
$\varphi$	-54.9	11.3						
Южная ПШ								
$\Delta as$	-0.740	0.	-6.40	0.597	11.5	-13.7		
$\Delta bs$	-0.400	0.	-5.14	0.445	5.21	-3.51		
$X_0$	-0.302	0.	5.53	-0.729	-4.11	5.51		
$Y_0$	-8.54	1.43	-3.93	.433	-7.89	11.7	-7.27	1.30
$\varphi$	-44.5	7.83						

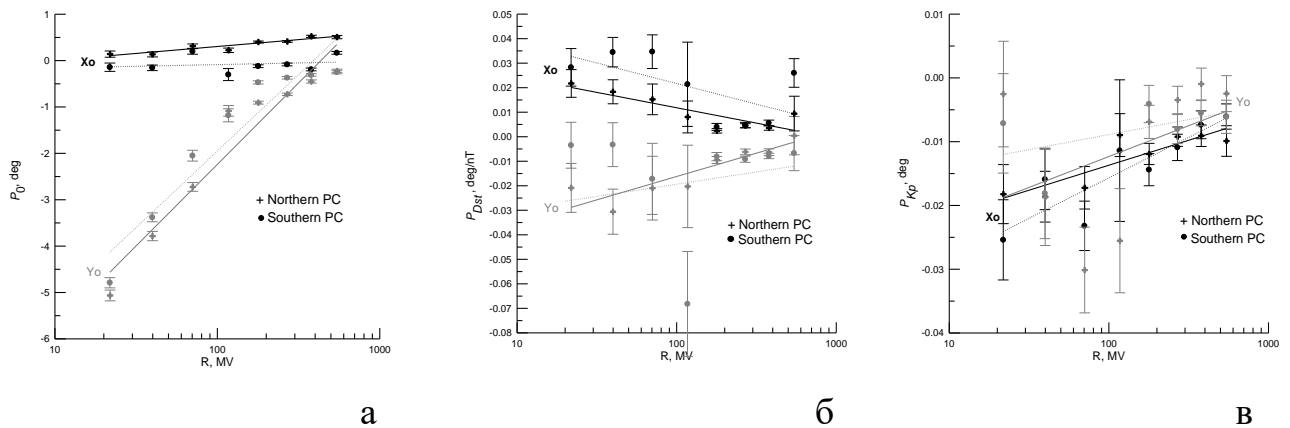


Рис. 3.2.12. Зависимость от жесткости коэффициентов регрессии (а)  $P_0$ , (б)  $P_{Dst}$  и (в)  $P_{Kp}$ , полученных для координат  $X_0$  (черные символы) и  $Y_0$  (серые символы) в северном (крестики) и южном (кружки) полушариях. Линейные аппроксимации для логарифма жесткости изображены черными (серыми) сплошными и пунктирными прямыми линиями для  $X_0$  ( $Y_0$ ) в северном и южном полушарии соответственно [A19].

На рис. 3.2.12 показана зависимость от жесткости коэффициентов регрессии  $P_0$ ,  $P_{Dst}$  и  $P_{Kp}$  для координат  $X_0$  и  $Y_0$  центра эллипса. Как было показано выше для спокойных условий, координата  $X_0$  мала и не зависит от жесткости, а  $Y_0$  отрицательна и растет с уменьшением жесткости. Эту зависимость можно



аппроксимировать линейной функцией логарифма жесткости (уравнение 8), как можно видеть на рис. 3.2.12а.

Абсолютное значение коэффициентов регрессии  $P_{Dst}$  и  $P_{Kp}$  для координат  $X_0$  и  $Y_0$  приближается к 0 с увеличением жесткости. Это хорошо согласуется с тем фактом, что проникновение высокоэнергичных СКЛ менее чувствительно к геомагнитным возмущениям. Повышенная геомагнитная активность характеризуется большими положительными  $Kp$  и отрицательными  $Dst$ . Следовательно, отрицательные значения  $P_{Kp}$  и положительные  $P_{Dst}$  для  $X_0$  означают смещение полярной шапки к вечеру ( $X_0 < 0$ ) с ростом геомагнитной активности.

Положение границ обрезания для протонов демонстрирует зависимость от угла наклона геодиполя PS. Эта зависимость для координаты  $X_0$  является относительно слабой и неоднозначной, как видно на рис. 3.2.10. Однако, линейная регрессия показывает существенное изменение  $Y_0$  с PS, как показано на рисунке 3.2.13. В диапазоне LEP амплитуда изменения оценивается в  $\sim 1^\circ$ . Амплитуда экспоненциально уменьшается с увеличением жесткости, так что изменение практически исчезает при  $>200$  MB.

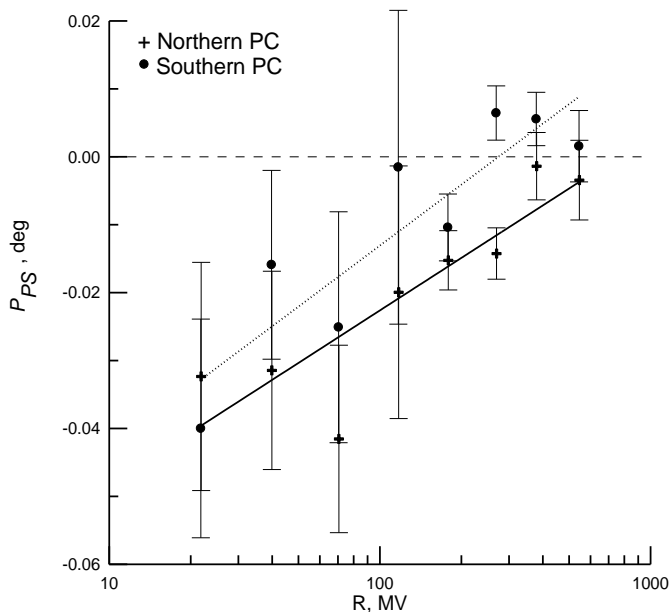


Рис. 3.2.13. Коэффициенты регрессии  $P_{PS}$ , полученные для координат  $Y_0$ , в зависимости от жесткости протонов в северном (крестики) и южном (кружки) полушариях. Аппроксимации изображены сплошными (пунктирными) прямыми линиями в северном (южном) полушарии [A19].

Отрицательные значения как коэффициента регрессии  $P_{PS}$ , так и угла наклона PS приводят к положительному (т.е. к солнцу) смещению границ обрезания в обоих полушариях, которое увеличивается с увеличением амплитуды угла наклона. Такое поведение нельзя объяснить простыми геометрическими эффектами, которые должны быть противоположны в разных полушариях. Возможно, это является проявлением эффекта равноденствия, который заключается в большей чувствительности магнитосферы к межпланетным возмущениям при меньших углах наклона PS [O'Brien, McPherron, 2002]. Следовательно, при увеличении угла наклона PS среднее смещение к хвосту будет меньшим.

Изменения азимутального угла  $\phi$  в зависимости от геомагнитной активности для различных жесткостей очень сложны и неравномерны. Поэтому азимутальные углы усреднялись для каждого диапазона жесткостей. На рисунке 3.2.14 видно, что среднее значение  $\phi$  увеличивается линейно с логарифмом жесткости: от  $\sim -20^\circ$  в диапазоне LEP до  $\sim 0^\circ$  в диапазоне НЕР. Возможно, этот результат указывает на тенденцию границ обрезания иметь отрицательные азимутальные углы во время геомагнитных возмущений, как показано на рисунке 3.2.10.

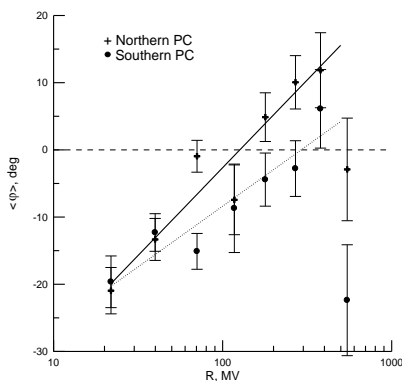


Рис. 3.2.14. Средний азимутальный угол в зависимости от жесткости протонов в северном (крестики) и южном (кружки) полушариях [A19].

В результате коэффициенты регрессии могут быть выражены как линейные функции логарифма жесткости протонов (уравнение 8), и, следовательно, общее выражение для параметров  $\Delta as$ ,  $\Delta bs$ ,  $X_0$ ,  $Y_0$ , и  $\phi$  можно записать в следующем виде:

$$P = A_0 + B_0 \log R + (A_{Dst} + B_{Dst} \log R) \cdot Dst + (A_{Kp} + B_{Kp} \log R) \cdot Kp + (A_{PS} + B_{PS} \log R) \cdot PS \quad (3.18)$$

Заметим, что значимой зависимости от индекса АЕ обнаружено не было. Наилучшие значения коэффициентов  $A_i$  и  $B_i$  представлены в таблице 3.2.3. Таким образом, построена динамическая модель границ обрезания протонов в диапазоне энергий от 240 кэВ до >140 МэВ. Инвариантная коширота обрезания  $\Lambda$  в данное местное время  $rMLT$  рассчитывается как точка на эллиптической границе, которая определяется жесткостью  $R$  и геомагнитными параметрами  $Dst$ ,  $Kp$  и  $PS$ . Выражения для расчета  $\Lambda$  следующие:

$$\Lambda = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.19a)$$

$$x = X_0 + a \cos rMLT \cos \varphi - b \sin rMLT \sin \varphi \quad (3.19b)$$

$$y = Y_0 + a \cos rMLT \sin \varphi + b \sin rMLT \cos \varphi \quad (3.19c)$$

Значения  $as$ ,  $bs$ ,  $X_0$ ,  $Y_0$ , и  $\varphi$  определяются из уравнений (3.14), (3.15) и (3.18) с коэффициентами, представленными в таблицах 3.2.2 и 3.2.3.

Сравнение предсказаний модели с инвариантными коширотами, определенными для протонов, представлено на рисунке 3.2.15а. Общая статистика, собранная во всех энергетических диапазонах, состоит из 4768 и 4728 точек в северном и южном полушарии соответственно. Точность модели представлена среднеквадратическим отклонением (СКО) и средней относительной ошибкой (MRE):

$$MRE = \frac{100\%}{N} \sum \frac{|\Lambda_{mod} - \Lambda_{obs}|}{\Lambda_{obs}} \quad (3.20)$$

где  $\Lambda_{mod}$  and  $\Lambda_{obs}$  обозначают соответственно смоделированные и наблюдаемые (т.е. определенные) широты, а  $N$  – количество наблюдений. Для модели получается СКО (MRE)  $1.3^\circ$  (4.2%) и  $1.4^\circ$  (4.1%) соответственно в северном и южном полушарии.

В случае электронов СКЛ модель строится аналогичным образом, как и для протонов только для электронов с энергией >300 кэВ. Потоки электронов с более

низкими энергиями сильно перемешаны с интенсивными авроральными высыпаниями, так что определение широты обрезания во многих случаях было затруднено. Очень интенсивная авроральная активность иногда сопровождается высыпанием электронов  $>300$  кэВ в высоких широтах. Эти случаи были устранены из рассмотрения.

Эллиптические параметры границ обрезания  $as$ ,  $bs$ ,  $X_0$ ,  $Y_0$ , and  $\varphi$  рассматриваются как линейная функция геомагнитных индексов (см. уравнение (7)) отдельно в северном и южном полушарии. Для каждого параметра рассчитываются коэффициенты регрессии. Подобно протонам, выбирается значимый набор параметров регрессии. В результате строится модель широт обрезания для электронов  $>300$  кэВ, которая описывается уравнениями (7) и (10) с коэффициентами, представленными в таблице 3.2.4.

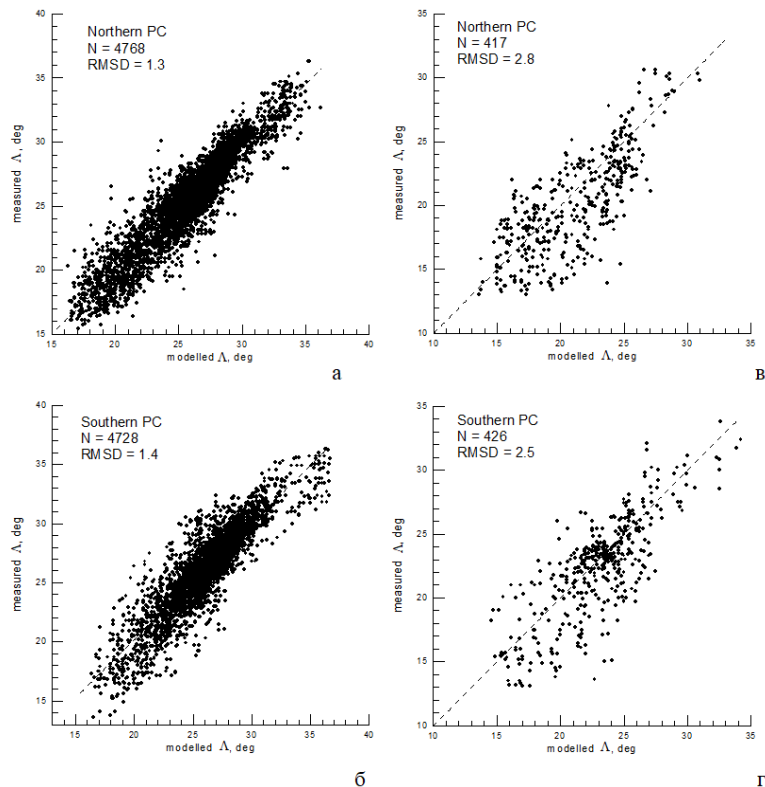


Рис. 3.2.15. Сравнение широт обрезания с модельными для протонов (а и б) и электронов (в и г) соответственно в северном (а и в) и южном (б и г) полушариях [A19].

Таблица 3.2.4. Коэффициенты эллиптической аппроксимации границ обрезания для электронов [A19].

<i>Северная ПШ</i>	$P_0$	$P_{Dsr} \cdot 10^{-2}$	$P_{Kp} \cdot 10^{-2}$	$P_{PS} \cdot 10^{-2}$	$P_{AE} \cdot 10^{-4}$
<i>as</i>	18.9	-4.3	9.86		
<i>bs</i>	17.1	-4.97	8.42		
<i>Xo</i>	0.758	.482	-2.58		
<i>Yo</i>	-5.47			-4.68	4.67
$\varphi$	17.6	-67.		178.	
<i>Южная ПШ</i>					
<i>as</i>	18.5	-2.83	12.1		
<i>bs</i>	17.0	-1.89	8.87		
<i>Xo</i>	0.506	2.73	-2.55		
<i>Yo</i>	-5.6			-4.02	3.59
$\varphi$	-31.2	22.5		-78.8	

На рис. 3.2.15 представлено сравнение модели с наблюдениями для электронов. Модельные RMSD (MRE) получаются равными  $2,8^\circ$  (12%) и  $2,5^\circ$  (9,4%) соответственно в северном и южном полушарии. Точность модели умеренная вследствие скромной статистики  $\sim 400$  измерений (см. таб. 1). Следовательно, динамика границы обрезания для электронов, особенно асимметрия день-ночь и вращение границы, требует дальнейших исследований на основе расширенной статистики.

### ***Применение для эффекта поглощения в полярной шапке***

Взаимодействие СКЛ с верхней атмосферой вызывает высокую ионизацию в полярной шапке [Hajj et al., 2000]. Этот эффект наблюдается в профилях электронного содержания (ЕС), полученных на основе радиозатменных измерений FORMOSAT-3/COSMIC [A18]. Во время событий СКЛ в декабре 2006 г. наблюдается существенное усиление ЕС на высотах ниже 100 км. На рис. 3.2.16 показаны высотные профили ЕС, полученные в местную ночь в северной полярной шапке (широты  $>70^\circ$ ) 8 декабря 2006 г., когда наблюдались очень интенсивные потоки электронов СКЛ и низкоэнергетических протонов (см. рис. 3.2.2). Видно, что связанный с СКЛ максимум ЕС на высотах  $\sim 80$  км сопоставим и даже превышает максимум ночного F-слоя в 11:39 UT. Очень высокая

ионизация нижней ионосферы на высотах <100 км (слои D и E) нарушает прохождение радиосигналов через ионосферу.

Для анализа дополнительной ионизации нижней ионосферы, вызванной СКЛ, требуется устранить экспоненциальный вертикальный тренд ЕС. Для этого из наблюдаемых вертикальных профилей ЕС на высоте <200 км был вычтен вертикальный профиль для спокойного дня, полученный в 12UT 4 декабря. Временная динамика разностного профиля представлена на рис. 3.2.17. Первое крупное усиление ЕС с амплитудой  $6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  происходит 7-8 декабря на высотах от 80 км до 100 км. Наиболее заметное усиление ЕС обнаружено 14-15 декабря. Начало этого события с ЕС  $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , наблюдаемое с 06 UT до 12 UT 14 декабря на высотах от 75 до 100 км, соответствует возрастанию СКЛ, связанному с межпланетной ударной волной. Затем в 14 UT начинается сильная геомагнитная буря и ЕС быстро возрастает до значений  $10^5 \text{ см}^{-3}$  и остается очень высоким на высоте более 70 км до окончания геомагнитной бури 16 декабря.

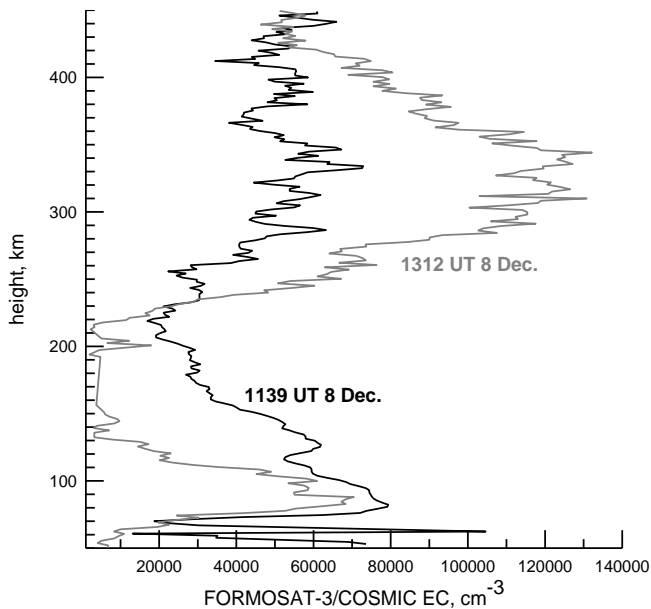


Рис. 3.2.16. Высотные профили ионосферного электронного содержания (ЕС), полученные по радиозатменным измерениям FORMOSAT-3/COSMIC в северной полярной шапке 8 декабря 2006 г. Связанный с СКЛ максимум ионизации на высотах  $\sim 80$  км сравним и даже превышает максимум ночного F-слоя на высоте  $\sim 300$  км [A19].

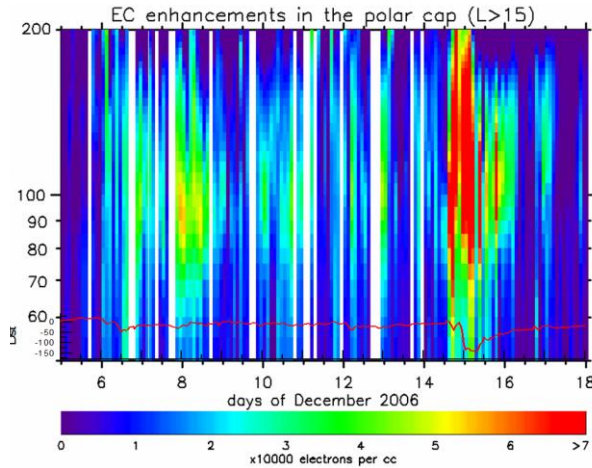


Рис. 3.2.17. Высотные профили ЕС, восстановленные по зондированию северной полярной шапки COSMIC/FORMOSAT-3 в декабре 2006 г. *Dst*-вариация показана красной кривой на нижней панели. [A18]

Эффект нарушения распространения радиоволн на высоких широтах наблюдались с помощью сети канадских цифровых ионозондов (CADI): Eureka, Resolute Bay, и Rankin [Jayachandran *et al.*, 2009]. Координаты этих станций указаны в Таблице 3.2.5. Ионозонды работают по принципу отражения радиосигнала от ионосферы и записывают ионограммы с частотой развертки (1–20 МГц) каждую минуту. Отражение происходит, когда частота переданного сигнала равна локальной плазменной частоте ионосферы (условие нулевого показателя преломления). Если в области D и слое E нижней ионосферы имеется значительная ионизация, вызванная проникновением энергичных частиц, сигнал, отраженный на высотах <100 км может быть не зарегистрирован ионозондом. Этот эффект называется поглощением в полярной шапке (ППШ). ППШ является характерным следствием событий СКЛ [Rodger *et al.*, 2006].

Таблица 3.2.5. Выбранные станции из сети CADI [A19]

Код	Станция	lat	lon	mLat	mLon	$\Lambda_0$
EUR	Eureka	80.0	274.0	86.70	237.2	5.35
R_B	Resolute Bay	74.8	265.0	83.15	290.5	7.21
RAN	Rankin	62.8	267.9	72.84	324.0	17.64

На рис. 3.2.16 показан пример суточной вариации отраженного радиосигнала на частоте 4.2 МГц для станций Eureka и Rankin 12 декабря 2006 г. Видно, что между 01:00 и 06:00 UT и между 07:00 и 14:00 UT ионозонд на станции Eureka, находящейся в полярной шапке, не видит отраженные радиосигналы, т.е.

имеет место событие ППШ. В то же самое время ионозонд на станции Rankin, расположенной на более низкой широте, не обнаруживает отсутствия отраженных радиосигналов. Следовательно, между 01:00 и 06:00 UT и между 07:00 и 14:00 UT 12 декабря широтная протяженность ППШ ограничена где-то между  $\Lambda=17,64^\circ$  станции Rankin и  $\Lambda=5,35^\circ$  станции Eureka.

Используя ионограммы в период с 6 по 16 декабря 2006 г., была собрана статистика эффекта ППШ, наблюдаемого на трех станциях цепочки CADI за каждый час. Часовые интервалы наблюдений ППШ на разных станциях представлены на рис. 3.2.19. Штриховые горизонтальные линии на рисунке обозначают отсутствие отраженных сигналов (т.е. наличие ППШ). Видно, что интервалы ППШ, наблюдаемые на высокоширотных станциях Eureka и Resolute Bay, довольно схожи. На станции Rankin, расположенной на более низкой широте, число интервалов ППШ меньше. Эту разницу можно объяснить более слабой ионизацией СКЛ, поскольку границы обрезания более интенсивных потоков СКЛ меньших энергий расположены на более высоких широтах (меньших  $\Lambda$ ), между Rankin и Resolute Bay.

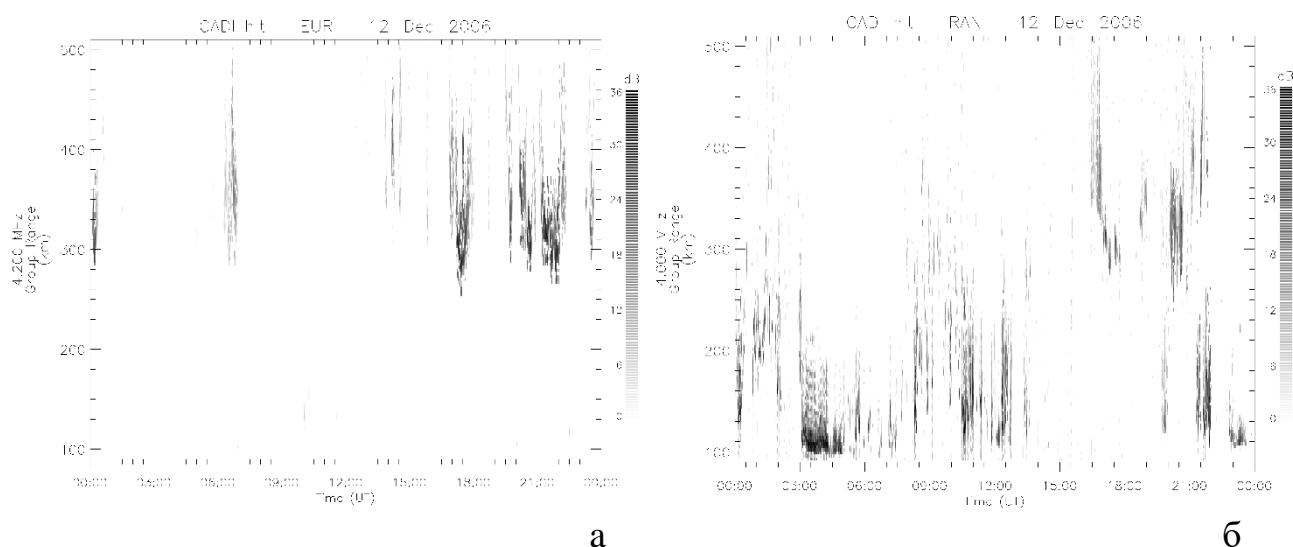


Рис. 3.2.18. Динамика радиосигнала, принимаемого ионозондом на частоте 4.2 МГц, наблюдаемая на станциях Eureka (а) и Rankin (б) 12 декабря 2006 г. Эффект поглощения в полярной шапке (ППШ) наблюдается на Eureka в 01:00 – 06:00 UT и 07:00 – 14:00 UT, при очень сильном ослаблении радиосигнала отраженного на высотах более 100 км [A19].



Эллиптическая модель границ обрезания СКЛ может быть использована, чтобы определить, какие частицы в наибольшей степени ответственны за наблюдаемые эффекты ППШ. Для этого совместно рассматриваются наблюдаемые вариации интенсивности СКЛ различных энергий и модельные вариации широт обрезания для этих частиц для MLT каждой из трех станций CADI.

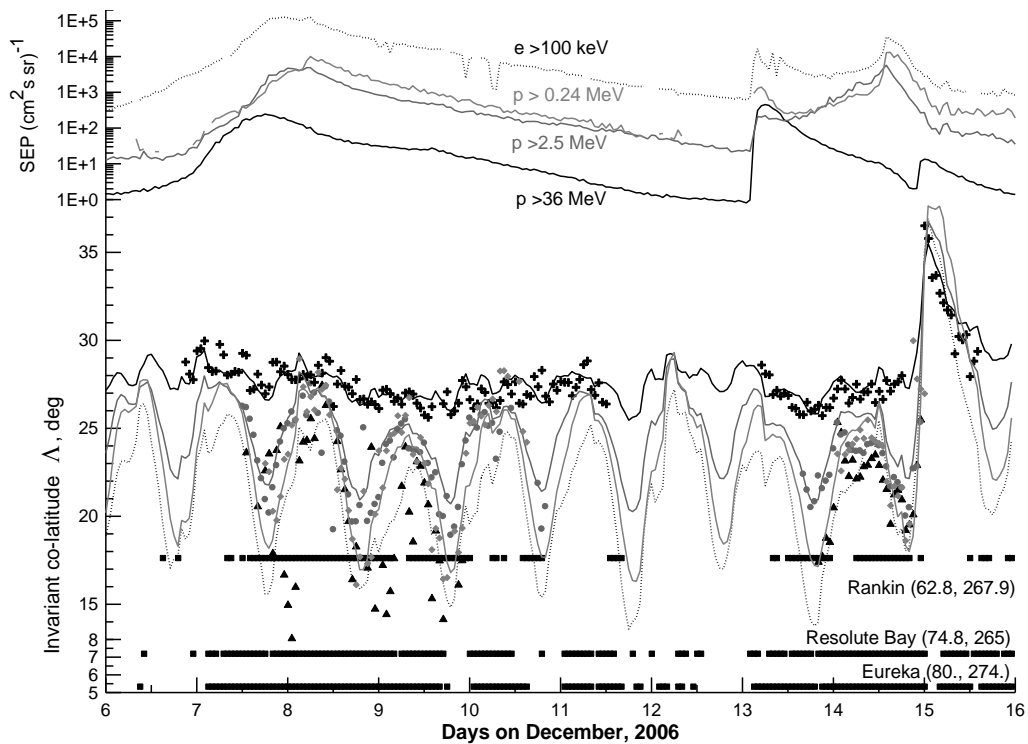


Рис. 3.2.19. Поток СКЛ и эффекты ППШ, наблюдавшиеся в декабре 2006 г.: (верхняя панель) потоки электронов  $>300$  кэВ (черная пунктирная кривая) и протонов с энергиями  $>240$  кэВ (светло-серая кривая),  $>2,5$  МэВ (серая кривая) и  $>36$  МэВ (черная сплошная кривая); (нижняя панель) ППШ, наблюдаемый на станциях Rankin, Resolute Bay и Eureka сети CADI (черные квадраты), и модельные инвариантные кошироты обрезания на MLT Rankin для электронов  $>300$  кэВ (черная пунктирная кривая и треугольники) и протонов с энергиями  $>240$  кэВ (светло-серая кривая и ромбы),  $>2,5$  МэВ (серая кривая и кружки) и  $>36$  МэВ (черная кривая и крестики) [A19].

Как видно на рис. 3.2.19 широта обрезания для протонов LEP и электронов сильно варьируется в зависимости от MLT, так что в местный полдень для станции Rankin (~19UT) частицы обрезаются выше широты станции. Обрезание для протонов с более высокими энергиями практически всегда расположено на меньших широтах. При моделировании предполагается, что ППШ на данной станции создается частицами определенного диапазона энергий, когда широта обрезания для этих частиц  $\lambda$  ниже геомагнитной широты станции  $\lambda_o$  и поток частиц  $F$  превышает определенный порог  $F_{th}$ . Варьируя энергетический диапазон и пороги, можно получить различные результаты модели для ППШ, наблюдаемых на ионозондах Eureka, Resolute Bay, и Rankin.

Для оценки точности модели используются такие стандартные статистические параметры, как вероятность корректных предсказаний PCP и коэффициент переоценки/недооценки OUR (см. уравнения 1.31 и 1.35). Соответствующая логическая таблица представлена в таб. 3.2.6.

Таблица 3.2.6. Статистическая таблица для ППШ [A19]

Модель/Наблюдение	Есть ППШ	Нет ППШ
$\lambda \leq \lambda_o \ \& \ F \geq F_{th}$	НТ	ФА
$\lambda > \lambda_o \ \& \ F < F_{th}$	МТ	CR

Среди протонов наилучшее согласие модели обнаружено для канала 2,5 – 6,9 МэВ с пороговой интенсивностью  $\sim 100 \text{ (см}^2 \text{ с ср)}^{-1}$ . Соответствующие статистические величины составили PCP=0.75 и OUR=0.04. Этот результат подтверждает предыдущие результаты [Clilverd et al., 2007], где показано, что эффект ППШ в ночное время скорее связан с протонами >5 МэВ, чем с протонами более высоких энергий. Электроны с >300 кэВ не обеспечивают точного предсказания ППШ из-за многочисленных случаев слишком низких ко-широт обрезания, наблюдаемых и смоделированных для электронов во время ППШ на Rankin.

Если рассмотреть суммарный эффект от протонов  $>2,5$  МэВ и электронов  $>100$  кэВ, необходимо учесть два требования. Первое из них заключается в том, что минимальная инвариантная ко-широта обрезания, смоделированная для электронов и протонов, должна быть больше, чем ко-широта станции. Второе требование состоит в том, чтобы потоки как электронов, так и протонов превышали определенные пороги для соответствующих частиц. Варьируя пороговые потоки, можно найти, что наилучшая способность модели для предсказания ППШ на всех трех станциях с самым высоким  $PCP=0.77$  и  $OUR=0$  достигается при суммарном эффекте протонов  $>2,5$  МэВ и электронов  $>100$  кэВ с пороговыми потоками  $100$   $(\text{см}^2 \text{ с ср})^{-1}$  и  $2900$   $(\text{см}^2 \text{ с ср})^{-1}$  соответственно.

На рисунке 3.2.20 показаны минимальные доступные высоты, рассчитанные для электронов и протонов СКЛ различных энергий. В расчете используется модель ионизационных потерь заряженных частиц в стандартной атмосфере (модель MSIS) на высоких широтах [A18]. Видно, что электроны  $>100$  кэВ и протоны  $>2,5$  МэВ останавливаются и теряют большую часть энергии на ионизацию атмосферы на высотах  $75 \sim 85$  км, производя ионизацию D-слоя ионосферы. Это хорошо согласуется с прямыми наблюдениями максимумов ионизации на высотах  $80-100$  км, представленных на рис. 3.2.16 и 3.2.17. Таким образом, полученный результат является независимым подтверждением того, что электроны  $>100$  кэВ и протоны  $>2,5$  МэВ вызывают ППШ в ночной полярной шапке.

Проверка модели проникновения СКЛ в магнитосферу была независимо проведена во время события СКЛ и магнитной бури 17-18 августа 2001 г. [A30]. На рис. 3.2.21 видно, что предсказания модели для дрейфовых оболочек проникновения  $>10$  МэВ протонов СКЛ неплохо согласуется с наблюдениями на низковысотном КА КОРОНАС-Ф. Хорошо видно большое различие в широтах проникновения на дневной и ночной стороне вследствие эффекта асимметрии день-ночь.

Анализ точности модели на большой статистике событий СКЛ в 23 солнечном цикле показал, что она определяет креницы проникновения энергичных протонов с наилучшей точностью [Heino and Partamies].

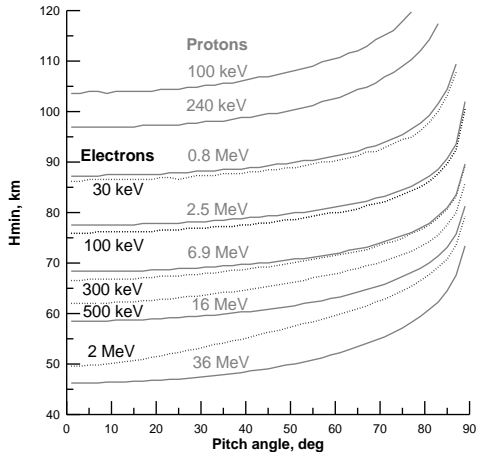


Рис. 3.2.20. Минимально доступные высоты для электронов и протонов СКЛ различных энергий в зависимости от питч-угла падения [A19].

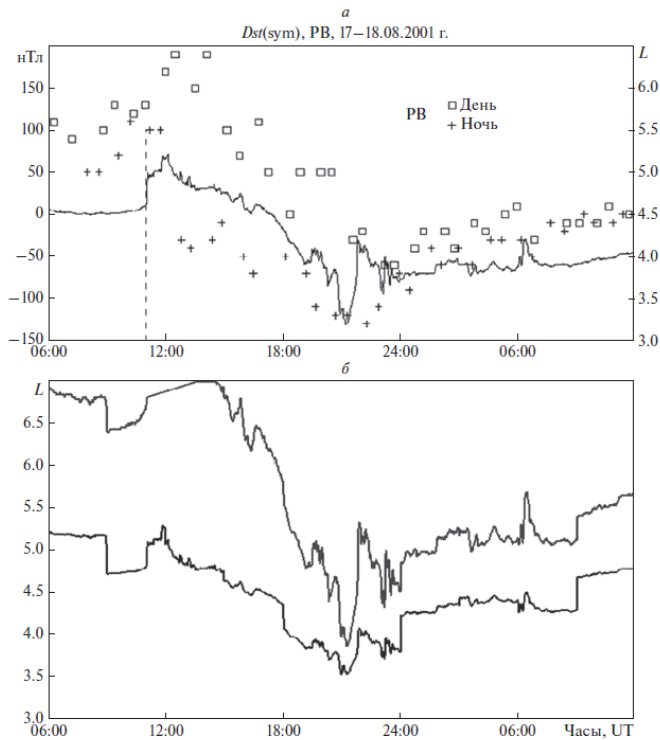


Рис. 3.2.21. Временной ход  $Dst$ -индекса 17–18.08.2001 и положение границы проникновения протонов  $>10$  МэВ по данным спутника КОРОНАС-Ф на ночной (крестики) и дневной (квадраты) стороне Земли (а). Расчет границы проникновения по эллиптической модели [Dmitriev et al., 2010] в области местного полудня (верхняя кривая) и полуночи (нижняя кривая) (б) [A30].

### 3.3 Выводы к третьей главе

В качестве прикладных аспектов динамики магнитопаузы во время магнитных бурь было рассмотрено влияние размеров и формы магнитопаузы на потоки релятивистских электронов на геостационарной орбите, а также на проникновение СКЛ в полярную шапку.

Потоки релятивистских электронов на геостационарной орбите были проанализированы с учетом геометрии и размеров магнитопаузы во время геомагнитных бурь. Уменьшение размеров дневной магнитосферы при взаимодействии с отрицательной ММП Vz компонентой приводит к приближению границы стабильного захвата заряженных частиц к Земле и, как результат, энергичные электроны могут убегать из внешнего РПЗ через магнитопаузу.

На основе данных о релятивистских электронах ( $>2$  МэВ), полученных с геостационарных КА GOES в 1997-2000гг., построена эмпирическая модель возрастных их потоков, которая в качестве параметров использует индексы геомагнитной активности  $K_p$ ,  $PC$  и минимальный размер магнитопаузы на флангах  $R_f$ . Из модели вытекает, что потоки электронов хорошо коррелируют с  $R_f$ : с уменьшением фланговых размеров магнитосферы во время магнитных бурь потоки релятивистских электронов быстро (в течение 14 часов) уменьшаются, что является прямым следствием убегания энергичных частиц через магнитопаузу, особенно на утреннем секторе, через который электроны дрейфуют из ночной магнитосферы на дневную ее часть.

Проникновение СКЛ в магнитосферу через область полярных шапок моделировалось по данным пяти низковысотных полярных спутников POES. Большое количество спутников позволило применить эллиптическую аппроксимацию границы проникновения энергичных протонов и электронов различных энергий на высоких широтах. Эллиптическая граница учитывает асимметрию магнитосферы день – ночь, а также утро – вечер, развивающуюся во время магнитных бурь.

Для частиц данной жесткости модель определяет инвариантную широту их проникновения в зависимости от магнитного местного времени MLT, индексов геомагнитной активности  $Dst$  и  $Kp$ , а также угла наклона геодиполя.

Во время главной фазы магнитных бурь при больших  $Kp$  модель предсказывает уменьшение широты границы проникновения и ее сильную асимметрию со сдвигом к вечернему сектору в соответствии с эффектом асимметрии магнитопаузы. Показано, что учет асимметрии позволяет существенно улучшить точность определения границы проникновения СКЛ и их ионизационных эффектов в атмосфере и ионосфере на средних и высоких широтах.

Сравнение эллиптической модели с другими моделями, проведенное независимыми авторами для различных событий СКЛ, показал ее очень высокую точность, которая в большинстве случаев превосходит остальные модели.

## Глава 4.

# Изменения баланса давлений в дневном магнитослое и на магнитопаузе при невозмущенных межпланетных условиях

*При подготовке данного раздела диссертации использованы следующие публикации, выполненные автором в соавторстве, в которых, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования: A20, A23, A26, A27, A29, A32 (в списке публикаций по теме диссертации).*

### 4.1. Обзор литературы

Общепризнанно, что глобальное увеличение размеров магнитосферы связано с понижением давления  $P_{sw}$  в разреженных потоках солнечного ветра [Richardson *et al.*, 2000; Terasawa *et al.*, 2000; Lockwood, 2001]. Этот фундаментальный режим взаимодействия может быть квазистационарным, когда межпланетные условия остаются практически постоянными в течение длительного времени (десятки минут). С другой стороны существуют указания, что расширение магнитопаузы также может быть связано с квазирадиальной ориентацией ММП, когда вектор ММП почти параллелен скорости солнечного ветра [Fairfield *et al.*, 1990]. При таких условиях возмущения давления/плотности, возникающие в подсолнечном форшоке, коррелируют с дневными вариациями магнитосферного магнитного поля. Другими словами, колебания давления в форшоке конвектируют через подсолнечную ГУВ в магнитослой и сталкиваются с подсолнечной магнитосферой. Дальнейшие исследования показали, что этот

режим взаимодействия часто является нестационарным, что приводит к множественным пересечениям магнитопаузы с периодом порядка нескольких минут [Fairfield et al., 1990; Sibeck, 1995; Russell et al., 1997, Němeček et al., 1998].

Расположение форшока определяется углом  $\theta_{\text{Вп}}$  между ММП и локальной нормалью к ГУВ. В подсолнечной области этот угол совпадает с конуглом между вектором ММП и линией Земля-Солнце. При малых конуглах ( $<30^\circ$ ) дневная ГУВ становится квазипараллельной, и форшок формируется непосредственно на подсолнечном секторе ГУВ. Такой форшок демонстрирует сильную волновую активность, которая переносится с солнечным ветром в турбулентный магнитослой, что сильно контрастирует с гораздо более спокойным режимом при больших конуглах [Wilkinson, 2003].

В [Fairfield et al., 1990] было показано, что плотность плазмы и динамическое давление солнечного ветра уменьшаются внутри области форшока, что может привести к уменьшению давления в подсолнечном магнитослое. Таким образом ориентация ММП может контролировать давление, оказываемое на дневную магнитосферу. Согласно этой гипотезе, при радиальном (поперечном) ММП давление магнитослоя, приложенное к магнитопаузе, должно быть ниже (выше). Для проверки этой гипотезы требуется более тщательное изучение положения магнитопаузы в зависимости от конугла ММП.

Многочисленные комплексные исследования воздействия форшока на магнитослой, магнитопаузу и магнитосферу показали, что дневная магнитопауза действительно перемещается в ответ на изменение конугла ММП [Sibeck et al., 1989; Sibeck, 1992; 1995; Sibeck and Gosling, 1996; Russell et al., 1997; Němeček et al., 1998; Zastenker et al., 1999, 2002; Shevyrev and Zastenker, 2005; Shevyrev et al., 2007]. Наибольшие перемещения наблюдаются в области за форшоком, где амплитуда варьируется от 0,2 до 0,8 RE [Russell et al., 1997]. В других работах [Laakso et al. 1998; Merka et al. 2003] сообщалось об амплитудах до  $\sim 2 R_3$  для квазирадальных ориентаций ММП. На основе косвенных оценок была предложена пулеобразная форма расширенной магнитопаузы с поджатыми флангами [Merka et al., 2003]. Авторы предположили, что необычное движение



магнитопаузы связано с уменьшением давления подсолнечного магнитослоя за квазипараллельной ГУВ. Это предположение соответствовало прежним идеям [Fairfield et al., 1990]. Однако прямых измерений условий в магнитослое и формы магнитопаузы, которые могли бы подтвердить или опровергнуть это предположение, не было.

Анализ большой статистики отклонения магнитопаузы от модельных расчетов показал ее глобальное расширение со средним положительным значением  $\Delta R \sim 1 - 1,7 R_3$  при конуглах ММП  $< 30^\circ$  (Dušík et al., 2010). Однако полученное значение  $\Delta R$  имеет широкий разброс от  $-2 R_3$  до  $4 R_3$ . Не смотря на большое число свидетельств того, что конугол ММП является очень важным фактором динамики магнитопаузы, прямой связи между ним и расстоянием до магнитопаузы экспериментально обнаружено не было. Глобальное МГД-моделирование предсказывает незначительное расширение магнитопаузы ( $\sim 1 R_3$ ) и дает максимум 24% уменьшения давления в магнитослое при квазирадиальном ММП вследствие слабого усиления магнитного поля в дневном магнитослое [Samsonov et al., 2012; Tang et al., 2013].

Полученные результаты указывают на понижение полного давления внутри магнитослоя во время квазирадиального ММП. Однако динамика магнитопаузы и свойства прилегающего магнитослоя для квазирадиального ММП оставались практически неизученными экспериментально. Это было связано прежде всего со следующими факторами: надежностью идентификации квазирадиального ММП, определением условий в магнитослое и определением положения магнитопаузы. А именно, идентификация квазирадиальной ориентации ММП по измерениям на одном околоземном КА достаточно проблематична. Если при расширении магнитопаузы высокоапогейный КА попадает в магнитосферу, что делает невозможным определение условий в магнитослое и надежную идентификацию квазирадиального ММП. Для этого КА должен находиться либо в магнитослое, либо в межпланетной среде вблизи ГУВ. В первом случае остается неизвестным положение магнитопаузы. Во втором – неизвестны и условия в магнитослое. Поэтому возникает необходимость использовать межпланетный монитор,

расположенный на большом удалении от Земли. Но в этом случае возникает проблема определения времени распространения структур квазирадиального ММП, которые обычно характеризуются сильно наклоненными фронтами.

Пример сильного разброса времен задержки прихода солнечного ветра с квазирадиальным ММП к Земле от разных межпланетных мониторов рассматривался на примере, представленном на рис. 1.3.4. На рис. 4.1.1. показан пример наклоненного фронта структуры с квазирадиальным ММП, которая наблюдалась межпланетными мониторами Wind, ACE вблизи точки либрации L1 [A29]. Признаком прихода структуры было наличие высокоэнергичных ионов в спектре плазмы магнитослоя, которое наблюдалось на КА THEMIS-B (см. рис. 1.3.4). Было обнаружено сильное различие временных задержек для КА Wind (83 мин) и для КА ACE (27 мин), тогда как время прямого распространения составляет 60 и 56 мин, соответственно. Такое сильное различие вызвано смещением межпланетных мониторов от линии Земля–Солнце ( $\pm 40 R_3$ ).

Другим существенным препятствием в исследованиях режима квазирадиального ММП были сильные флуктуации плотности солнечного ветра внутри форшока, которые приводят к большим амплитудам отклонения магнитопаузы от модельных значений. Кинетические процессы внутри форшока существенно изменяют параметры солнечного ветра, так что плотность ионов колеблется, резко увеличиваясь или уменьшаясь, в то время как скорость может лишь спорадически уменьшаться [Fairfield et al., 1990].

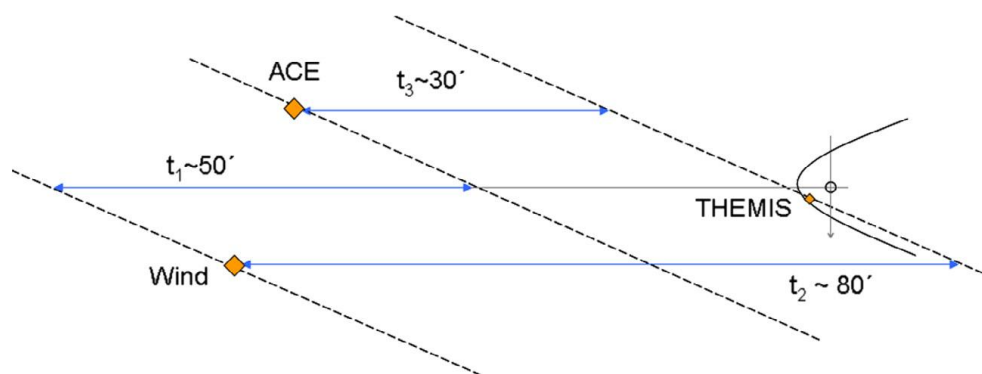


Рис. 4.1.1. Схематичная иллюстрация межпланетного фронта структуры квазирадialьного ММП (пунктирные линии), наблюдаемого на мониторах Wind и ACE вблизи точки либрации L1 и на КА THEMIS-B вблизи Земли. Фронт распространялся радиально и наблюдался спутниками с разной временной задержкой, как обозначено синими сегментами [A29].

Экспериментально было обнаружено, что часть транзientных локальных деформаций магнитосферы связана с импульсами динамического давления, генерируемыми кинетическими процессами внутри форшока [Sibeck & Korotova, 1996]. Наблюдения и моделирование показали, что взаимодействие межпланетных разрывов с форшоком и квазипараллельной ГУВ приводит к различным типам транзientных явлений, которые характеризуются резкими вариациями динамического давления в форшоке [Thomas & Brecht, 1988; Sibeck et al., 2003; Omididi et al., 2010; Zhang et al., 2013]. Таким образом, импульсы давления, связанные с возрастаниями плотности плазмы в форшоке, могут контролироваться изменениями ориентации ММП.

Детальные исследования локализованных деформаций дневной магнитопаузы с пространственными масштабами порядка радиуса Земли показали, что они могут быть вызваны такими явлениями, как перенос токовых трубок (*flux transfer events*, FTE), волны Кельвина-Гельмгольца, аномалии горячего потока (*hot flow anomalies*, HFA), форшоковые полости и кратковременные импульсы плотности (*transient density events*, TDE). Эти различные явления имеют сходные черты, что затрудняет определение причин наблюдаемых возмущений в магнитосфере.

События переноса токовых трубок FTE генерируются в условиях южного ММП при взаимодействии геомагнитного поля с магнитным полем магнитослоя противоположной полярности. Основной общей чертой FTE событий является характерный биполярный сигнал в компоненте магнитного поля  $B_n$ , нормальной к номинальной магнитопаузе [Elphic, 1995]. Биполярные сигналы в  $B_n$  имеют противоположную полярность по разные стороны от плоскости эклиптики [Berchem and Russell, 1984; Kawano et al., 1992]. Магнитные эффекты FTE намного сильнее, чем вариации, которые может вызвать давление магнитослоя. Характерные пространственный и временной масштабы FTE составляют  $\sim 1 R_3$  и  $\sim 5$  мин, соответственно. Эти события имеют большую широтную протяженность, так что один и тот же FTE можно наблюдать одновременно в северном и южном полушариях [Elphic and Southwood, 1987]. Пространственная структура FTE состоит из спиральных магнитных полей, которые встроены в токовый слой со смешанной плазмой магнитослоя и магнитосферы [Hasegawa et al., 2006; Sibeck et al., 2008].

Сильные деформации дневной магнитопаузы вблизи флангов связаны с неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца, которая приводит к возникновению волн большой амплитуды на магнитопаузе [Fairfield et al., 2000]. Волны Кельвина-Гельмгольца были также обнаружены в послеполуденном секторе, где они перемежались с магнитными островами FTE [Eriksson et al., 2009].

Аномалии горячего потока HFA наблюдаются непосредственно перед ГУВ и имеют пространственный масштаб от  $\sim 1$  до  $3 R_3$ . Они характеризуются сильно нагретой плазмой солнечного ветра низкой плотности с ослабленным магнитным полем и значительным отклонением потока, окруженным областями с повышенной плотностью плазмы и напряженности магнитного поля [Thomsen et al., 1986; Sibeck et al., 2003]. Генерация HFA происходит в области форшока при взаимодействии межпланетного тангенциального разрыва с квазипараллельной частью головной ударной волны [Lin, 2002; Omidi and Sibeck, 2007; Facskó et al., 2009]. Сигнатуры HFA передаются из форшока в магнитослой и вызывают транзитные локальные деформации магнитопаузы. Повышенная плотность

вызывает локальное сжатие магнитопаузы глубиной в несколько  $R_e$ . Пониженное давление заставляет магнитопаузу смещаться наружу на расстояние в несколько  $R_e$  [Sibeck et al., 1998; Jacobsen et al., 2009]. Быстрые сжатия и расширения магнитопаузы приводят к существенному отклонению геомагнитного поля и появлению магнитных вариаций подобных FTE, типа биполярной сигнатуры в  $B_n$ .

Форшоковые полости похожи на HFA [Sibeck et al., 2002; Turner et al., 2011] и имеют длительность порядка несколько минут. Внутри полостей наблюдаются пониженные плотность и магнитное поле, а по краям - повышенные плотность и поле, а также повышенную ионную температуру. Однако в полостях не происходит значительного снижения или отклонения скоростей потока плазмы, ионные популяции всегда анизотропны, а ионные температуры ниже, чем внутри HFA. Форшоковые диамагнитные полости образуются в турбулентной плазме форшока при взаимодействии набегающего солнечного ветра с пучком ионов, рассеянным назад от квазипараллельной ударной волны [Thomas and Brecht, 1988; Lin and Wang, 2005]. Возмущения магнитопаузы, связанные с полостями форшока, похожи на воздействия HFA.

Кратковременные импульсы плотности (TDE) наблюдаются в магнитослое и представляют собой структуры, характеризующиеся повышенной плотностью плазмы и пониженным магнитным полем [Hubert and Harvey, 2000]. Наблюдаемая толщина такой структуры составляет примерно  $0,5 R_e$  вдоль оси  $x$  GSE. Структура движется от ГУВ к магнитопаузе без растекания. Взаимодействие TDE с магнитопаузой может приводить к импульсивному проникновению плазмы магнитослоя в дневную магнитосферу. TDE генерируется при взаимодействии между ГУВ и межпланетным вращательным разрывом [Lin et al., 1996; Cable and Lin, 1998; Tsubouchi and Matsumoto, 2005]. МГД и гибридное моделирование показывают, что взаимодействие между ГУВ и вращательным разрывом приводит к генерации импульсов давления перед и после ГУВ, распространяющихся в направлении от солнца. Импульс после ГУВ генерируется внутри магнитослоя структурой, состоящей из вращательного разрыва и двух медленных ударных волн. Амплитуда такого импульса давления может

составлять до 100% фонового значения магнитослоя. Существенное повышение давления в основном связано с отклонением потока плазмы от нормального к ГУВ, что приводит к эффекту фокусировки. Другой импульс генерируется отраженными ионами перед ГУВ в области форшока при повороте ММП от квазипараллельной к квазиперпендикулярной ориентации, так что ионы оказываются захваченными и конвектируют через ГУВ. Распространяясь с магнитозвуковой скоростью, этот импульс может вызвать дополнительное усиление нижнего импульса давления в магнитослое.

Межпланетные разрывы определяются как структура, поперек которой ММП вращается и может изменять свою величину [Neugebauer et al., 1984]. По определению, тангенциальный разрыв не имеет магнитной составляющей  $B_n$ , нормальной к плоскости вращения магнитного поля:  $\mathbf{B}_n/|\mathbf{B}| = 0$ . Для него характерно большое изменение магнитного поля  $\Delta\mathbf{B}/|\mathbf{B}| > 0,1$  и постоянство скорости плазмы поперек разрыва. Вращательные разрывы имеют ненулевое значение  $B_n$  и характеризуются малым изменением магнитного поля ( $\Delta\mathbf{B}/|\mathbf{B}| < 0,1$ ), но большим изменением поперечной скорости плазмы на разрыве ( $\Delta V_y, \Delta V_z > 10$  км/с). Важно, что  $\Delta\mathbf{B}$  рассчитывается как разность магнитного поля поперек разрыва. Вращательный разрыв распространяется в системе отсчета солнечного ветра вдоль нормали  $\mathbf{n}$  с альфвеновской скоростью ( $V_a$ ), которая зависит от нормальной компоненты магнитного поля  $B_n$ . Для проверки типа разрыва используется Walén тест [Walén, 1944, Sonnerup et al., 1987]. Однако низкое временное разрешение межпланетных данных делает затруднительным точное проведение теста.

Было обнаружено, что в ряде случаев кинетическая энергия импульсов давления магнитослоя может превышать фоновый уровень [Němeček et al., 1998; Savin et al., 2004, 2008]. Такие так называемые транзиентные возрастания потока, или плазменные струи (*jets*) магнитослоя, характеризуются интенсивными локализованными потоками быстрых ионов, скорости которых варьируются от 100 до 600 км/с, а плотность кинетической энергии может быть в два - пять раз выше, чем плотность кинетической энергии в невозмущенном солнечном ветре.

Таким образом, их можно определить как сверхэнергичные плазменные струи в магнитослое (СПСМ). Размеры этих струй оцениваются порядка  $\sim 1 R_E$ , их длительность варьируется от десятков секунд до нескольких минут. *Savin et al.* [2008] представили наблюдения СПСМ, основанные на данных *Interball* и *Cluster*, и сделали заключение, что появление этих струй было связано с не полностью развитой турбулентностью в магнитослое, которая оставалась прерывистой (*intermittent*) и структурированной во времени и пространстве. Авторы предположили, что такие струи могут проникать сквозь магнитопаузу и, следовательно, могут обеспечивать соответствующий диффузионный транспорт плазмы в дневную магнитосферу. *Amata et al.* [2006] и *Savin et al.* [2006] используя данные *Cluster*, обнаружили кинетический эффект проникновения ионов магнитослоя с конечным гирорадиусом (протонами с энергией  $>350$  эВ) через тонкий токовый слой высокоширотной магнитопаузы (толщиной  $\sim 90$  км).

С другой стороны, *Sibeck et al.* [2000] обнаружили, что на флангах магнитослоя струи могут быть связаны с НФА и что они могут приводить к волнообразности магнитопаузы и заметным геомагнитным вариациям. *Amata et al.* [2011] сообщили о наблюдениях на спутнике *Cluster* глубокой вмятины на высокоширотной магнитопаузе, вызванной струей, которая взаимодействовала с магнитопаузой. Однако детальных исследований, основанных на прямых наблюдениях за взаимодействием струи с магнитопаузой, не проводилось.

Таким образом, локальные вариации давления в магнитослое могут попеременно сжимать и разрезать магнитное поле дневной магнитосферы, запуская МГД (компрессионные и альфвеновские) волны, которые распространяются через магнитосферу в ионосферу [*Chi et al.*, 2006]. Эти волны распространяются достаточно быстро, но неравномерно из-за дипольной конфигурации геомагнитного поля. На низких и средних широтах ниже широты плазмосферы  $\sim 60^\circ$  сигнал от магнитопаузы распространяется через плотную плазмосферу относительно медленно ( $\sim 1,5$  мин). *Sibeck et al.* [2003] сообщили о связанных с НФА магнитных структурах продолжительностью  $\sim 20$  минут, которые были обнаружены с помощью геостационарных спутников и наземных

низкоширотных магнитометров. На широтах выше плазмопаузы сигнал из внешней магнитосферы в основном передается альфвеновскими волнами, распространяющимися очень быстро ( $<1$  мин) вдоль силовых линий магнитного поля в ионосферу. В этой области нестационарное сжатие магнитосферы приводит к возникновению пары противоположно направленных вихрей ионосферных токов, так называемых бегущих конвекционных вихрей (*traveling convection vortices*), наблюдаемых высокоширотными магнитометрами [Friis-Christensen et al., 1988; Sibeck et al., 2003; Jacobsen et al., 2009]. Следовательно, наземные магнитные вариации можно использовать для анализа деформации магнитопаузы.

Плазменные струи в магнитослое являются предметом интенсивного изучения в течение последнего десятилетия с использованием современных космофизических данных с таких высокополярных миссий, как Cluster, THEMIS и SMM [Plaschke et al., 2018]. До сих пор нет общего определения плазменных струй. Для строгого определения СПСМ помимо измерений в магнитослое требуются одновременно данные с межпланетных мониторов, которые не всегда можно надежно определить. Поэтому под струями часто понимаются сильные флуктуации потока плазмы в магнитослое, которые не всегда могут быть сверхэнергичными [Echim, et al. 2023].

Из-за различных методов идентификации и классификации плазменных струй в магнитослое механизм их происхождения остается открытой проблемой. В последние годы были предложены и проанализированы различные механизмы генерации струй, такие как взаимодействие межпланетных разрывов с форшоком и ГУВ [Tsurutani et al., 2011; Archer et al., 2012], НФА, генерируемые за счет взаимодействия тангенциальных разрывов с квазипараллельным сектором ГУВ [Sibeck et al., 2000; Savin et al., 2012], и взаимодействия ГУВ с вращательным разрывом [Lin et al., 1996].

В целом можно выделить четыре общих механизма генерации плазменных струй в дневном магнитослое и их эволюции, которые связаны с определенными межпланетными структурами:



1. При взаимодействии тангенциального разрыва [Artemyev *et al.*, 2019] с форшоком и ГУВ;
2. При взаимодействии вращательного разрыва с форшоком и ГУВ [Lin *et al.*, 1996];
3. При квазирадиальной ориентации ММП [Plaschke *et al.*, 2018]
4. В условиях коллапсирующего подсолнечного форшока [Eastwood *et al.*, 2017]

Заметим, что разрывы на границе трубок силовых линий ММП по сути являются межпланетными разрывами. К настоящему времени получено множество экспериментальных доказательств того, что их взаимодействие с ГУВ приводит к генерации струй в магнитослое, которые способны локально взаимодействовать с магнитопаузой, что сопровождается заметными геомагнитными вариациями [Sibeck *et al.*, 2003; Eastwood *et al.*, 2008; Jacobsen *et al.*, 2009].

Условия квазирадиального ММП приводят к генерации множественных кратковременных струй длительностью до десятков секунд с медианой в районе 30 сек [Plaschke *et al.*, 2013]. В работах [Savin *et al.*, 2008; 2012] было предположено, что в условиях квазирадиального ММП неполностью развитая турбулентность в магнитослое может формировать плазменные струи. Были предложены и другие механизмы, основанные на формировании “ряби” на квазипараллельной ГУВ [Hietala & Plaschke, 2013]. Такая “рябь” может возникать вследствие образования в квазипараллельной ГУВ коротких магнитных структур большой амплитуды (Short Large Amplitude Magnetic Structures или SLAMS), которые были получены в численных симуляциях ГУВ [Dubouloz & Scholer, 1995; Plaschke *et al.*, 2020]. Этот механизм был предложен на основе наблюдений того, что крупномасштабные форшоковые флуктуации магнитного поля и плазмы усиливаются по мере их распространения к Земле, динамически формируя и перестраивая скачок на ударной волне, что означает, что квазипараллельная ГУВ по своей природе волнистая и может иметь локальные провалы [Lucek *et al.*, 2008].

Однако, прямые наблюдения магнитосферных струй показали, что идея провалов на квазипараллельной ГУВ работает не всегда [Archer u Horbury, 2013].

Таким образом, сложилось представление, что радиальная ориентация ММП приводит к сильным флуктуациям дневной магнитопаузы, которые вызваны сильными вариациями плазменных параметров и ММП в области подсолнечного флеша и связанных с ними характеристиками магнитослоя. При этом резкие изменения ориентации ММП, связанные с разрывами солнечного ветра, вызывают резкие транзитные смещения местоположения флеша. В связи с этим оставались открытыми следующие принципиальные вопросы: Какая часть динамического давления солнечного ветра прикладывается к магнитосфере со стороны магнитослоя? Какова роль плазменных струй в деформации магнитопаузы? Каково реальное положение магнитопаузы в таких условиях?

## 4.2. Крупномасштабные сверхэнергичные плазменные струи (джеты) в магнитослое

Сверхэнергичные плазменные струи в магнитослое (СПСМ) исследуются с помощью космофизических данных, полученных в миссии THEMIS, которая дает уникальную возможность одновременного наблюдения крупномасштабных плазменных структур в пространственном масштабе нескольких  $R_3$  [Angelopoulos, 2008]. 5 спутников THEMIS были расположены в конфигурации «жемчужной нити» вблизи головной ударной волны, в магнитослое и в магнитосфере. Магнитное поле измерялось с временным разрешением  $\sim 3$  сек с помощью прибора THEMIS/FGM [Auster et al., 2008], плазма измерялась с помощью приборов THEMIS/ESA [McFadden et al., 2008], которые в режиме быстрой съемки также дают временное разрешение  $\sim 3$  сек.

Для определения СПСМ требуются данные о давлении солнечного ветра  $P_{sw}$ , чтобы сравнить полную плотность энергии струи с полной плотностью энергии солнечного ветра, которая измерялась межпланетными мониторами ACE

и Wind с временным разрешением 16 сек. Для временной привязки межпланетных условий к измерениям в магнитослое необходимы данные о компонентах ММП, которые измерялись межпланетными мониторами с разрешением  $\sim 1$  сек. При таких наблюдательных условиях минимальная длительность СПСМ для их надежной идентификации была взята 30 сек. Это позволило обеспечить надежную статистику измерений из 10 экспериментальных точек как минимум. Кроме того, разумно идентифицировать СПСМ на фоне давления  $P_{sw}$  с 16 сек разрешением, чтобы избежать присчета быстрых флуктуаций давления плазмы магнитослая длительностью в несколько секунд. Таким образом, мы исследуем крупномасштабные СПСМ с длительностью 30 сек и более, которые определяются строго как плазменные струи в магнитослое, полная энергия которых  $P_{msh}$  превосходит полную энергию солнечного ветра  $P_{sw}$  непосредственно перед взаимодействием с ГУВ. Отношение давлений равно коэффициенту  $k$  в уравнении баланса 1.16:

$$k = P_{msh}/P_{sw} \quad (4.1)$$

При классическом МГД обтекании солнечным ветром магнитопаузы  $k = 0.881$ . Однако, как будет показано далее, значение отношения  $k$  может сильно отличаться от классического как в большую, так и в меньшую сторону. СПСМ определяются как структуры в магнитослое, для которых  $k > 1$ . Для оценки вклада плотности кинетической энергии используется отношение динамических давлений:

$$k_{dyn} = Pd_{msh}/Pd, \quad (4.2)$$

$Pd_{msh}$  динамическое давление плазмы в магнитослое и  $Pd$  динамическое давление в солнечном ветре.

Анализ распространения СПСМ проводится в системе отсчета связанной с магнитопаузой, для чего координаты параметров струи были переведены в локальную систему координат  $(l, m, n)$ . Здесь  $n$  направлен по внешней нормали к магнитопаузе,  $l$  находится в плоскости магнитопаузы и указывает на север в направлении магнитосферного магнитного поля,  $m$  завершает триаду, указывая на

утро. Магнитопауза вычислялась по 3-х мерной модели [Lin et al. al., 2010] для условий, измеренных межпланетными мониторами в невозмущенном солнечном ветре.

Дополнительным критерием отбора СПСМ является их геоэффективность, т.е. рассматриваются только те плазменные струи, которые провзаимодействовали с магнитопаузой. Геоэффективность СПСМ определяется по 2 независимым критериям. Первым критерием является большая отрицательная нормальная составляющая скорости плазмы  $V_n$  (десятки - сотни км/сек), что указывает на то, что плазменная струя движется к магнитопаузе поперек токовых линий магнитослоя и, значит, может воздействовать на магнитопаузу. Вторым критерием является наличие вариаций геомагнитного поля в магнитосфере, связанных с взаимодействием СПСМ с магнитопаузой. Эти магнитные вариации имеют характерную форму: разряжение – сжатие – разряжение. Самый сильный из них импульс сжатия связан с локальной компрессией магнитопаузы в результате взаимодействия ее с плазменной струей. Магнитный импульс можно найти в магнитных данных, полученных от внутренних спутников THEMIS, расположенных в магнитосфере, или от геосинхронных спутников GOES, если они находятся в том же локальном секторе, или даже как положительную вариацию 1-минутного индекса SYM-H, который чувствителен к вариациям поверхностного тока магнитопаузы [Burton et al., 1975]. Механизм формирования характерной формы вариаций будет обсуждаться ниже в параграфе, посвященном взаимодействию СПСМ с магнитопаузой.

Взаимодействие СПСМ с магнитопаузой может привести к отклонению быстрого потока плазмы в сторону Солнца [Shue et al., 2009], тем самым вызывая потоки плазмы магнитослоя с  $V_n > 0$  из-за эффекта отклонения [Voitcu & Echim, 2017], и, таким образом, они не должны считаться составной частью геоэффективной плазменной струи, которая должна иметь направление против Солнца. Таким образом, определение крупномасштабных геоэффективных СПСМ можно строго сформулировать следующим образом: это быстрые потоки плазмы в магнитослое, которые характеризуются  $k > 1$  и  $V_n < 0$  в течение 30 с и более.

### ***Механизмы генерации СПСМ***

Пример наблюдения СПСМ на миссии THEMIS 23 июня 2007 г. в 6:15-6:30 UT представлен на рис. 4.2.1 [A32]. В это время спутники находились вблизи полуденного меридиана, двигаясь из магнитосферы в магнитослой. КА THEMIS-C обнаружил плазменные струи (Jet1 и Jet2) с  $k > 1$  и высокой скоростью плазмы около 250 км/с глубоко в магнитослое. Эти две струи разделены интервалом малых или даже положительных  $V_n$ . Важно заметить, что интервалы, в которых до и после струй наблюдаются характеристики  $k > 1$  и  $V_n > 0$ , могут быть связаны с потоками плазмы, отклоняемыми магнитопаузой при взаимодействии со струями [A23].

Наиболее заметная струя Jet2, характеризующаяся  $k \approx 2$  с величиной  $k_{dyn} \approx 1,1 > 0,5k$ , что указывает на большой вклад  $Pd$  в струю со скоростью  $\sim 230$  км/с и  $V_n \approx -145$  км/с по наблюдениям спутника ТН-В (рис. 4.2.1b). Струя Jet1 двигалась со скоростью  $V_n \approx -125$  км/с в сторону магнитопаузы. Глубже в магнитослое, с 06:22:30 UT до 06:23:40 UT, в ионных спектрах (рис. 4.2.1k-o) на спутниках ТН-D и ТН-Е наблюдались характерные признаки струй в виде заметного увеличения в дифференциальных потоках ионов с энергией порядка 1 кэВ, тогда как в магнитослое эти потоки могут варьироваться от  $\sim 10^3-10^8$  см<sup>3</sup> с ср эВ<sup>-1</sup>.

На рис. 4.2.1 видно, что струи движутся к Земле, ударяют в магнитосферу и приводят к локальному сжатию магнитопаузы. Сжатие наблюдалось самым ближним к Земле спутником ТН-А, находящимся в магнитосфере, как увеличение напряженности геомагнитного поля более чем на 10 нТл в течение  $\sim 6$  мин с 06:21 UT до 06:27 UT (см. рис. 4.2.1p). Это увеличение вызвано приближением электрического тока на магнитопаузе к спутнику. Отметим, что продолжительность сжатия шире временных интервалов, в которых струи наблюдались спутниками THEMIS. Это можно объяснить эффектом перемещения возмущений по поверхности магнитопаузы, связанных с развитием крупномасштабных СПСМ [A23; Kajdič et al., 2017]. В данном случае наглядно показано, что СПСМ может быть протяженной в пространстве и динамической

структурой, т.е. она может развиваться в течение несколько минут как в радиальном, так и в поперечном направлениях. В результате время наблюдения в магнитослое и время удара плазменной струи по магнитопаузе сильно зависят от точки наблюдения и могут различаться на несколько минут.

Как видно на рис. 4.2.1f-h, источником плазменных струй является межпланетный разрыв, который наблюдался межпланетным монитором ACE между 05:43 UT и 05:45 UT (примерно за полчаса до наблюдения струи), находившемся в точке  $(229, -31, 19) R_3$ . Соответствующие межпланетные условия представлены на рис. 4.2.1e-h с временной задержкой 40 мин. Разрыв наблюдается около 06:23 UT и формируется резкими и большими изменениями ММП компонент  $B_y$  и  $B_z$  с соответствующим увеличением магнитного поля от 3,43 нТл до 4,09 нТл, таким образом, что  $\Delta \mathbf{B}/|\mathbf{B}| \sim 0,2 > 0,1$ . Эти особенности позволяют заключить, что это тангенциальный разрыв.

Нормаль к тангенциальному разрыву можно рассчитать с помощью анализа минимальной дисперсии (MVA) [Sonnerup, Scheible, 1998]. Вкратце, MVA позволяет находить по данным одного космического аппарата собственные векторы  $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$  в системе координат, связанных с переходным слоем плазмы, в частности, с межпланетным разрывом. Применение метода MVA для интервала времени с 05:43 UT до 05:45 UT дает нормаль к плоскости вращения  $\mathbf{n} = (-0,98, 0,19, 0,07)$  и собственные значения  $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = (2,3, 0,2, 0,09)$ . В данном случае  $\lambda_1 \gg \lambda_2 \gg \lambda_3$ , что соответствует тангенциальному разрыву [Neugebauer et al., 1984].

С учетом положения ACE, вектора скорости солнечного ветра и ориентации межпланетного разрыва можно рассчитать время его распространения от КА ACE до заданной точки, которое для подсолнечного сектора ГУВ с координатами  $(14, 0, 0) R_3$  составило 39 мин и 40 мин – до THEMIS-B с координатами  $(10.1, 2.9, -2.9) R_3$ . Следует отметить, что время распространения определяется с неопределенностью в несколько минут из-за возможного изменения ориентации разрыва при распространении на большое расстояние от ACE [Weimer et al., 2002]. Как упоминалось выше во Введении, тангенциальный разрыв рассматривается как источник аномалии горячего течения HFA, результатом которой может стать

генерация пары струй. Следовательно, можно заключить, что в данном случае пара струй Jet1 и Jet2 возникает как результат взаимодействия тангенциального разрыва с форшоком и ГУВ с образованием НФА.

На рис. 4.2.2 показан пример СПСМ, связанных с вращательным разрывом. Мощная плазменная струя наблюдалась спутниками THEMIS в 01:57 - 02:02 UT 5 июля 2007 г. В это время цепочка спутников располагалась в магнитослое очень близко к полуденному меридиану на  $\sim 14^\circ$  ю.ш, кроме THEMIS-A, который находился в магнитосфере.

В течение 30-минутного интервала между с 01:40 UT до 02:10 UT самый дальний от Земли спутник THEMIS-B наблюдал пять быстрых струй, что видно по усилениям  $k > 1$ , увеличениям скорости плазмы с большими отрицательными значениями  $V_n$  и усилениям дифференциальных потоков ионов с энергией  $\sim 1$  кэВ в спектрах ионов: Jet1 с 01:42 UT до 01:44 UT, Jet2 около 01:50 UT, Jet3 с 01:53 UT до 01:56 UT, Jet4 около 01:57 UT и Jet5 около 02:03 UT.

Все струи могут быть связаны с межпланетными разрывами DD1 – DD5, наблюдаемыми монитором ACE. Время задержки данных ACE оценивается в 42 мин по времени прямого распространения солнечного ветра до подсолнечной ГУВ. Эта задержка обеспечивает разумную корреляцию клок-углов  $\theta_a$  (угол между осью GSM-Z и компонентой YZ вектора ММП), измеренных на ACE и THEMIS-B, как показано на рисунке 4.2.2i. Необходимо отметить, что межпланетные разрывы могут быть очень близки во времени, такие как DD2, DD3 и DD4, что затрудняет выделение источника струи. Кроме того, время распространения разрывов от ACE до Земли может различаться из-за разных наклонов фронтов и скоростей распространения.

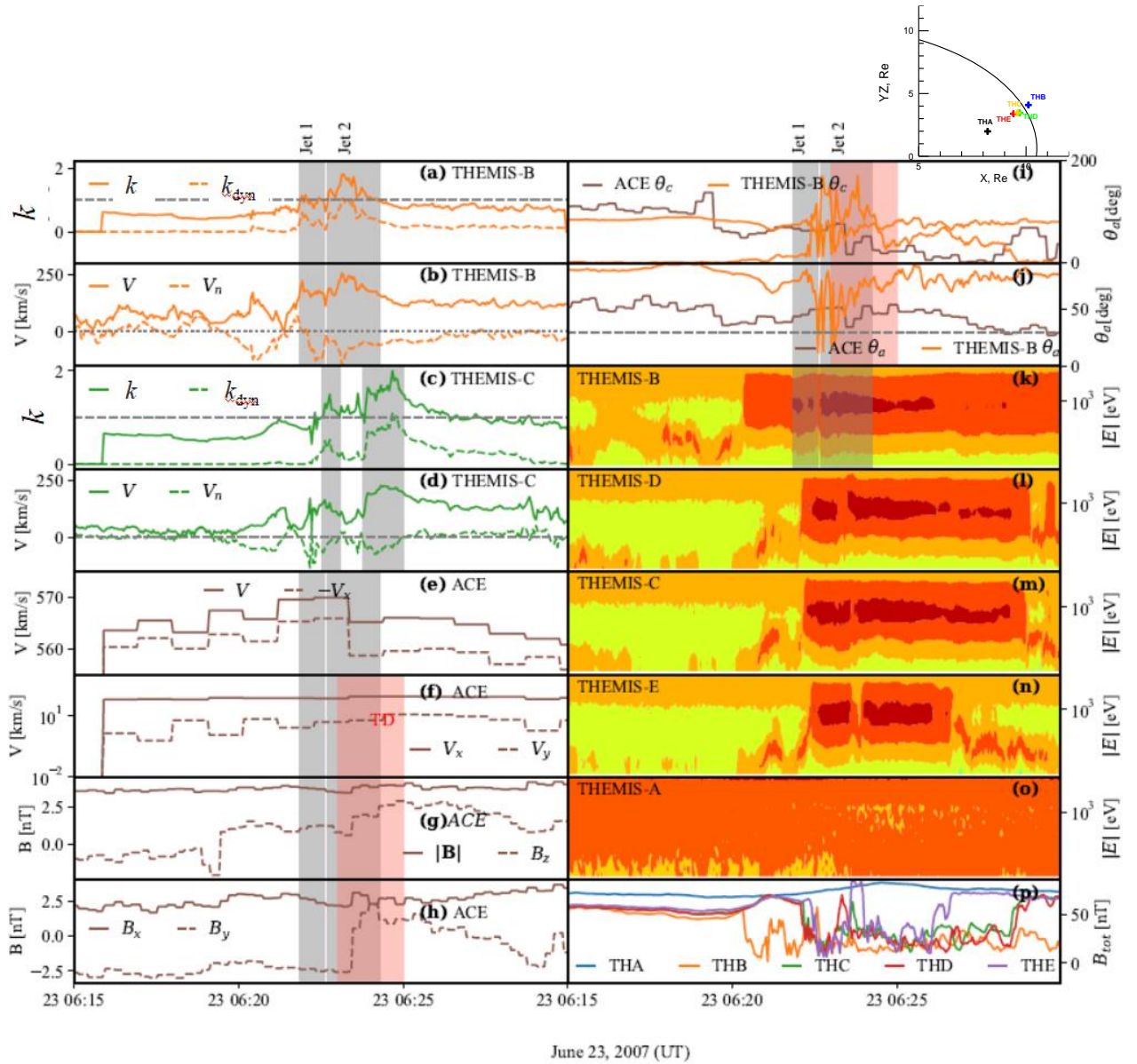


Рис. 4.2.1. Наблюдения ACE (в невозмущенном солнечном ветре) и THEMIS (в магнитослое и магнитосфере) плазмы и магнитных полей 23 июня 2007 г. Панели (a) и (c) представляют  $k_{tot}$  и  $k_{dyn}$  для THEMIS-B и THEMIS-C соответственно; панели (b) и (d) представляют  $|V_{msh}|$  и  $V_n$  для THEMIS-B и THEMIS-C соответственно. Данные ACE показаны коричневыми кривыми на панелях (e–j), на панелях (e) и (f) показаны  $|V_{sw}|$ , и его компонент  $-V_x$  и компоненты  $V_z$  и  $V_y$ ; панель (g) представляет ММП  $|\mathbf{B}|$  и  $B_z$ ; (g) компоненты ММП  $B_x$  и  $B_y$ ; (i) клок-угол  $\theta_c$  и (j) кон-угол  $\theta_a$ , измеренный на ACE (коричневый) и THEMIS-B (оранжевым). Панели (k – o) показывают спектры ионов, измеренные на спутниках THEMIS-B, D, C, E и A соответственно. На панели (p) показано значение  $B_{tot}$ , измеренное пятью спутниками THEMIS. Вертикальные серые полосы указывают на две крупномасштабные плазменные струи магнитослоя: Jet 1 и Jet 2. Вертикальная розовая полоса указывает на тангенциальный разрыв в интервале с 06:23 UT до 06:25 UT. На панели в верхнем правом углу показано положение спутников в системе aGSM [A32].



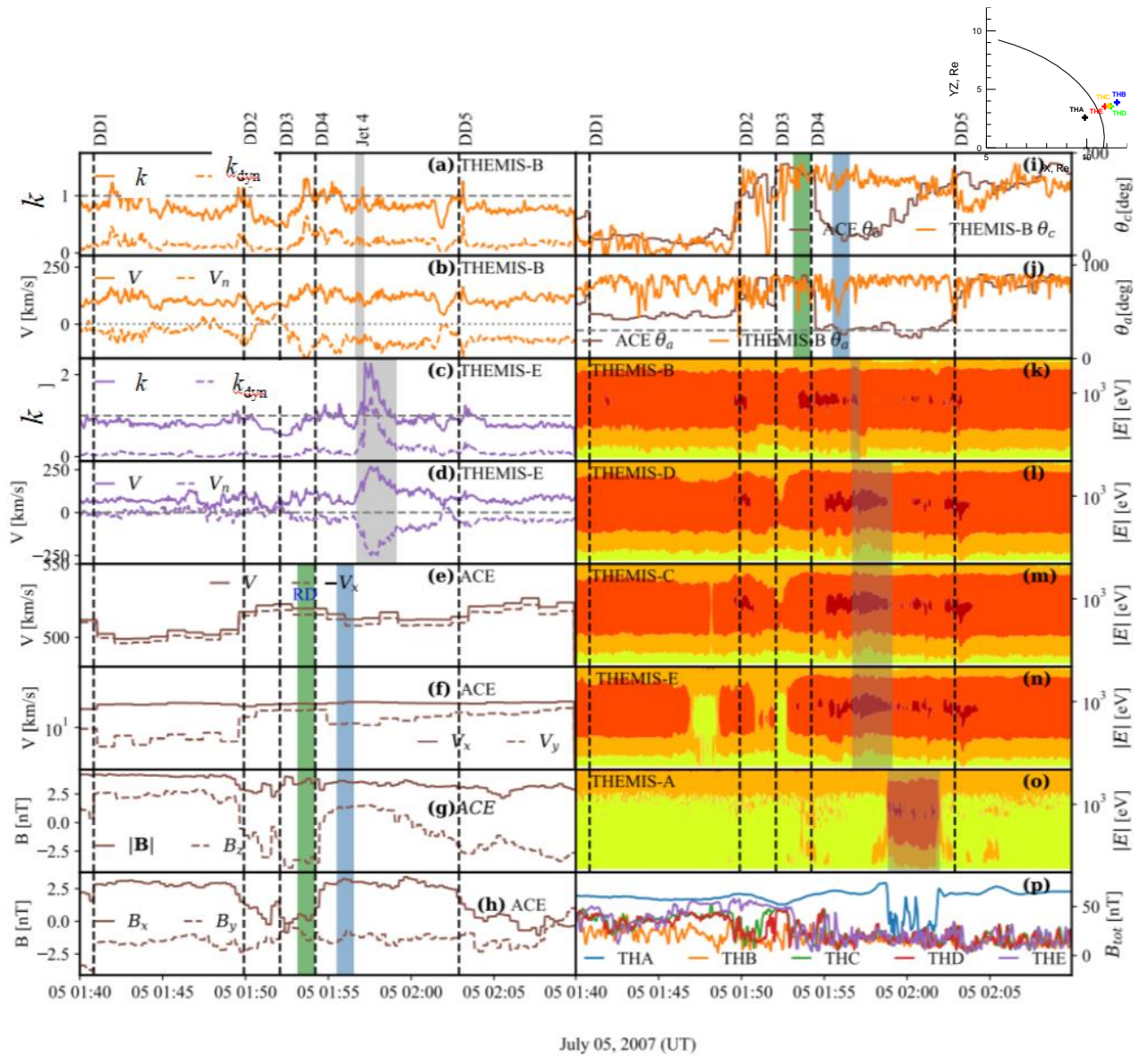


Рис. 4.2.2. То же, что и на рис. 4.2.1, но для 5 июля 2007 г., панели (a–d) представляют параметры для ТН-В и ТН-Е. Временная задержка для данных АСЕ составляет 42 мин. Вертикальные серые пунктирные линии указывают на межпланетные разрывы (DD1–DD5). Разрывы вызывают струи в магнитослое (от Jet 1 до Jet 5), наблюдаемые спутником ТН-В. Вертикальные серые полосы указывают на Jet 4, наблюдаемый разными спутниками. Вертикальные зеленые и синие полосы указывают диапазоны для анализа вращательного разрыва [A32].

Наиболее заметной из струй был Jet4, которая наблюдалась в магнитослое всеми спутниками THEMIS, что видно из значительного усиления дифференциальных потоков ионов с энергией 1 кэВ в ионных спектрах, как

показано на рис. 4.2.2k–o. Например, спутник TH-E обнаружил струю с 01:56:40 UT до 01:59:06 UT. Для него максимальное  $k = 2,23$  с сильным вкладом ( $> 50\%$ ) кинетической энергии  $k = 1,46$  (рис. 4.2.2c). Струя двигалась с повышенной скоростью  $V = 296$  км/с и  $V_n = -240$  км/с (см. рис. 4.2.2d). Очень похожие характеристики струи наблюдались спутниками TH-C и TH-D. Взаимодействие Jet4 с магнитопаузой сопровождалось локальным сжатием геомагнитного поля с амплитудой  $\sim 15$  нТл, которое наблюдается КА THEMIS-A в магнитосфере с 01:57:00 UT до 02:02:30 UT (рис. 4.2.2p). Плазменная струя толкнула магнитопаузу к Земле, что вызвало приход магнитослоя к КА THEMIS-A в интервале с 01:58:50 UT до 02:01:55 UT.

Одновременно с этим самый дальний от Земли спутник THEMIS-B наблюдал сложную структуру, состоящую из струй Jet3 и 4 с 01:53:30 UT до 01:57:10 UT. Эта структура характеризовалась максимальной скоростью  $V \sim 170$  км/с и  $V_n \sim -150$  км/с. Учитывая отличие положения THEMIS-B (11.5, 2.5, -3.6) $R_3$  от расположения остальных спутников (положение THEMIS-E было на (11.0, 2.0, -3.2) $R_3$ ), можно заключить, что Jet4 мог эволюционировать в быструю струю, обнаруженную другими спутниками глубже в магнитослое и в магнитосфере. Таким образом, плазменная струя распространялась через магнитослой к магнитопаузе поперек линий тока ( $V_n \sim -200$  км/с) и ускорялась от  $V = 140$  км/с на THEMIS-B до  $V = 296$  км/с на THEMIS-E.

Логично связать Jet4 с разрывом DD4, наблюдаемым ранее монитором ACE в точке (225, -21, 22) $R_3$ . Разрыв характеризовался вращением векторов ММП и скорости солнечного ветра, как показано на панелях рис. 4.2.2 e–j в  $\sim 01:54$  UT. Плотность плазмы, динамическое давление и величина ММП немного менялись на разрыве так, что  $\Delta B/B \sim 0,1$ . Перед разрывом кон-угол  $\theta_c > 50^\circ$ , т. е. ММП была квазиперпендикулярной. Ориентация разрыва определялась методом MVA [Sonnerup & Scheible, 1998]. Для анализа были выбраны левый и правый интервалы соответственно с 01:53:10 UT до 01:54:10 UT и с 01:55:30 UT до 01:56:30 UT, что дало  $\mathbf{n} = (-0,856, 0,153, 0,493)$  и собственные значения (3,6, 0,12,

0,06). Магнитная составляющая нормальная к разрыву оказалась равной  $B_n = 2,2$  нТл. Отношение  $B_n/B = 0,6$  указывает на вращательный разрыв. Среднее магнитное поле рассчитывалось во временном интервале разрыва от 01:56:16 UT до 01:57:30 UT. Важно отметить, что измерения солнечного ветра межпланетными мониторами имеют малое количество точек измерения на разрыве и сильный шум в данных. Это приводит к большим отношениям собственных значений ‘среднего к минимальному’  $r_{23} = \lambda_2/\lambda_3$  [Knetter et al., 2004]. В данном случае отношение составило  $r_{23} = 0,12/0,06 = 2$ , которое меньше рекомендуемого минимума  $r_{23} = 4$  [Sergeev et al., 2006], что приводило к большой неопределенности в определении нормали к разрыву и  $B_n$ .

Для независимой проверки был применен Walén тест в интервале от 01:56:00 UT до 01:57:30 UT, а скорость системы отсчета де Хоффмана–Теллера в GSM оказалась равной  $V_{th} = (-507, 87, -66)$  км/с. Отметим, что в системе де Хоффмана–Теллера поток плазмы по обеим сторонам разрыва должен быть направлен вдоль поля, т.е. электрическое поле по обе стороны должно быть равно нулю [Sonnerup & Scheible, 2005]. Линейная регрессия между  $|V - V_{th}|$  и  $V_a$  дала наклон  $S \sim 0,84$ . Низкое временное разрешение (1 мин) данных плазмы ACE затрудняло точное выполнение Walén теста.

Вращательный разрыв распространялся в системе солнечного ветра с альфвеновской скоростью  $V_a \sim 22$  км/с при плотности плазмы солнечного ветра  $\sim 4$  см<sup>-3</sup>, концентрации He<sup>+</sup>  $\sim 4\%$  и  $B_n = 2,2$  нТл. С учетом вектора скорости солнечного ветра  $V = (-512, 30, -11)$  км/с время распространения разрыва от ACE до подсолнечной ГУВ на  $(14, 0, 0)R_3$  можно оценить равным  $\delta T = 44$  мин. Это означает, что плазменная струя возникла в условиях, когда межпланетный разрыв прибыл раньше к местоположению THEMIS, чем к подсолнечной ГУВ из-за ориентации фронта разрыва. Следует отметить, что погрешность во времени распространения была порядка нескольких минут из-за погрешностей в определении нормали к разрыву  $\mathbf{n}$  и  $B_n$ .

На рис. 4.2.3 показан 3-часовой интервал квазирадиального ММП, зарегистрированный ACE 8 августа 2007 г. Как видно на рис. 4.2.3h, кон-угол ММП был значительно меньше  $30^\circ$ . В то же время спутник THEMIS-A наблюдал интенсивные потоки энергичных ионов ( $>10$  кэВ) в подсолнечной области магнитослоя. Наличие энергичных ионов свидетельствует об эффективном ускорении ионов на квазипараллельной ГУВ в подсолнечной области. Это подтверждает квазирадиальную ориентацию ММП на орбите Земли [Gosling et al., 1978]. Как видно на рис. 4.2.3c, скорость солнечного ветра была около 520 км/с, что соответствует времени прямого распространения структур солнечного ветра от ACE к Земле около  $\delta T = 47$  мин. На это так же указывает высокая корреляция между долговременными вариациями клок-углов ММП измеренных межпланетным монитором ACE и КА THEMIS-A в магнитослое.

КА ACE не зафиксировал каких-либо межпланетных разрывов в интервале от 14:30 UT до 17:00 UT, что указывает на квазистационарность условий в течение интервала радиального ММП. Однако GOES-12 на геостационарной орбите обнаружил заметные вариации амплитуды до нескольких нТл в геомагнитном поле, как видно на рис. 4.2.3a. КА GOES-12 двигался в предполуденном секторе от 09:00 LT до полудня. Импульсы в геомагнитном поле очень часто совпадают с резкими усилениями дифференциальных потоков ионов  $\sim 1$  кэВ в магнитослое (желтая и красная области на рис. 4.2.3b). Очевидно, что возрастания энергичных ионов были связаны с плазменными струями, генерируемыми в турбулентном магнитослое под действием квазирадиального ММП и квазистационарного солнечного ветра.

На рис. 4.2.4 показан 20-минутный участок интервала квазирадиального ММП в качестве примера плазменных струй, генерируемых в магнитослое, и их взаимодействия с магнитосферой. 8 августа 2007 г. с 16:30 до 16:50 UT цепочка спутников THEMIS находилась вблизи полуденного меридиана на  $\sim 17^\circ$  южной широты. Самый дальний спутник THEMIS-A зафиксировал две СПСМ: Jet1 с 16:36:04 до 16:37:26 UT и Jet3 с 16:42:36 до 16:43:20 UT (рис. 4.2.4a,b) с  $k = 2,7$  и

2,1 соответственно, и с высокой скоростью плазмы, нормальной к магнитопаузе  $V_n = -250$  км/с.

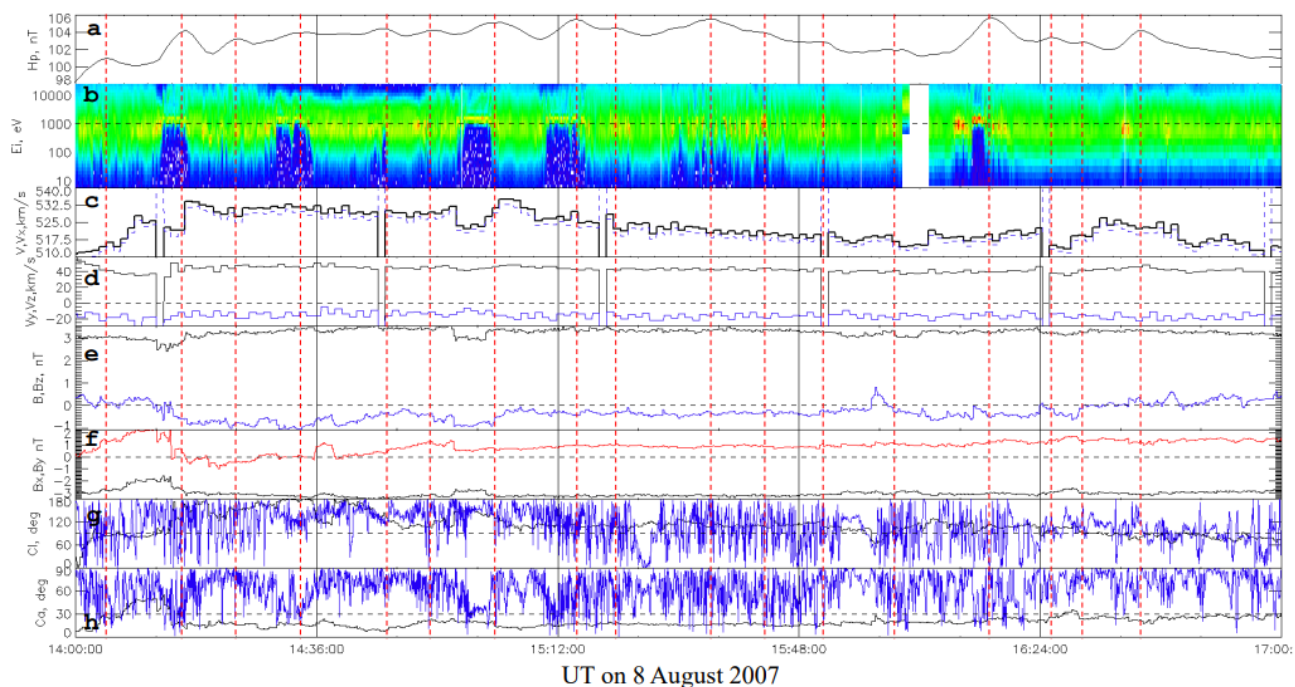


Рис. 4.2.3. Плазма и магнитное поле 8 августа 2007 г. по наблюдениям межпланетного монитора ACE, КА THEMIS-A и GOES-12, соответственно, в межпланетной среде, магнитослое и на геостационарной орбите. На панелях показаны: (a) горизонтальная составляющая  $H_p$  геомагнитного поля по измерениям GOES-12; (b) спектр ионов, измеренный THEMIS-A; (c) скорость потока солнечного ветра и  $-V_x$  (черная и синяя кривые); (d) компоненты скорости  $V_y$  и  $V_z$  (черная и синяя кривые); (e) ММП  $B$  и  $B_z$  (черные и синие кривые); (f)  $B_x$  и  $B_y$  (черная и красная кривые); (g) клок-угол  $C_l$  ММП рассчитанный по измерениям ACE и ТН-А (черная и синяя кривые); (h) кон-угол  $\theta_c$  по измерениям ACE и ТН-А (черная и синяя кривые). Временная задержка для данных ACE составляет 47 мин. ММП большую часть времени было квазирадiallyным ( $\theta_c < 30^\circ$ ), что приводило к интенсивным потокам энергичных ионов ( $>10$  кэВ), наблюдаемым спутником ТН-А. Вертикальные красные пунктирные линии показывают моменты импульсов в  $H_p$  на GOES-12. Большинство импульсов совпадает с резкими возрастаниями потоков ионов  $\sim 1$  кэВ в магнитослое, связанными с плазменными струями [A32].



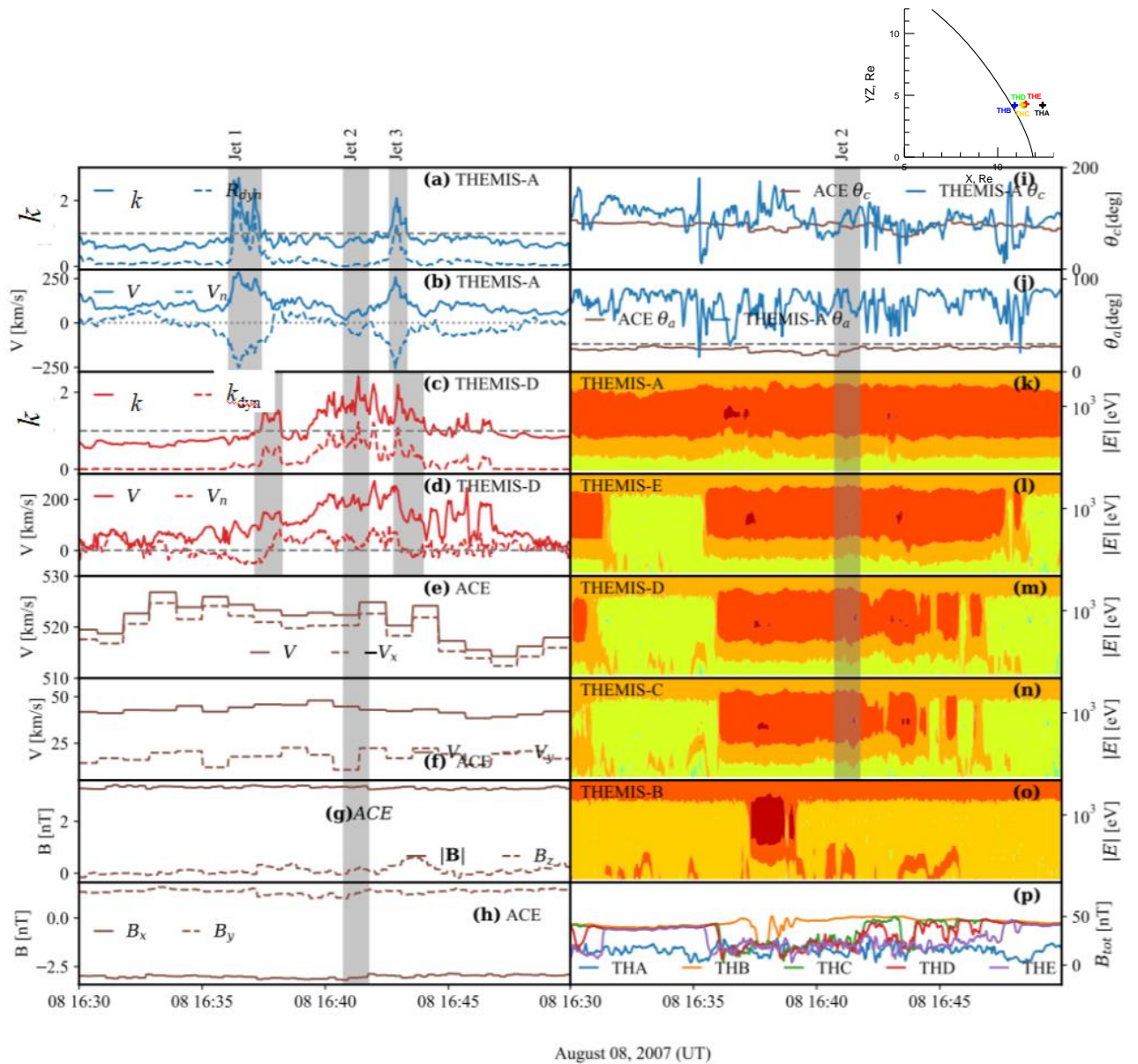


Рис. 4.2.4. То же, что и на рис. 4.2.1., но для 8 августа 2007 г. Измерения СПСМ представлены для КА THEMIS-A и THEMIS-D [A32].

Плазменные струи Jet1 и Jet3 наблюдались глубже в магнитослое на КА THEMIS-E, D и C с временной задержкой  $\sim 1$  мин. Скорость распространения  $V_n = -250$  км/с при такой временной задержке соответствует расстоянию в  $3 R_3$ , что вдвое превышает расстояние в  $1,4 R_3$  между самым внешним КА THEMIS-A и самым внутренним КА THEMIS-E. Это указывает на то, что струи тормозились при распространении от магнитослоя к магнитопаузе. Замедление может быть обнаружено из измерений скорости плазмы на внутренних КА THEMIS-E, D и C, которые составили соответственно  $-100$  км/с и  $-50$  км/с. Самый внутренний КА

THEMIS-B, находился в магнитосфере на  $11,7 R_3$  и наблюдал только наиболее сильную струю Jet1. Перед ее прибытием THEMIS-B обнаружил увеличение магнитного поля на 10 нТл, как показано на рис. 4.2.4р.

В интервале с 16:41 до 16:42 UT спутники THEMIS-E, D и C наблюдали плазменную струю Jet2, которая не видна на внешнем спутнике THEMIS-A. По-видимому, эта струя образовалась во внутренних областях магнитослоя. Из плазменных наблюдений можно обнаружить, что струя Jet2 имеет небольшую положительную  $V_n$ . При этом, внутренний КА THEMIS-B не обнаружил никаких магнитных импульсов с 16:41 UT до 16:42 UT. Это указывало на то, что струя Jet2 не провзаимодействовала с магнитопаузой.

Таким образом, в данном случае квазирадиального ММП, было идентифицировано две СПСМ Jet1 и Jet2. Их взаимодействие с магнитопаузой вызвало интегральный магнитный импульс на геостационарной орбите с амплитудой более 4 нТл, который наблюдался на КА GOES-12.

Интервалы квазирадиального ММП могут заканчиваться межпланетным разрывом, кон-угол на котором увеличивается выше  $30^\circ$ , что приводит к коллапсу форшока в подсолнечном секторе ГУВ. На рис. 4.2.5. показан пример (коллапсирующего) форшока, наблюдавшегося спутниками THEMIS с 09:36 до 09:40 UT 21 июля 2007 г. Цепочка спутников THEMIS в это время располагалась в послеполуденном секторе. Самый внутренний спутник THEMIS-B изначально располагался внутри магнитосферы, и вышел в магнитослой во время коллапса подсолнечного форшока.

До 09:36 UT спутники THEMIS регистрировали повышенные потоки ионов  $>10$  кэВ внутри магнитослоя и большие по амплитуде флуктуации кон-угла  $\theta_a$  и кон-угла  $\theta_c$  магнитного поля в магнитослое, как показано на рис. 4.2.5i,j. Сильные магнитные флуктуации и повышенные потоки энергичных ионов в магнитослое указывают на наличие подсолнечного форшока, который генерируется в условиях квазирадиального ММП. Магнитные флуктуации и потоки энергичных ионов начали уменьшаться в  $\sim 09:36$  UT, что наблюдалось самым дальним спутником THEMIS-A, а затем последовательно КА THEMIS-E, D и C в 09:39 UT и THEMIS-

В в 09:40 UT. Это было связано с изменением ориентации ММП с квазирадиальной на квазиперпендикулярную, что привело к коллапсу подсолнечного форшока (КФ) и перемещению области форшока в другой сектор.

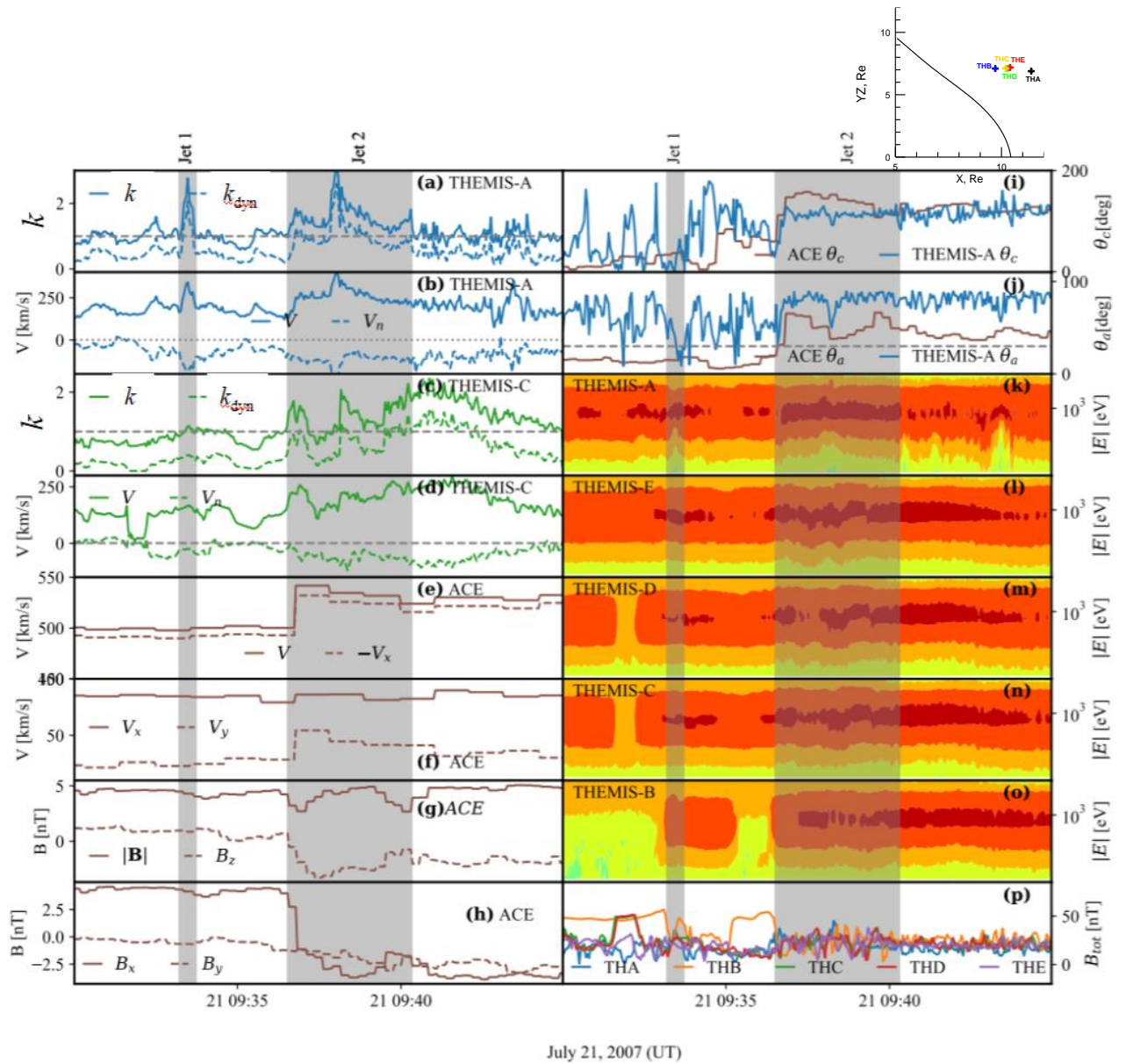


Рис. 4.2.5. То же, что и на рис. 4.2.1., но для 21 июля 2007 г. Измерения СПСМ представлены для КА THEMIS-A и THEMIS-C [A32].

Как видно на трех верхних панелях рис. 4.2.5, самый удаленный спутник THEMIS-A наблюдал две СПСМ: Jet1 с 09:33:12 до 09:33:44 UT и Jet2 с 09:36:48 до 09:40:20 UT. Струя Jet1 характеризовалась отношением энергий  $k = 2.2$  и большой составляющей  $V_n \sim -180$  км/с. Однако глубже в магнитослое струя Jet1



исчезает, что наблюдали другие спутники, в частности, THEMIS-C (рис. 4.2.5c,d). На КА THEMIS-B плазменная струя характеризуется  $k = 0,8$ ,  $V_n \sim 0$  км/с, из чего можно заключить что струя Jet1 не достигает магнитопаузы. Можно предположить, что она была спонтанно сгенерирована во внешнем магнитослое в условиях квазирадиального ММП, а затем была сметена потоками плазмы магнитослоя.

Плазменная струя Jet2 имела довольно крупный масштаб (длительность  $\sim 3,4$  мин) и большое значение отношения полных энергий  $k = 2,66$ , в основном за счет кинетической энергии из-за высокой скорости  $V \sim 410$  км/с, как видно на рис. 4.2.5a,b. Струя распространялась из внешнего магнитослоя к Земле с большой скоростью  $V_n \sim -250$  км/с и ударила по магнитопаузе. Самый внутренний спутник THEMIS-B, расположенный в магнитосфере, наблюдал Jet2 с 09:37:15 до 09:43:20 UT. В месте расположения THEMIS-B струя затормозилась так, что ее характеристики уменьшились до  $k \sim 1,8$ ,  $V \sim 250$  км/с и  $V_n \sim -100$  км/с.

Таким образом, СПСМ Jet2 генерировалась в процессе коллапса форшока в результате взаимодействия разрыва с ГУВ. Здесь следует отметить, что идентификация разрыва в межпланетной среде затруднена из-за больших неопределенностей во времени распространения возмущения в условиях квазирадиального ММП [Riazantseva et al., 2002]. Для анализа характера разрыва использовались интервалы до и после разрыва соответственно с 08:36 до 08:37 UT и с 08:41 до 08:42 UT. До разрыва средний вектор ММП был  $\mathbf{B}_1 = (3,65, -0,92, -0,77)$  нТл, а после  $\mathbf{B}_2 = (-3,23, -1,78, 2,88)$  нТл. Нормаль к плоскости вращения ММП  $\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2 = (0,42, 0,49, -0,77)$ . Напряженность магнитного поля на разрыве изменялась от 4,03 нТл до 4,68 нТл, так что  $\Delta\mathbf{B}/|\mathbf{B}| \sim 0,15 > 0,1$ . Эти особенности указывали на то, что это был тангенциальный разрыв. Для данной ориентации разрыва время распространения до подсолнечной ГУВ оказалось равным  $\delta T = 56$  мин, что хорошо согласуется с временем запаздывания, полученным из кросс-корреляции. Подводя итог, СПСМ Jet2 генерируется в результате взаимодействия тангенциального разрыва с подсолнечным форшоком и ГУВ, сопровождающегося коллапсом подсолнечного форшока.

В период работы THEMIS с 2007 по 2009 г. было идентифицировано 554 крупномасштабных геоэффективных СПСМ в дневном магнитослое в области GSM широт от  $-35^\circ$  до  $15^\circ$  и долгот от  $-80^\circ$  до  $80^\circ$ . Диапазон широт определялся спецификой орбиты миссии THEMIS. Диапазон долгот был выбран таким, чтобы свести к минимуму эффекты на флангах магнитосферы, такие как волны Кельвина–Гельмгольца на фланге и хвосте магнитопаузы [Lu et al., 2019].

Таблица 4.2.1. Статистика СПСМ, связанных с различными межпланетными структурами [A32]

Структура	Тип структуры	Число СПСМ	Доля (%)	Общая доля (%)
Межпланетные разрывы	Вращательный	131	24	69
	Тангенциальный	139	25	
Квазирадиальное ММП	Коллапс форшока	110	20	31
	Интервал квазирадиальности	174	31	

На основе описанной выше методики СПСМ были классифицированы по межпланетным источникам: 131 струя оказалась связана с тангенциальными разрывами, 139 - с вращательными разрывами, 110 - с коллапсирующим форшоком и 174 в условиях квазирадиального ММП. В табл. 4.2.1 показано статистическое распределение струй, связанных с различными межпланетными структурами. Получено, что 51% струй были обусловлены условиями квазирадиального ММП. Вращательные и тангенциальные разрывы вызвали практически одинаковое количество СПСМ (24% и 25%, соответственно). С другой стороны, если рассматривать межпланетные структуры связанные с разрывами, то 69% СПСМ можно отнести к межпланетным разрывам и только 31% к интервалам квазирадиального ММП. Таким образом, не менее двух третей крупномасштабных геоэффективных СПСМ генерируется в магнитослое за счет взаимодействия межпланетных разрывов с магнитосферой.

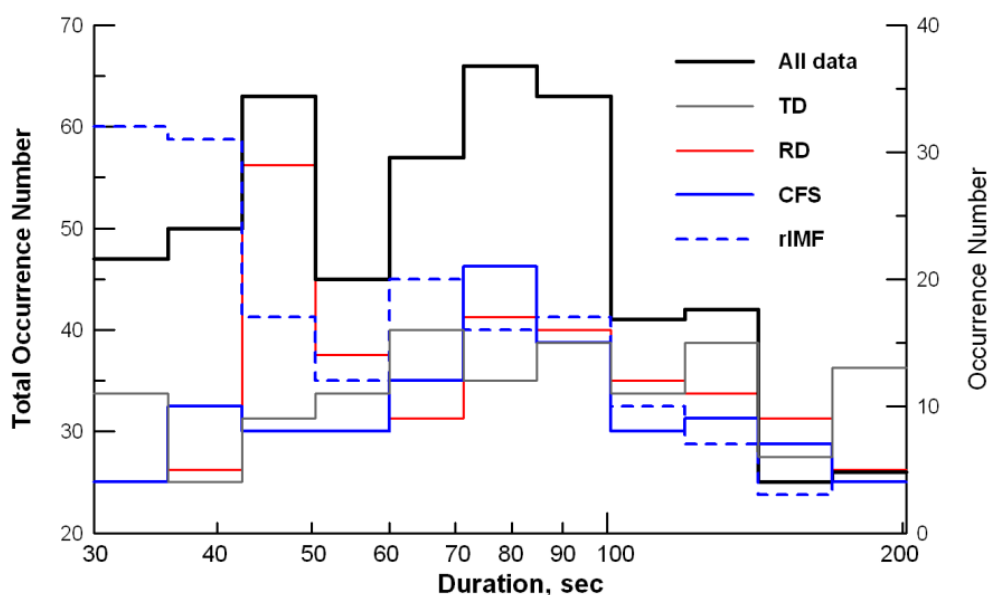


Рис. 4.2.6. Статистическое распределение продолжительности крупномасштабных плазменных струй в магнитослое: все струи (черная гистограмма, левая ось), струи, связанные с тангенциальными разрывами (серая гистограмма, правая ось), струи, связанные с вращательными разрывами (красная гистограмма, правая ось), струи, связанные с коллапсом форшока (синяя гистограмма, правая ось) и струи, генерируемые радиальным ММП (штриховая синяя гистограмма, правая ось) [A32].

На рис. 4.2.6. показано распределение продолжительности СПСМ в логарифмическом масштабе. Она варьирует от 30 с до более 3 мин с максимумом распределения около 80 с. Для квазиреволюционного ММП наиболее вероятная продолжительность струй составляет около 30 с, что хорошо согласуется с предыдущими исследованиями [Plaschke et al., 2018]. Длительность струй, связанных с тангенциальными разрывами и коллапсом форшока, имеет широкий максимум между 60 и 100 с. Распределение струй, связанных с вращательными разрывами, имеет два максимума: самый высокий около 45с и второй около 80с. Таким образом, в широкий максимум распределения длительности 60 – 100с основной вклад вносят струи, связанные с межпланетными разрывами. Отсюда можно заключить, что 80 сек является характерным временем преобразования

энергии при взаимодействии межпланетных разрывов с магнитосферой. Принимая скорость струй  $\sim 200\text{--}500$  км/с, можно оценить средний пространственный масштаб струй как  $3\text{--}6 R_3$ .

### ***Взаимодействие СПСМ с магнитопаузой***

Пример взаимодействия СПСМ с магнитопаузой показан на рис. 4.2.7 и 4.2.8 [A23]. GSM-координаты зондов THEMIS представлены в табл. 4.2.2. Спутники были расположены в послеполуденной области и немного южнее GSM-экватора. Все зонды THEMIS, за исключением THEMIS-A, большую часть времени находились в пределах магнитосферы, области с плавно меняющимся сильным магнитным полем величиной  $\sim 40$  нТл и разряженной горячей ( $>10$  кэВ) плазмой. Самый удаленный зонд THEMIS-A находился главным образом в магнитослое, в области с сильно меняющимся магнитным полем. По данным THEMIS-E (1-ая и 2-ая панели рис. 4.2.7 и 4.2.8) сжатие магнитосферы в 04:54 UT связано с очень плотным ( $\sim 20$  см<sup>-3</sup>), и быстрым ( $\sim 300$  км/с) потоком плазмы магнитослоя ( $\sim 0,2$  кэВ), полное давление в котором  $P_{tot}$  достигает  $\sim 4,4$  нПа, что превышает давление солнечного ветра  $P_{sw}$  более чем в два раза. Таким образом, эта структура является СПСМ.

Таблица 4.2.2. GSM координаты зондов THEMIS 16 июня 2007 [A23]

Probe	0440 UT		0510 UT	
	R, Re	X, Y, Z	R, Re	X, Y, Z
THA	12.8	8.1, 9.5, -2.8	12.5	7.7, 9.4, -3.0
THE	12.0	7.0, 9.4, -2.7	11.7	6.6, 9.2, -2.8
THC	11.9	6.9, 9.3, -2.6	11.5	6.4, 9.1, -2.7
THD	11.8	6.8, 9.3, -2.6	11.4	6.4, 9.1, -2.7
THB	11.3	6.2, 9.1, -2.5	10.8	5.7, 8.8, -2.5

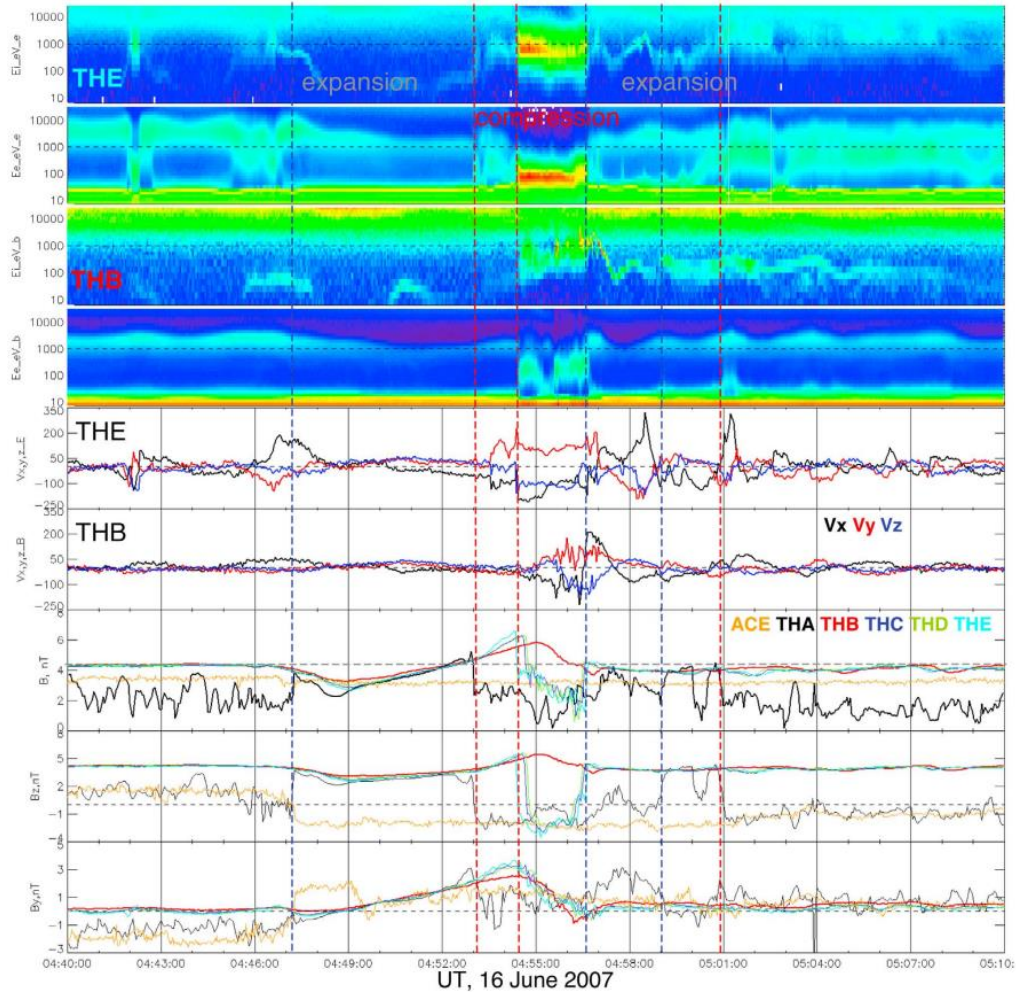


Рис. 4.2.7. Взаимодействие СПСМ с магнитопаузой в интервале 04:40–05:10 UT 16 июня 2007 г. (сверху вниз): ионная и электронная спектрограммы, полученные на THEMIS-E и В; компоненты скорости ионов в системе координат GSM  $V_x$  (черный),  $V_y$  (красный) и  $V_z$  (синий), измеренных на THEMIS-E и В; напряженность магнитного поля и его компоненты  $B_z$  и  $B_y$  в GSM, измеренные на THEMIS-A (черный), В (красный), С (синий), D (зеленый), Е (лазурный) и ACE (оранжевый). Для наглядности, магнитное поле, измеренное на THEMIS, было уменьшено в 10 раз. Вертикальные синие и красные пунктирные линии отмечают пересечения магнитопаузы, соответственно, при выходе из и входе в магнитосферу вследствие последовательного расширения – сжатия - расширения магнитосферы. Во время сжатия в 04:54 UT быстрые потоки плазмы магнитослоя проникли в магнитосферу (см. 3-ю панель) и оставались там до 05:08 UT [A23].

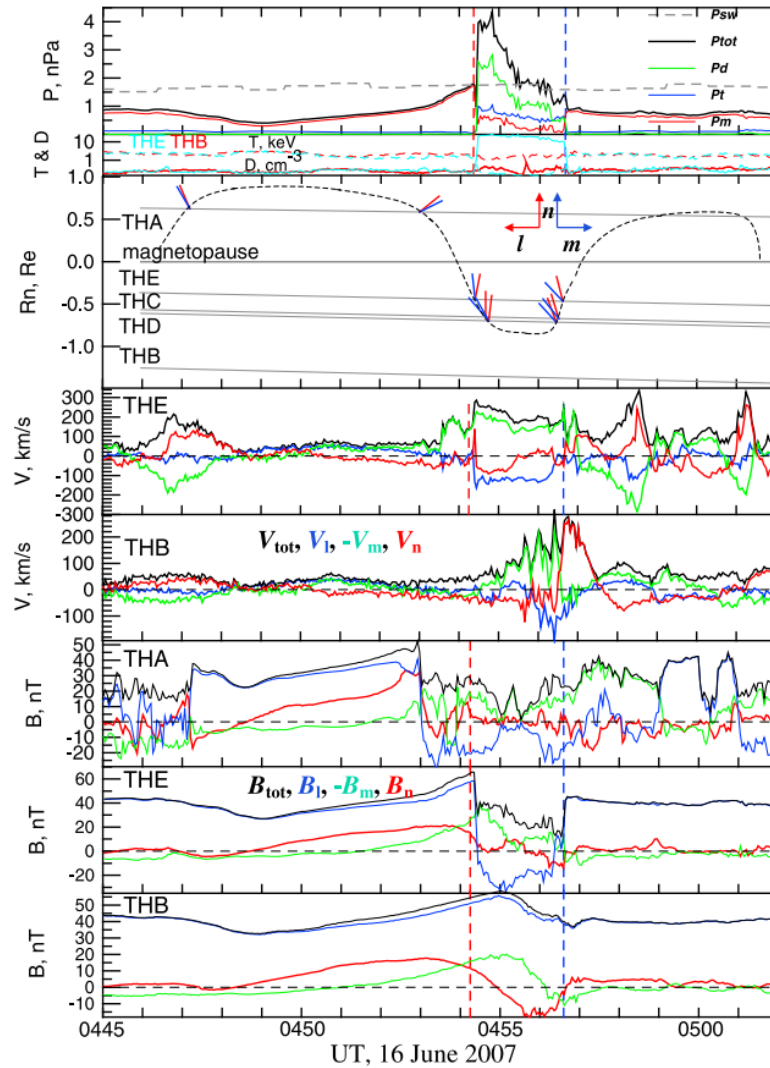


Рис. 4.2.8. Наблюдения зондами THEMIS сверхэнергичной плазменной струи в магнитослое, СПСМ, и деформаций магнитопаузы в системе модельной магнитопаузы Lin et al. [2010] в 04:45–05:02 UT 16 июня 2007 г. На 1-ой панели показаны данные THE для магнитного (красный линия), теплового (синяя линия), динамического (зеленая линия) и полного (черная линия) давления в пределах магнитосферы и магнитослоя, а также полное давление солнечного ветра, наблюдаемое монитором ACE (серая пунктирная линия). Вертикальные красные и синие пунктирные линии показывают пересечения магнитопаузы спутником THE на выходе (из) и вхождении в магнитосферу, вызванное СПСМ с 04:54:10 до 04:56:40 UT. На 2-ой панели показаны плотность плазмы (сплошные линии) и температура (пунктирные линии), измеренные спутниками THE (лазурный) и THB (красный). На 3-ей панели показана ориентация нормалей магнитопаузы в плоскостях **l-n** (красные сегменты) и **m-n** (синие сегменты). Расстояние зондов THEMIS до модельной магнитопаузы показано тонкими серыми линиями. Расположение магнитопаузы показано штриховой линией. Панели с 4-ой по 8-ую показывают магнитное поле на THEMIS, а также скорости плазмы в координатах **l, m** и **n**, соответственно, черными, синими, зелеными и красными кривыми. Струя вызывает сильную деформацию магнитопаузы, возмущения магнитного поля и потоков плазмы. [A23].

На рис. 4.2.7 видно, что в окрестностях СПСМ зонд THEMIS-A заходил в магнитосферу с 04:47 до 04:53 UT и с 04:59 до 05:01 UT. Одновременно с этим другие зонды наблюдали уменьшение геомагнитного поля с 04:46 до 04:52 UT и с 04:56 до 05:02 UT. Амплитуда уменьшения, измеренная на THEMIS-E, составила ~15 нТл и ~5 нТл соответственно в моменты времени ~04:49 и ~04:59 UT. Такую динамику можно интерпретировать как расширение магнитосферы (удаление магнитопаузы от Земли). Между интервалами расширения зонды THEMIS наблюдали сильное сжатие магнитосферы (приближение магнитопаузы), сопровождающееся значительным усилением геомагнитного поля с ~45 до 60 нТл, как видно из данных THEMIS-B. Магнитопауза сместилась внутрь, так что в интервале времени с 04:54 до 04:56 UT зонды THEMIS-C, D и E оказались в магнитослое, в области потоков плотной и холодной (<1 кэВ) плазмы. Таким образом, с 04:47 до 05:02 UT THEMIS наблюдал деформацию магнитопаузы как последовательность «расширение — сжатие — расширение» (P-C-P).

Сжатие на магнитопаузе сопровождается проникновением плазмы магнитослоя внутрь магнитосферы. С момента 04:54:30 UT самый внутренний зонд THEMIS-B регистрировал в магнитосфере ионы и электроны со смешанными спектрами. Вместе с магнитосферными высокоэнергетическими ионами и тепловыми электронами наблюдается заселение магнитосферы холодными ионами и горячими (> 100 эВ) электронами из магнитослоя. После окончания сжатия в ~04:57 UT популяция электронов магнитослоя сократилась. Однако заметные потоки ионов магнитослоя сохранялись в магнитосфере до ~05:08 UT (т.е. в течение более 10 мин). Наиболее интенсивные всплески плазмы магнитослоя внутри магнитосферы наблюдались зондом THEMIS-B с 04:55:30 до ~04:57:30 UT, т.е. во время декомпрессии.

Вероятно, проникновение плазмы магнитослоя внутрь магнитосферы становится возможным благодаря существенным искажениям формы магнитопаузы либо вследствие пересоединения. При северном ММП низко- и



среднеширотная магнитопауза представляет собой тангенциальный разрыв, который отделяет магнитосферную плазму и магнитное поле от магнитослоя. При южном ММП магнитопауза может преобразоваться во вращательный разрыв, который пронизан для потоков плазмы поперек разрыва, вследствие взаимодействия магнитных полей противоположной полярности. Для проверки типа разрыва был применен Walén тест [Sonnerup et al., 1987] для пересечений магнитопаузы зондом THEMIS-E в ~04:54:20 и 04:56:40 UT, для которых были доступны плазменные данные с секундным разрешением. Был обнаружен очень малый наклон  $S < 0,1$  и корреляция  $r < 0,2$  для диаграммы деГоффмана-Теллера зависимости  $|V - V_{th}|$  по сравнению с  $V_a$ , где  $V$  — вектор скорости плазмы,  $V_{th}$  — вектор скорости в системе деГоффмана-Теллера,  $V_a$  — альфвеновская скорость. Таким образом, Walén тест указывает на то, что магнитопауза является тангенциальным разрывом и, следовательно, в данном случае пересоединение полей отсутствует.

Для тангенциального разрыва методом минимальной вариации MVA вычислялась нормаль к плоскости вращения магнитного поля, т.е. нормаль к магнитопаузе. В табл. 4.2.3 представлены интервалы, использованные для MVA, расположение пересечений магнитопаузы, собственные векторы и собственные значения нормалей. Принимая во внимание временные задержки между пересечениями магнитопаузы, можно оценить, что магнитопауза движется внутрь (в ~04:54 UT) и наружу (в ~04:56 UT) со скоростью  $\sim 80 \pm 10$  км/с и  $\sim 200 \pm 50$  км/с, соответственно. Скорость была рассчитана по нормали к модельной магнитопаузе [Lin et al. 2010]  $\mathbf{n} = (\text{GSM } 0,73, 0,66, 0,17)$ . Для вычисления магнитопаузы используются межпланетные условия, наблюдаемые монитором ACE (см. рис. 4.2.9) с учетом 55 мин времени распространения солнечного ветра до магнитосферы.

Время распространения солнечного ветра рассчитывалось с учетом ориентации фронта разрыва методом MVA. Устойчивое решение было получено для левой и правой границ, соответственно, в 03:59:10–04:00:10 UT и в 04:01:10–04:02:05 UT. В координатах GSM была получена нормаль к разрыву  $\mathbf{n} = (-0,25 \pm$



0,01,  $0,70 \pm 0,01$ ,  $0,67 \pm 0,01$ ) с соответствующими собственными значениями ( $3,3 \pm 0,1$ ;  $0,09 \pm 0,01$ ;  $0,02 \pm 0,003$ ). Для данного разрыва отношение изменения величины магнитного поля поперек разрыва ( $\Delta B$ ) к среднему  $|B|$  очень мало:  $(\Delta B)/|B| < 0,1$ , что соответствует вращательному разрыву. Для заданных условий плазмы солнечного ветра и  $B_n \sim 0,7$  нТл можно вычислить  $V_a \sim 10$  км/с вдоль нормали к разрыву. Принимая во внимание скорость солнечного ветра (в системе GSM  $V_x = -500$ ,  $V_y = 30$ ,  $V_z = 13$  км/с),  $V_a$ , нормаль  $\mathbf{n}$  и положение монитора ACE, можно оценить время распространения разрыва ( $dT$ ) до ГУВ. В данном случае мы полагаем что разрыв имеет планарную геометрию и распространяется от Солнца.

Из табл. 4.2.3 хорошо видно, что в наблюдаемой ориентации магнитопаузы имеются существенные отклонения от модели. Поэтому реальная скорость магнитопаузы может быть другой. Реальная скорость движения магнитопаузы внутрь и наружу, наблюдаемая зондами THEMIS-E, C и D, может быть оценена соответственно в 04:54 и  $\sim 04:56$  UT. Принимая во внимание положение THEMIS-E и D и вычисляя средние собственные векторы, полученные для пересечений магнитопаузы зондами THEMIS-E, C и D, можно определить скорость магнитопаузы внутрь  $\sim 73$  км/с и наружу  $\sim 112$  км/с, а также длительность вращения магнитного поля на магнитопаузе соответственно  $\sim 9 \pm 3$  с и  $\sim 6 \pm 3$  с. Таким образом, толщина магнитопаузы составила примерно 650 км, что хорошо согласуется со средним экваториальным значением в  $\sim 500-1000$  км [Berchem and Russell, 1982].

Таблица 4.2.3. Пересечения магнитопаузы и нормали в координатах GSM 16 июня 2007 г. [A23]

Probe	MVA Interval, UT	Type	X, Y, Z, Re	Eigenvectors	Eigenvalues
THA	0446:30–0448:00	outbound	8.0, 9.5, –2.9	0.31, 0.93, 0.19	334, 23, 7
THA	0452:00–0453:30	inbound	7.9, 9.5, –2.9	0.76, –0.40, –0.50	612, 56, 6
THE	0454:00–0455:00	inbound	6.8, 9.3, –2.7	0.63, 0.68, –0.37	1450, 31, 2
THC	0453:30–0455:00	inbound	6.7, 9.2, –2.7	0.11, 0.98, –0.16	806, 48, 4
THD	0453:30–0455:30	inbound	6.6, 9.2, –2.6	0.28, 0.92, –0.26	1200, 71, 12
THD	0456:00–0457:00	outbound	6.6, 9.1, –2.7	0.10, 0.99, 0.10	671, 32, 5
THC	0456:00–0457:00	outbound	6.6, 9.2, –2.7	0.17, 0.98, 0.08	790, 30, 5
THE	0456:00–0457:30	outbound	6.8, 9.3, –2.7	0.07, 0.99, 0.03	742, 20, 6
THA	$\sim 0459:00$	outbound	7.9, 9.4, –3.0	-	-
THA	$\sim 0500:06$	inbound	7.9, 9.4, –3.0	-	-
THA	$\sim 0500:25$	outbound	7.8, 9.4, –3.0	-	-
THA	$\sim 0500:57$	inbound	7.8, 9.4, –3.0	-	-

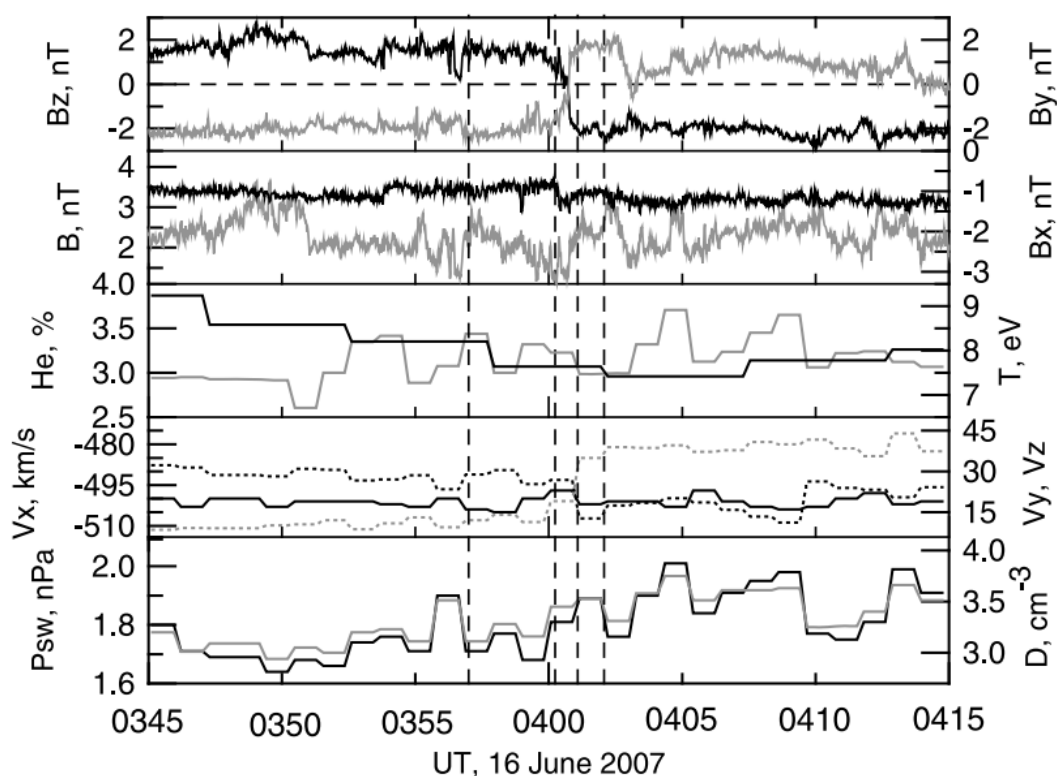


Рис. 4.2.9. Условия в солнечном ветре, измеренные ACE 16 июня 2007 г. (сверху вниз): компоненты ММП  $B_z$  (черная кривая, левая ось) и  $B_y$  (серая кривая, правая ось) в GSM координатах; величина  $B$  ММП (черная кривая, левая ось) и компонента  $B_x$  (серая кривая, правая ось); содержание гелия (черная кривая, левая ось) и температура протонов (серая кривая, правая ось);  $V_x$  компонента скорости плазмы (сплошная линия, левая ось),  $V_y$  и  $V_z$  компоненты в GSM (черная и серая пунктирные линии, правая ось); полное давление солнечного ветра (черная кривая, левая ось) и плотность плазмы (серая кривая, правая ось). Вертикальные пунктирные линии ограничивают временные интервалы, используемые для анализа межпланетного разрыва с центром в  $\sim 04:00:46$  UT [A23].

На рис. 4.2.8 представлены результаты численного анализа деформаций магнитопаузы. Векторы магнитного поля и скорости плазмы, измеренные на THEMIS, а также нормали магнитопаузы были преобразованы в нормальные координаты ( $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{n}$ ) в системе координат модельной магнитопаузы [Lin *et al.*, 2010]. Расстояние до модельной магнитопаузы в месте расположения THEMIS

составляет  $12,2 R_e$ ; вектор  $\mathbf{l} = (\text{GSM } 0,09, 0,15, 0,98)$  находится в плоскости магнитопаузы и указывает на север в направлении магнитосферного магнитного поля;  $\mathbf{n} = (\text{GSM } 0,73, 0,66, 0,17)$  — нормаль магнитопаузы, направленная наружу; и  $\mathbf{m} = (\text{GSM } 0,67, 0,74, 0,05)$  завершает триаду, указывая на утро. Для удобства используется противоположный компонент, т. е.,  $-\mathbf{m}$ , указывающий на вечер вдоль оси Y-GSM. На третьей панели сверху на рис. 4.2.7 нормали магнитопаузы показаны в плоскостях  $\mathbf{l-n}$  (меридиональный срез) и  $\mathbf{m-n}$  (зональный срез). Оценка положения магнитопаузы показана штриховой линией, плавно соединяющей пересечения. По расположению пересечений можно определить, что смещение магнитопаузы менялось от  $-0,7 R_e$  до  $0,7 R_e$ . Таким образом, амплитуда деформации магнитопаузы составила не менее  $\sim 1,4 R_e$ .

СПСМ предшествовало постепенное усиление  $P_{tot}$ , начиная с 04:52 UT, которое вызвало движение магнитопаузы к Земле, что проявилось в увеличении магнитуды геомагнитного поля, сопровождаемого усиливающимся дрейфом внутрь ( $V_n < 0$ ) магнитосферной плазмы. Самый внутренний зонд THEMIS-B (см. нижнюю панель) зарегистрировал сильный положительный импульс  $\sim 15$  нТл в тангенциальных компонентах магнитного поля  $B_l$  и  $B_m$  с пиком в 04:55 UT, что соответствовало сильному сжатию магнитопаузы.

На 4-й и 5-й панелях рис. 4.2.8 показаны вариации потоков плазмы, наблюдаемые на THEMIS-E и B в магнитослое и магнитосфере. Внутри струи и в непосредственной близости от магнитопаузы с 04:54:24 до 04:55:30 UT, наблюдаемые быстрые потоки плазмы магнитослоя со скоростью от 250 до 300 км/с были направлены на вечер ( $V_m \sim 200$  км/с) и на юг ( $V_l \sim -150$  км/с). Заметим, что южный поток выглядит слишком быстрым для местоположения THEMIS немного южнее экватора GSM (GSM lon  $50^\circ$  lat  $-15^\circ$ ), где должны преобладать потоки, направленные на вечер. Здесь нужно отметить, что быстрые потоки в магнитослое имеют сильную составляющую к Земле  $V_n \sim -100$  км/с. В то же время потоки плазмы во внутрь с  $V_n \sim -50$  км/с также наблюдаются THEMIS-B внутри магнитосферы, несмотря на то, что магнитопауза начала двигаться наружу в 04:55 UT. Наблюдаемая динамика плазмы указывает на интенсивное взаимодействие

плазменной струи с магнитопаузой, что привело к искажению формы магнитопаузы.

Сжатие магнитопаузы, связанное со струей, было обнаружено с помощью зондов THEMIS-E, C и D как кратковременный выход в магнитослой с ~04:54 до ~04:56 UT (см. 3-ю панель на рис. 4.2.8). Нормали, приведенные в табл. 4.2.3, показывают, что магнитопауза испытывает локальное вдавливание. Важно отметить, что в это время магнитопауза не удовлетворяет балансу – общее давление в магнитосфере существенно меньше, чем в прилегающем магнитослое. Поэтому динамика магнитопаузы соответствует неравновесному и переходному состоянию. Нормаль магнитопаузы в 04:54–04:55 UT существенно наклонена в сторону вечера и немного на юг относительно номинальной ориентации, что соответствует потоку плазмы, текущему по касательной к деформированной магнитопаузе в направлении юг-вечер и вовнутрь в соответствии с наблюдениями THEMIS-E. Поэтому разумно предположить, что струя создает аномальные потоки плазмы, направленные на юг и вовнутрь.

С 04:56:20 до 04:56:37 UT THEMIS-B регистрировал интенсивные потоки плотной плазмы магнитослоя в магнитосфере в окрестности магнитопаузы. Потоки были направлены в основном на вечер ( $-V_m \sim 200$  км/с) и немного внутрь ( $V_n \sim -50$  км/с). Важно отметить, что меридиональная составляющая скорости плазмы  $V_1$  обратилась в ноль. В этой области поток плазмы магнитослоя был отклонен в сторону вечера, что подтверждается ориентацией магнитопаузы, наблюдаемой во время пересечений в ~04:56:37 UT. Нормаль к магнитопаузе была существенно наклонена на вечер и к северу, что соответствует потокам касательным к искаженной магнитопаузе.

Быстрое расширение магнитопаузы наблюдается с 04:56:37 до 04:57:30 UT, когда оба зонда THEMIS-B и E зафиксировали выходящие потоки магнитосферной плазмы со скоростями  $V_n$  от ~100 до 300 км/с. Эти скорости согласуются с предыдущими оценками движения магнитопаузы наружу со скоростью ~200 км/с. По наблюдениям THEMIS-B быстрое расширение магнитопаузы сопровождалось ростом популяции плазмы магнитослоя в

магнитосфере. Поэтому наиболее интенсивное проникновение плазмы магнитослоя в магнитосферу происходило во время декомпрессии магнитопаузы, сразу после прихода струи.

В результате относительно низкой скорости зондов THEMIS временная динамика магнитного поля и плазмы, наблюдаемая между ~04:53 и 04:57 UT, является результатом распространения вмятины на магнитопаузе. Отклонение нормали в ***I-n*** (меридиональной) плоскости меняется последовательно с юга на север, т.е. вмятина движется к северу поперек локальных линий тока плазмы магнитослоя, которые направлены в сторону вечера и немного на юг в месте расположения THEMIS. Поскольку вмятина производится СПСМ, можно предположить, что струя также движется на север поперек линий тока.

Перед и после СПСМ наблюдаются расширения магнитопаузы, которые сопровождаются соответствующими вариациями плазмы и магнитных полей в магнитосфере. Сильные отклонения нормалей магнитопаузы во время расширения в 04:46 - 04:52 UT свидетельствуют о валоподобном расширении магнитопаузы. Временная динамика наклона нормали, изменяющаяся от направления север-вечер на юг-утро, соответствует движению вала в направлении с юга-утро к северу-вечер. Таким образом, взаимодействие СПСМ позволяет выявить комплексную плазменную структуру в магнитослое, которая представляет сильное возрастание  $P_{tot}$  (ядро СПСМ), окруженное с обеих сторон областями с пониженным  $P_{tot}$  (окрестности СПСМ). Логично предположить, что средняя энергия  $P_{tot}$  ядра и окрестностей должна быть равна средней энергии окружающего магнитослоя для выполнения закона сохранения энергии. К сожалению, численное вычисление средних энергий затруднительно вследствие ограниченности экспериментальных данных.

### ***Условия проникновения плазмы СПСМ в магнитосферу***

Взаимодействие СПСМ с магнитопаузой не всегда сопровождается проникновением плазмы магнитослоя в магнитосферу. На рис. 4.2.10 показан пример наблюдения очень мощной СПСМ, которая взаимодействует с

магнитопаузой и не приводит к проникновению плазмы. Плазменная струя наблюдалась всеми зондами THEMIS в интервале времени с 10:48 до 10:53 UT 21 июля 2007 г. В это время THEMIS находился в послеполуденном секторе (~13:00 MLT) на низких широтах южного GSM-полушария. Самый внешний зонд THEMIS-A находился в магнитослое и наблюдал СПСМ с 10:48:36 до 10:52:40 UT. Пиковая плотность энергии струи составила  $P_{tot} = 6,1$  нПа, тогда как плотность энергии солнечного ветра, наблюдавшаяся 50 минутами ранее на межпланетном мониторе ACE, была в 3,4 раза меньше. Плазменная струя была очень быстрой ( $V = 360$  км/с), так что ее плотность кинетической энергии  $P_d = 4,3$  нПа доминировала. Поперечный плазменный поток был ориентирован вдоль линий тока магнитослоя в сторону юга ( $V_1 < 0$ ) и сумерек ( $V_m < 0$ ). Кроме того, струя имела очень высокую нормальную составляющую скорости  $V_n = 270$  км/с по направлению к магнитопаузе.

Взаимодействие СПСМ с магнитопаузой привело к очень сильному искажению и сжатию геомагнитного поля. Магнитопауза сместилась внутрь как минимум на  $0,7 R_3$  от THEMIS-E до THEMIS-B. Самый внутренний зонд THEMIS-B наблюдал сильное увеличение геомагнитного поля с 36 до 82 нТл (в 2,28 раза), которое было прервано кратковременным выходом в магнитослой в 10:49:55 - 10:51:30 UT. Отметим, что число 2,28 весьма близко к теоретическому предсказанию 2,44 для увеличения дипольного магнитного поля за счет экранирующих токов в магнитопаузе [*e.g. Shield, 1969; Shabansky, 1972*]. На геосинхронной орбите спутник GOES-12 зафиксировал усиление геомагнитного поля на 3 нТл в утреннем секторе в 05:10 MLT. Несмотря на очень сильные искажения, плазма магнитослоя не проникла через магнитопаузу и не наблюдалась внутри магнитосферы зондами THEMIS-B, C и D.

Интересно отметить быстрый поток плазмы, обращенный к Солнцу, с  $V_n > 200$  км/с, наблюдавшийся зондом THEMIS-A с 10:48:10 до 10:49:05 UT. Поток, обращенный к Солнцу, наблюдался также и другими зондами. Самый внутренний THEMIS-B зарегистрировал поток плазмы со скоростью  $V_n \sim 150$  км/с с 10:49:50 до 10:50:45 UT. Можно предположить, что это истечение обусловлено

отклонением плазменной струи магнитопаузой [Shue et al. 2009]. Следовательно, в данном случае плазма струи полностью отклонилась магнитопаузой, но не проникала через нее.

Из 554 крупномасштабных геоэффективных СПСМ были отселектированы струи, для которых можно надежно определить проникновение или не проникновение плазмы магнитослоя в магнитосферу [A26]. А именно, хотя бы один зонд THEMIS должен предоставлять данные высокого разрешения о плазме и магнитном поле в магнитослое, а другой – в магнитосфере в непосредственной близости ( $\sim 1 R_3$ ) от магнитопаузы. Если в магнитослое наблюдается СПСМ, зонд, расположенный в магнитосфере, должен либо наблюдать, либо не наблюдать популяцию плазмы магнитослоя. В результате было отобрано 76 СПСМ. Из них 44 струи (почти 60%) сопровождалось проникновением (далее проникающие струи). Остальные 32 струи не сопровождалось проникновением (далее непроникающие струи). Распределение СПСМ в координатах GSM показано на рис. 4.2.11. Видно, что струи обоих типов распределены совершенно хаотично. Следовательно, проникновение не зависит от местоположения струи.

Для исследования условий проникновения рассматриваются известные механизмы, предложенные ранее. Одним из них является так называемый эффект конечного Ларморовского радиуса (FLR) [Savin et al., 2008]. На основе наблюдений на КА Cluster было высказано предположение, что струи могут пробивать высокоширотную магнитопаузу за счет кинетического эффекта проникновения ионов магнитослоя с энергией  $>350$  эВ через тонкий токовый слой толщиной  $\sim 90$  км. Однако механизм FLR затруднительно применить для низкоширотной дневной магнитопаузы толщиной  $\sim 500$  км.

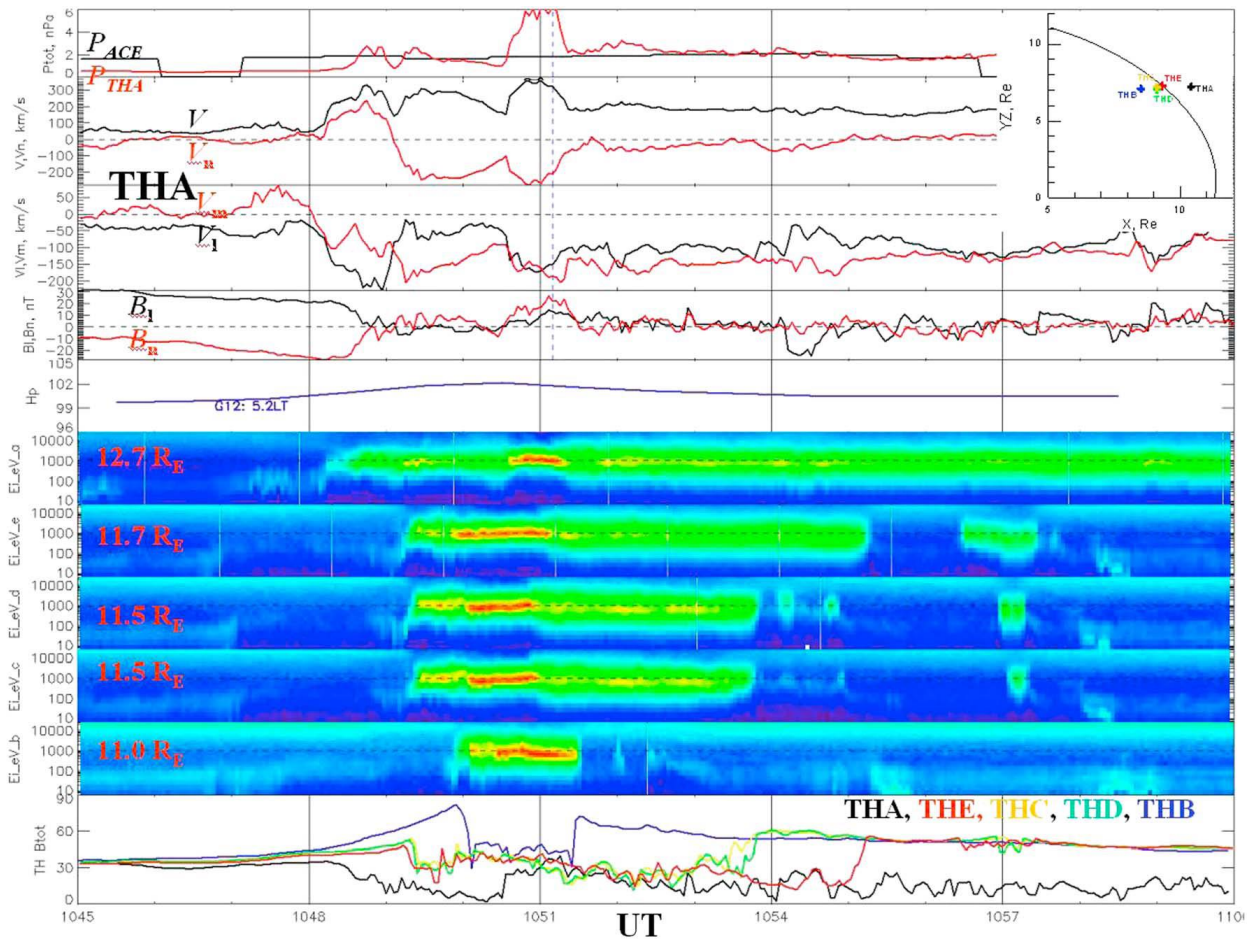


Рис. 4.2.10. Наблюдения магнитного поля и плазмы зондами THEMIS 21 июля 2007 г. (сверху вниз): полная плотность энергии, измеренная монитором ACE (черная кривая) и зондом THEMIS-B (красная кривая); скорость плазмы  $V$  (черная кривая) и ее нормаль  $V_n$  (красная кривая) к модельной магнитопаузе [Lin et al. 2010]; компоненты  $V_1$  (черная кривая) и  $V_m$  (красная кривая) скорости плазмы, по данным THEMIS-B; компоненты  $B_1$  (черная кривая) и  $B_n$  (красная кривая) магнитного поля, по данным THEMIS-B; магнитное поле на геостационарном КА GOES-12 в  $\sim 05$  MLT; ионные спектрограммы, измеренные на THEMIS-B, C, D, E и A; величина магнитного поля на THEMIS-A, E, C, D и B, показана соответственно черными, красными, желтыми, зелеными и синими кривыми. Измерения ACE задержаны на 50 мин. Красные цифры указывают на геоцентрическое расстояние зондов THEMIS. Зонд THEMIS-A наблюдал СПСМ с 10:48:36 до 10:52:40 UT. Панель в правом верхнем углу показывает местоположение зондов THEMIS и магнитопаузы по модели [Lin et al.'s 2010]. Плазма магнитослоя не проникла внутрь магнитосферы [A26].



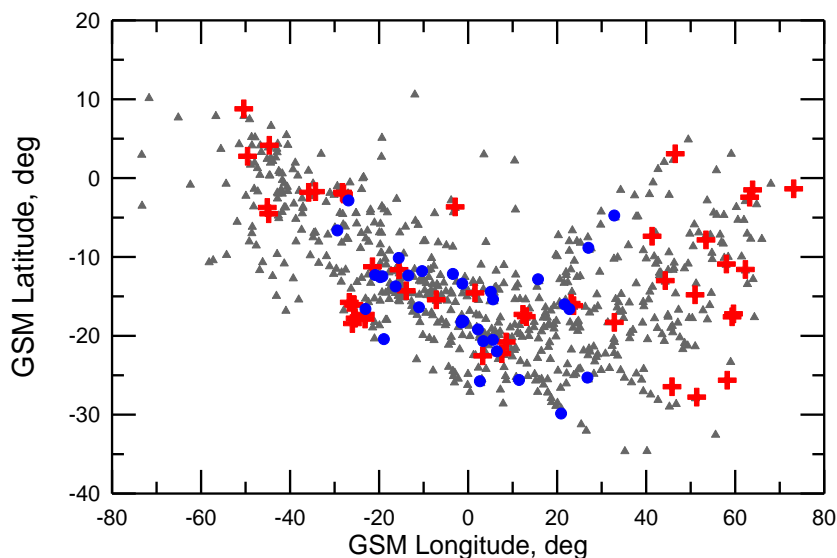


Рис. 4.2.11. Распределение в GSM координатах крупномасштабных геоэффетивных СПСМ (серые треугольники), по данным THEMIS в 2007 – 2009 гг. Проникающие и непроникающие струи отмечены красными крестиками и синими кружками соответственно [A26].

Другой механизм — импульсное проникновение [Lemaire, 1977; 1985; *Echim and Lemaire, 2000*]. Он обсуждался как возможный механизм локального проникновения ступок плазмы магнитослоя (plasma blobs) в дневную магнитосферу, наблюдаемого на КА Interball Tail Probe (*Vaisberg et al., 1997a,б*). Этот механизм основан на идее о том, что импульсы давления распространяются по магнитослою в виде плазменных неоднородностей или плазмоидов, которые могут воздействовать на магнитопаузу. Плазмоиды с избыточной плотностью импульса проникают в магнитосферу благодаря поляризационному электрическому полю. Это электрическое поле создается внутри плазмоида поверхностными зарядами противоположных знаков (электронами и ионами), которые отклоняются в противоположном направлении под действием силы Лоренца и накапливаются на боковых поверхностях по мере прохождения плазмоида через магнитные силовые линии с объемной скоростью  $u$ . Ключевым параметром механизма импульсивного проникновения является кинетическая бета:

$$\beta_k = \frac{1}{2} \rho u^2 \Big/ \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (4.3)$$

где  $\rho$  — плотность плазмоида, а  $B$  — напряженность окружающего магнитного поля. Избыточный импульс, т.е.  $\beta_k > 1$ , приводит к дрейфу плазмоидов в геомагнитное поле, где они адиабатически тормозятся. *Ma et al.* [1991] нашли дополнительный критерий проникновения плазмоида через магнитопаузу: магнитные поля в плазмоиде и в магнитосфере должны быть выровнены в пределах  $\sim 5^\circ$ . В противном случае  $\beta_k$  должна быть очень большой ( $\sim 50$ ).

В работе [*Brenning et al.* 2005] развит формализм импульсного проникновения, и предложен масштабный параметр  $w'$ :

$$w' = \frac{w}{r_g} k \sqrt{\beta_{th}}, \quad (4.4)$$

где  $w$  - толщина плазмоида,  $r_g$  - гирорадиус ионов плазмоида в магнитосфере,  $k$  - эмпирический коэффициент ( $k \sim 2,3$ ) и  $\beta_{th}$  - отношение теплового давления ионов в струе к магнитному давлению в магнитосфере. Заметим, что радиус  $r_g$  определяется скоростью плазменного потока. В двухпараметрическом пространстве обнаружено три режима взаимодействия плазмоида с магнитопаузой: отторжение ( $\beta_{th} < 1$ ), магнитное выталкивание ( $\beta_{th} > 1$ ) и проникновение за счет самополяризации ( $w' < 1$ ). Показано, что плазмоиды с более высоким  $\beta_k$  проникают более эффективно.

Исследования условий проникновения плазмы через высокоширотную дневную магнитопаузу, наблюдаемую миссией Cluster показали, что они удовлетворяют механизму импульсного проникновения [*Gunell et al.*, 2012, *Karlsson et al.*, 2012]. Однако, вопрос применимости этого механизма через низкоширотную магнитопаузу, толщина которой существенно больше, оставался открытым.

На рис. 4.2.12 показано распределение СПСМ в пространстве параметров  $\beta_k$  и  $w'$ . При расчете масштабного параметра  $w'$  были использовали следующие упрощения. Толщина струи  $w$  рассчитывается как:

$$w' = V_i \cdot \Delta T, \quad (4.5)$$

где  $V_t$  — поперечная скорость вдоль магнитопаузы,  $\Delta T$  — длительность струи. Средняя толщина струй составила  $\sim 2 R_3$ . Отметим, что этот метод не учитывает ориентацию струи относительно ее распространения вдоль магнитопаузы, что приводит к завышению толщины. Здесь мы предполагаем, что характеристики струи не сильно изменяются при ее распространении через магнитослой к магнитопаузе.

Гирорадиус  $r_g$  ионов в плазменной струе рассчитывался стандартным образом:

$$r_g = \frac{m_p V}{e B_{mp}}. \quad (4.6)$$

Здесь  $m_p$  и  $e$  — масса и электрический заряд протона,  $V$  — объемная скорость струи,  $B_{mp}$  — геомагнитное поле на магнитопаузе, которое вычисляется из дипольного  $Bd$  в классическом МГД приближении:

$$B_{mp} = 2.44 \cdot Bd. \quad (4.7)$$

Дипольное поле  $Bd$  рассчитывалось по модели IGRF эпохи 2005 г. для геоцентрического расстояния магнитопаузы, рассчитанного по модели [Lin et al.'s, 2010] для угловых координат струи и соответствующих межпланетных условий.

На рис. 4.2.12 видно, что масштабный параметр  $w'$  варьируется от нескольких десятков до нескольких тысяч, что хорошо согласуется с предыдущими результатами [Karlsson et al. 2012]. Этот диапазон  $w'$  соответствует режимам отторжения ( $\beta_k < 1$ ) и магнитного выталкивания ( $\beta_k > 1$ ). Видно, что действительно все проникающие струи характеризуются кинетической  $\beta_k > 1$ . Непроникающие струи характеризуются  $\beta_k$  от 0,2 до  $\sim 5$ , причем для многих из них  $\beta_k > 1$ . Следовательно, граница  $\beta_k = 1$  не может однозначно отделить проникающие струи от непроникающих.

Для более эффективного разделения проникающих и непроникающих струй были проанализированы различные параметры, характеризующие СПСМ, такие как отношение энергий  $k$ , скорости струи  $V$ ,  $B_1$  (эквивалент  $Bz$ ). В

результате было обнаружено, что наилучшее разделение можно получить для параметров  $V$  и кинетической  $\beta_k$ , как показано на рис. 4.2.13.

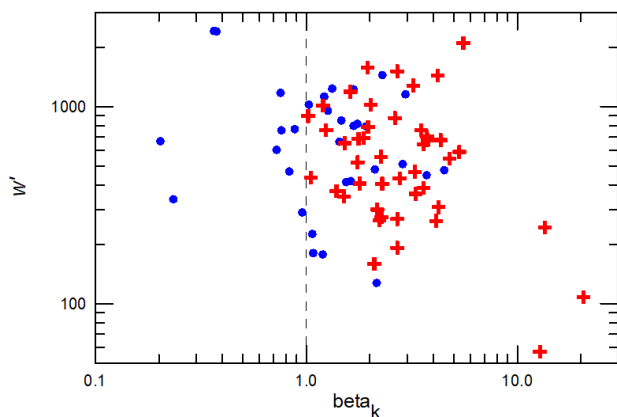


Рис. 4.2.12. Распределение СПСМ в координатах масштабного параметра  $w'$  в зависимости от кинетической  $\beta_k$ . Красные кресты и синие кружки обозначают соответственно проникающие и непроникающие струи [A26].

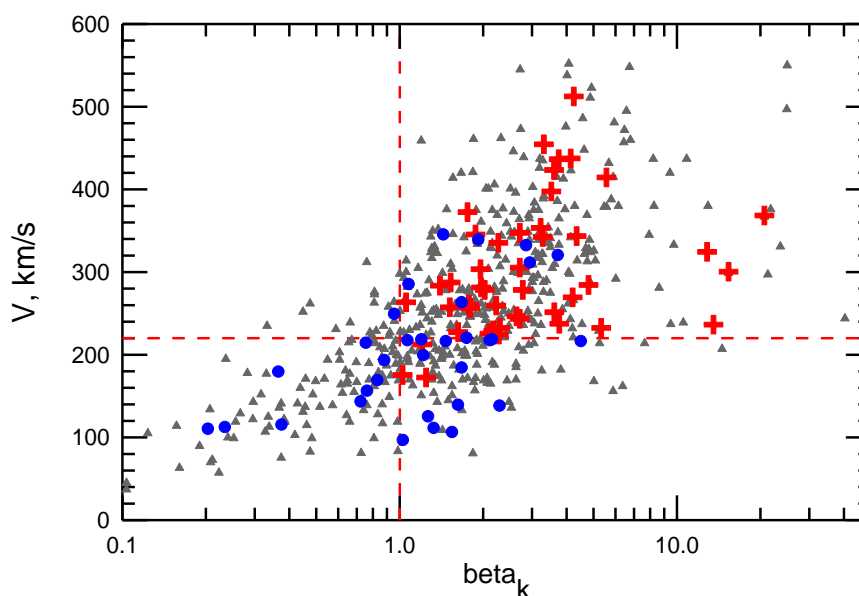


Рис. 4.2.13. Распределение скорости  $V$  СПСМ в зависимости от кинетической  $\beta_k$ . Красные кресты и синие кружки обозначают соответственно проникающие и непроникающие струи. Подавляющее большинство проникающих струй характеризуется  $\beta_k > 1$  и  $V > 210$  км/с [A26].

Как видно на рис. 4.2.13, подавляющее большинство проникающих струй (41 из 44, т.е. 93%) характеризуются  $\beta_k > 1$  и  $V > 210$  км/с. Непроникающие струи в основном характеризуются либо  $\beta_k < 1$ , либо малыми скоростями ( $V < 210$  км/с). Такое разделение оправдано, поскольку струи с меньшими скоростями содержат

ионы с меньшими гирорадиусами, которые имеют меньшую способность проникать через магнитный барьер магнитопаузы. Однако имеются 7 из 32 (т.е. ~20%) непроникающих струй, которые характеризуются как  $\beta_k > 1$ , так и  $V > 210$  км/с. Заметим, что протоны со скоростью 210 км/с в геомагнитном поле с напряженностью  $>50$  нТл имеют гирорадиус  $<100$  км, что много меньше характерной толщины низкоширотной магнитопаузы. Поэтому одного механизма конечного Ларморовского радиуса не достаточно для проникновения плазмы СПСМ в магнитосферу, и он должен работать в комплексе с механизмом импульсного проникновения.

Итак, параметрическое пространство  $V$  и  $\beta_k$  позволяет отделить 93% проникающих струй от 80% непроникающих. Заметим, что скорость плазмы  $V$  была доступна только для 472 СПСМ. Мы можем применить эти критерии к данной статистике, чтобы определить плазменные потоки проникающих струй для всей имеющейся статистики СПСМ. Было обнаружено, что 273 из 472 струй (т.е. ~60%) удовлетворяют условиям  $\beta_k > 1$  и  $V > 220$  км/с. Поток плазмы  $F$  через магнитопаузу можно определить как:

$$F = nV_n, \quad (4.8)$$

где  $n$  и  $V_n$  — соответственно плотность плазмы и составляющая скорости, нормальная к номинальной магнитопаузе в максимуме струи. Разумно предположить, что поток проникающей плазмы должен быть поперечным к потокам магнитослоя и нормальным к магнитопаузе.

На рис. 4.2.14 показано статистическое распределение пиковых потоков плазмы  $F$  в 273 крупномасштабных СПСМ, удовлетворяющих условиям проникновения. Потоки изменяются от  $10^6$  до  $10^9$  (см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup> с наиболее вероятным средним значением  $F = 3 \cdot 10^8$  (см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup>. Заметим, что средний поток плазмы солнечного ветра с типичной плотностью  $5$  см<sup>-3</sup> и скоростью  $400$  км/с равен  $2 \cdot 10^8$  (см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup>, т.е. в 1,5 раза меньше.

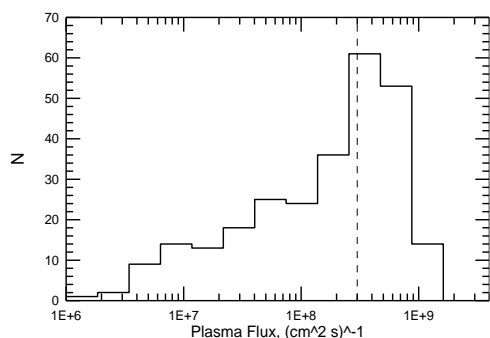


Рис. 4.2.14. Статистическое распределение потоков плазмы в СПСМ, удовлетворяющих условиям проникновения  $\beta_k > 1$  и  $V > 210$  км/с. Наиболее вероятный поток плазмы  $\sim 3 \cdot 10^8$  (см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup> [A26].

Общее количество плазмы магнитослоя  $I$ , проникающей струей через магнитопаузу, можно оценить из следующего выражения:

$$I = F \cdot \Delta T \cdot l^2, \quad (4.9)$$

где  $\Delta T$  и  $l$  — соответственно длительность и размер струи. Длительность  $\Delta T$  была определена выше и менялась от струи к струе (см. рис. 4.2.6). В первом приближении можно заменить размер струи ее толщиной, т.е.  $l = w$ . На рис. 4.2.15 показано статистическое распределение общего количества плазмы, проникающей в магнитосферу с одной СПСМ. Количество варьируется от  $5 \cdot 10^{26}$  до  $2 \cdot 10^{29}$  частиц, наиболее вероятное среднее значение составляет  $5 \cdot 10^{28}$  частиц. Подавляющее большинство СПСМ переносят через магнитопаузу более  $10^{28}$  частиц.

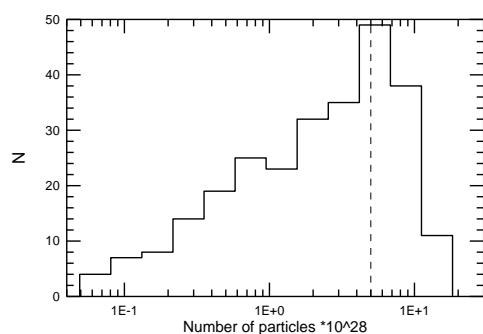


Рис. 4.2.15. Статистическое распределение числа частиц, переносимых проникающими струями. Наиболее вероятное число равно  $5 \cdot 10^{28}$  частиц [A26].

Далее можно оценить среднюю скорость проникновения плазмы СПСМ через дневную магнитопаузу. В летние месяцы 2007 года THEMIS находился вне магнитосферы, преимущественно в магнитослое, около 18 часов в сутки. За это время было обнаружено 106 проникающих струй. Эта статистика соответствует частоте возникновения почти 2 струй в сутки. Следовательно, общее количество

плазмы, переносимой крупномасштабными СПСМ в низкоширотную дневную магнитосферу, можно оценить примерно в  $10^{29}$  частиц в сутки. Эта величина является усредненной оценкой. Иногда несколько СПСМ наблюдается в течение нескольких часов, так что общее количество проникающей плазмы может составлять до  $\sim 3 \cdot 10^{29}$  частиц, что соответствует потоку  $1,5 \cdot 10^{29}$  частиц/час или  $4 \cdot 10^{25}$  ионов/с. Этот поток близок к оценкам общего количества плазмы, поступающей в дневную магнитосферу, которая составляет порядка  $10^{26}$  ионов/с [Sibeck, 1999].

### 4.3. Аномальное расширение магнитопаузы при квазирадиальном ММП

Во введении было показано, что условия квазирадиального ММП сопровождаются сильной вариабельностью размеров магнитопаузы вследствие сильной неоднородности потоков плазмы в фортшоке. Изначально считалось, что вследствие перераспределения плазменных потоков магнитопауза попеременно сжимается импульсами давления и расширяется в промежутках разряжения между ними. С другой стороны, в предыдущей главе было обнаружено, что в условиях квазирадиального ММП генерируется около одной трети геоэффективных крупномасштабных СПСМ, которые вызывают сильное локальное сжатие магнитопаузы. Поэтому был предложен другой механизм перераспределения энергии солнечного ветра внутри магнитослоя [Savin *et al.*, 2008]. А именно, динамическое взаимодействие в плазме магнитослоя носит неоднородный и внутренне переходный характер, поскольку плазма все еще развивается от ударного состояния к статистически равновесному турбулентному состоянию. В ходе этой эволюции могут происходить процессы, которые концентрируют свободную энергию еще неразвитой турбулентности и фокусируют плазму в струи. В результате плотность кинетической энергии магнитослоя может демонстрировать пониженный средний уровень на фоне

серии СПСМ. Однако оставалось неизвестным, как сильно может понижаться фоновый уровень плотности энергии в магнитослое при квазирадиальном ММП.

Этот вопрос имеет важное практическое значение, поскольку структуры солнечного ветра с квазирадиальным ММП наблюдаются довольно часто на падающих профилях скорости в пределах замыкающих частей быстрых межпланетных облаков [Neugebauer et al., 1997] или в коротирующих областях разрежения [Jones et al., 1998; Gosling and Skoug, 2002]. Эти структуры, расширяющиеся от Солнца, могут существовать от часов до нескольких дней. Они характеризуются относительно слабым ММП и относительно низкой плотностью/давлением солнечного ветра [Riley and Gosling, 2007].

Чтобы численно оценить характерные свойства солнечного ветра при квазирадиальном ММП в 23-м солнечном цикле, был проведен статистический анализ 16-секундных магнитных данных ACE за 11 лет с 1998 по 2008 год [A20]. Было обнаружено, ММП с конуглом  $<30^\circ$  наблюдается в течение  $\sim 16\%$  времени. На рис. 4.3.1 показаны статистические распределения интегральной вероятности длительности интервалов с конуглами  $<30^\circ$  за весь 11-летний цикл и за один год 2007 вблизи солнечного минимума. Видно, что интервалы длительностью более 10 мин составляют  $\sim 30\%$  статистики. Следовательно, их можно наблюдать в течение  $\sim 5\%$  времени. 5-минутные интервалы встречаются примерно в  $8\%$  всего времени. Число длительных интервалов больше при низкой солнечной активности. Таким образом, интервалы квазирадиального ММП встречаются довольно часто, и их необходимо рассматривать как одну из характерных структур солнечного ветра.

Пример длительного интервала квазирадиального ММП с 04:00 до 06:00 UT 8 августа 2007 года., который сопровождался пересечениями зондов THEMIS с ГУВ и с магнитопаузой на необычно больших расстояниях от 13,5 до 14,5 RE в предполуденном секторе, показан на рис. 4.3.2 [A20]. Межпланетные условия были слегка возмущены: ММП  $B_z$  изменялась в пределах -2. и 1 нТл, скорость солнечного ветра составляла  $\sim 600$  км/с, а давление  $P_{sw}$  варьировала около 1,3 нПа.



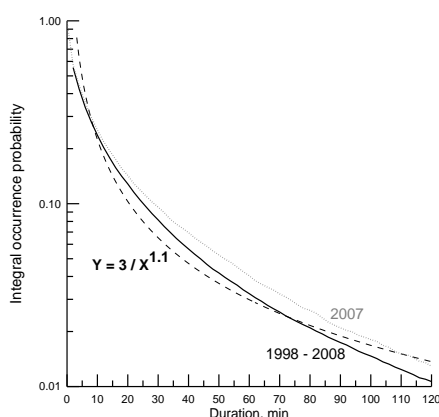


Рисунок 4.3.1. Интегральная вероятность появления интервалов с квазирадиальным ММП (конугол  $< 30^\circ$ ), построенная на основе магнитных данных ACE с разрешением 16 секунд за 11 лет с 1998 по 2008 год (черная сплошная линия) и за 2007 год (серая пунктирная линия). 11-летнее распределение можно описать степенной функцией (пунктирная линия) с показателем  $\sim 1,1$ . Солнечный минимум 2007 г. обогащен длительными интервалами квазипараллельного ММП [A20].

Как видно на рис. 4.3.2, после 04:20 UT конугол становится меньше  $30^\circ$ , так что квазирадиальное ММП длится  $\sim 2$  часа. В это время зонды THEMIS наблюдают интенсивные потоки энергичных частиц ( $> 10$  кэВ) в области форшока и в магнитослое, а также сильные вариации давления в магнитослое, как видно из вариаций отношений далений  $k$ , как показано для зондов THEMIS-A ( $k_A$ ) и B ( $k_B$ ). Эти особенности подтверждают наличие квазипараллельной ГУВ.

В интервале с  $\sim 03:30$  до 04:20 UT ММП было направлено преимущественно на юг с  $B_z = -2$  нТл, что вызвало суббуревую активность с AE  $\sim 600$  нТл, продолжавшуюся до 05:20 UT. Таким образом, с 04:20 до 05:20 UT на магнитопаузу влияют два противоположных эффекта: малый конугол и повышенная геомагнитная активность. Из-за уменьшения конугла можно ожидать расширения магнитопаузы. Одновременно суббуревая активность приводит к приближению дневной магнитопаузы к Земле из-за депрессии дневного геомагнитного поля усиленными продольными токами [Sibeck, 1994].

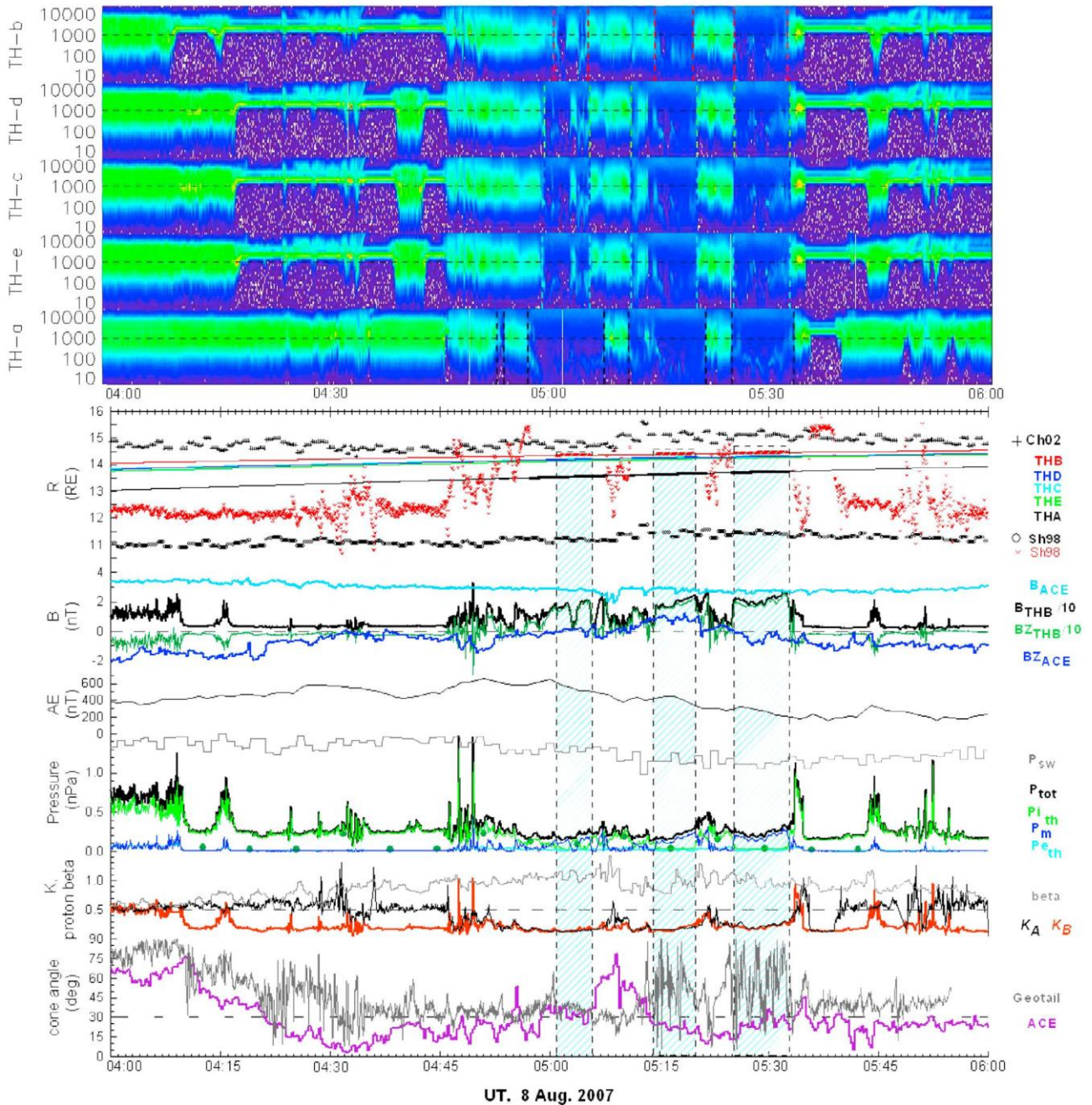


Рис. 4.3.2. Плазма и магнитные поля, наблюдавшиеся 8 августа 2007 г. (сверху вниз): ионные спектрограммы THEMIS; расстояние до модельной ГУВ Ch02 [Chao et al. 2002], расстояние до модельной магнитопаузы Sh98 [Shue et al. 1998]; расстояния до зондов THEMIS; напряженность магнитного поля и  $B_z$  ACE и THEMIS-B (деленные на 10); AE-индекс авроральной активности; общее давление солнечного ветра  $P_{sw}$  и давление, измеренное на THEMIS-B (магнитное давление  $P_m$ , тепловое для ионов  $P_{i_{th}}$ , тепловое для электронов  $P_{e_{th}}$  и полное  $P_{tot}$ ), зеленые кружки изображают давление ионов  $P_{i_{th}}$  в полном режиме ESA; плазменная  $\beta$  солнечного ветра и отношения  $k$  ( $P_{tot}/P_{sw}$ ), полученные для THEMIS-A и B; конуглы магнитного поля ACE и Geotail с задержкой на 41,5 и -1,5 мин соответственно. Магнитосферные интервалы для THB отмечены синей штриховкой [A20].

Реакцию магнитопаузы и головной ударной волны на усиление суббуревой активности можно видеть на рис. 4.3.2. До ~04:08 UT все зонды THEMIS располагались внутри магнитослоя на расстоянии 13~14  $R_3$ , что согласуется с модельными предсказаниями магнитопаузы и ГУВ. После ~04:08 UT внешние зонды последовательно наблюдают головную ударную волну, движущуюся внутрь, и выходят в межпланетную среду, которая характеризуется очень узким спектром ионов со средней энергией в несколько кэВ. С 04:18 до 04:38 UT головная ударная волна расположена между зондами THEMIS-A и E вблизи ~13,5  $R_3$ , что на ~1  $R_3$  меньше, чем предсказывает модель ГУВ Ch02 [Chao et al., 2002]. Выход зондов THEMIS в межпланетное пространство может быть результатом связанного с суббурей движения дневной магнитопаузы к Земле, за которой следует ГУВ.

Начиная с ~04:46 UT, давление  $P_{sw}$  постепенно снижается, что приводит к перемещению головной ударной волны наружу. Внешние зонды THEMIS возвращаются в магнитослой на расстоянии ~14,2  $R_3$ , что близко к модельному положению ГУВ. В 04:53 UT давление  $P_{sw}$  снизилось до ~1.2 нПа и  $B_z$  ММП начинает поворачиваться на север, при этом суббуревая активность ослабевает. В это время самый внутренний зонд THEMIS-A наблюдает короткий (~ 1 мин) интервал магнитосферы на 13,5  $R_3$ . Это означает, что магнитопауза расширилась более чем на 2  $R_3$  от модельного местоположения. Во время этого пересечения всеми зондами наблюдается экстремально низкое давление в магнитослое с  $P_{tot}$  0,2~0,3 нПа (<30% от давления  $P_{sw}$  ~1,3 нПа), так называемый, режим LPM (low pressure magnetosheath). В период от ~04:57 до 05:00 UT зонды THEMIS последовательно пересекают магнитопаузу, которая движется наружу со скоростью ~25 км/с (табл. 4.3.1) на расстоянии ~14,5  $R_3$ . Скорость магнитопаузы оценивалась как отношение разности геоцентрических расстояний до соответствующих зондов к разнице моментов времени пересечения ими магнитопаузы. Ошибка такой оценки составляет около 15%, что обусловлено главным образом ограниченным временным разрешением ~3 с данных по

магнитному полю и плазме, а также неопределенностями в определении момента пересечения зондом токового слоя МП.

Таблица 4.3.1. Пересечения магнитопаузы и оценки ее скорости 8.08.2007г. [A20]

	UT	Зонды THEMIS	$V_{MP}$ (km/s)
1	05:00	A-B	$25 \pm 5$
2	05:05	B-E	$-105 \pm 30$
3	05:07	E-A	$-33 \pm 5$
4	05:11	A-E	$180 \pm 50$
5	05:14	E-B	$8 \pm 1$
6	0520	B-A	$-48 \pm 3$
7	0525	A-B	$230 \pm 80$
8	0532	B-A	$-100 \pm 10$

Низкое давление в магнитослое уравнивается небольшим давлением геомагнитного поля с напряженностью  $\sim 20$  нТл. С 05:00 до 05:33 UT можно выделить три магнитосферных интервала длительностью 4–8 мин, которые повторяются каждые 5–8 мин. Интересно отметить, что в течение первого и второго интервалов, когда индекс авроральной активности AE еще высок, наблюдаемое геомагнитное поле лишь в 1,5 раза (даже не в два раза) превышает дипольное магнитное поле. Баланс давлений в окрестности  $\pm 30$  сек вокруг этих пересечений практически сохраняется для движений МП наружу в 05:00 и 05:15 UT, когда магнитопаузу пересекает зонд THEMIS-B. Этот баланс указывает на то, что магнитопауза не уходит далеко и останавливается вблизи орбиты THEMIS-B на расстоянии  $\sim 14,5 R_3$ . С другой стороны, для наблюдаемого минимального давления магнитослоя 0,16 нПа можно оценить модельное расстояние до магнитопаузы  $\sim 15,7 \pm 0,5 R_3$ , т.е. на  $\sim 1,3 R_3$  дальше THEMIS-B. Эти две особенности – уменьшение геомагнитного поля и уменьшение расстояния до

магнитопаузы – можно объяснить отрицательным магнитным вкладом суббуравной активности на фазе восстановления.

Интервал магнитослоя в 05:06 - 05:15 UT сопровождается существенным увеличением конугла. Во время этого переходного процесса магнитопауза движется очень быстро (таблица 4.3.1). В 05:20 – 05:25 UT зонды THEMIS расположены в магнитослое и наблюдают повышенное плазменное и магнитное давление, а также большие отрицательные значения  $V_z$ . При таких особенностях магнитослоя однозначно определить источники солнечного ветра довольно сложно. Следовательно, интервалы магнитослоя могут быть связаны с колебаниями магнитопаузы с периодом  $\sim 10$  мин.

В 05:25 – 05:33 UT давление СВ снижается до 1,1 нПа и зонды THEMIS вновь входят в магнитосферу, где наблюдают магнитное давление 0,17 нПа. В течение третьего магнитосферного интервала авроральный индекс AE существенно уменьшается и геомагнитное поле приближается к дипольному значению 2,4. Минимум в величине геомагнитного поля в  $\sim 05:29$  UT указывает на то, что магнитопауза продолжает двигаться после пересечений и может достигать расстояний  $\sim 16 R_3$  вместо  $11,5 R_3$ , предсказанных моделью Sh98. Модельное расстояние приближается к наблюдаемому при использовании в модели давления магнитослоя  $P_{tot}$ , измеренного зондом THEMIS-A.

Следует отметить, что наблюдаемая магнитопауза расположена очень близко (в пределах  $0,5 R_E$ ) к модельной ГУВ. Маловероятно, что магнитослой имеет столь малую толщину. Следовательно, следует ожидать более отдаленной ГУВ во время LPM. Можно оценить толщину магнитослоя и расстояние до ГУВ по наблюдениям THEMIS пересечений магнитопаузы в 05:33 UT и пересечений ГУВ в 05:35 UT. Используя метод временной задержки, можно получить, что в 05:33 UT магнитопауза движется внутрь со скоростью  $\sim 100$  км/с (см. табл. 4.3.1). Аналогичным образом можно определить скорость ГУВ  $\sim 100$  км/с в 05:35 UT. Учитывая 2-минутную задержку между пересечением магнитопаузы и ГУВ, можно оценить расстояние  $\sim 1,9 R_3$ , пройденное ГУВ до пересечения с THEMIS-B, которое должно быть близко к толщине магнитослоя. Следовательно, в 05:33

УТ ГУВ может располагаться на расстоянии  $\sim 14,5 + 1,9 = 16,4 R_3$ , а толщина магнитослоя оценивается в  $\sim 1,9 R_3$ . Такой тонкий магнитослой действительно наблюдается во время транзитных процессов [Jelínek, et al., 2010].

В хвосте магнитосферы КА Geotail также наблюдает необычное расширение магнитопаузы [A20]. Ионные спектрограммы, представленные на рис. 4.3.3., показывают, что большую часть времени КА находится в магнитослое, который характеризуется сильно варьирующим магнитным полем. В течение этого интервала плазменный прибор LEP работал в режиме солнечного ветра, который переходил в магнитосферный режим лишь на короткое время с 05:20 UT до 05:45 UT. В период от  $\sim 05:23$  до  $\sim 05:30$  UT КА Geotail входит в магнитосферу на очень большом расстоянии  $\sim 28 R_3$  от оси X. В это время давление солнечного ветра составляет  $P_{sw} \sim 1,1$ , и модель Sh98 предсказывает расстояние до магнитопаузы  $21 R_3$ , т.е. на  $\sim 7 R_3$  меньше наблюдаемого. Магнитосферный интервал проявляется в сильном уменьшении плотности ионов и усилении магнитного поля, свойственных условиям южной доли/мантии. Окружающие области, где величина магнитного поля понижена и сильно флуктуирует, можно отнести к области магнитослоя за квазипараллельной ГУВ.

Здесь следует отметить очень хорошую корреляцию изменений ориентации магнитного поля (часового и кон углов), наблюдаемую на КА Geotail и THEMIS-A в магнитослое, а также на межпланетном мониторе ACE. Корреляция нарушается при приближении магнитопаузы к зонду THEMIS-A в 05:00 – 05:30 UT или к КА Geotail в 05:15 – 05:30 UT. Совпадение ориентации магнитного поля магнитослоя с ориентацией ММП подтверждает то, что на магнитосферу действительно влияет структура солнечного ветра с квазирадиальным ММП, наблюдаемая монитором ACE.

С  $\sim 05:35$  UT ММП постепенно поворачивает на юг, давление молничного ветра увеличивается до 1,2 нПа, а конугол увеличивается до  $25^\circ \sim 30^\circ$ . Зонды THEMIS приближаются к апогею  $14,7 R_3$  и возвращаются в область магнитослоя и/или ГУВ.



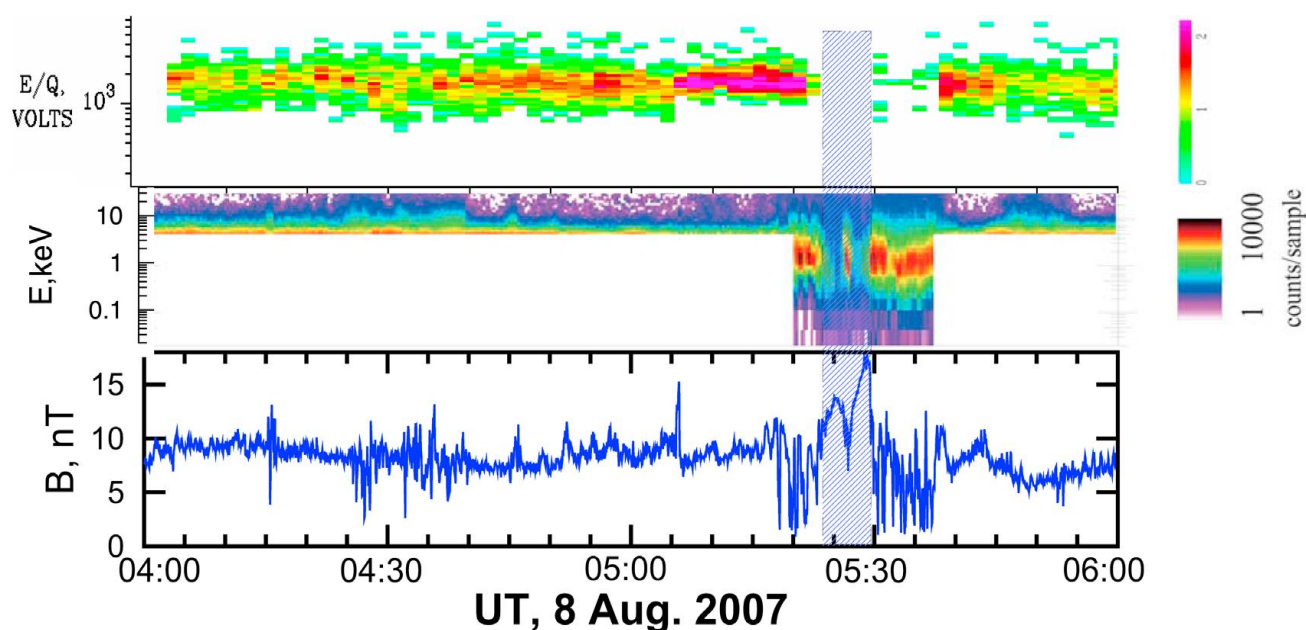


Рис. 4.3.3. Наблюдения КА Geotail в области геомагнитного хвоста 8 августа 2007 г. (сверху вниз): спектрограммы ионов плазмы CPI и LEP, а также напряженность магнитного поля. Синяя тень указывает на интервал магнитосферы [A20].

Таким образом, во время длительного события ( $\sim 1$  часа) расширения магнитопаузы 8 августа 2007 г. обнаруживается глобальное расширение магнитосферы с аномально большими расстояниями до магнитопаузы по сравнению с модельными: на  $\sim 3,5 R_E$  на дневной стороне и на  $\sim 7 R_E$  в хвостовой области. Наблюдаемое давление магнитослоя вблизи магнитопаузы составляло  $\sim 0,16$  нПа, а отношение  $k \sim 0,2$  крайне мало. Дневная магнитопауза совершает волнообразные колебания с периодом  $\sim 10$  мин вблизи нового положения равновесия на нетипично большом геоцентрическом расстоянии  $\sim 13,5\text{--}14,5 R_E$ .

Рис. 4.3.4 иллюстрирует эффект расширения магнитопаузы для режима LPM во время 3-х интервалов квазирадialного ММП [A20]. Пересечения магнитопаузы, наблюдаемые зондами THEMIS 16 июля и THEMIS и Geotail 8 августа 2007 г., могут быть предсказаны с помощью модели Sh98, примененной для давления магнитослоя 0,5 нПа (отношение  $k=0,3$ ) и 0,1 нПа ( $k=0,07$ ) соответственно. Отметим, что давление солнечного ветра для этих случаев составляло  $\sim 1,1\text{--}1,5$  нПа. Пересечения магнитопаузы, наблюдавшиеся THEMIS 4 августа 2007 г.,

хорошо описываются моделью, рассчитанной для давления магнитослоя  $P_{tot}=0,3$  нПа, при давлении солнечного ветра  $P_{sw}=0,6$  нПа, что дает отношение  $k=0,5$ .

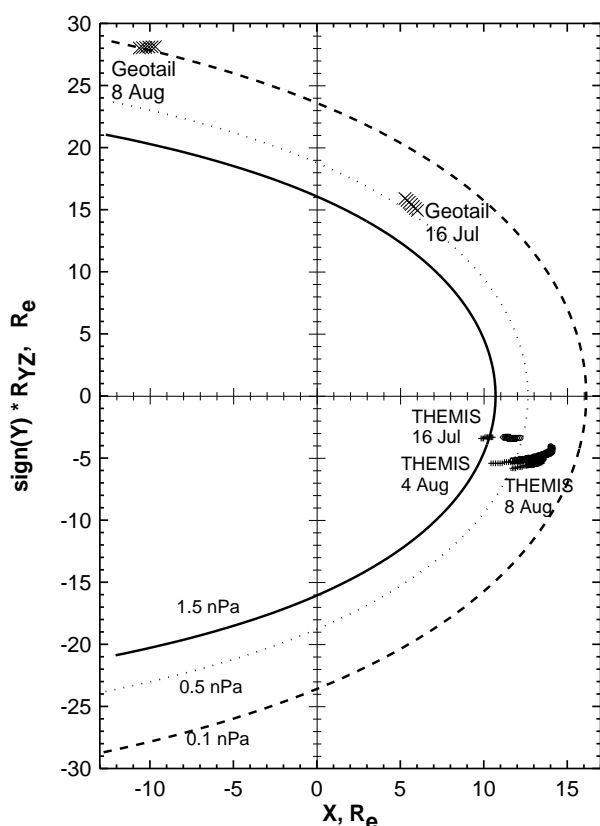


Рис. 4.3.4. Положение зондов THEMIS и КА Geotail в с.к. GSM во время квазирадиального ММП в 19:50–20:37 UT 16 июля 2007 г., в 04:00–06:00 UT 8 августа 2007 г. и в 04:00–12:00 UT 4 августа 2007 г. Профили магнитопаузы вычислены по модели Sh98 [Shue et.al., 1998] для различных давлений: 0,1 (пунктирная линия), 0,5 (пунктирная линия) и 1,5 нПа (сплошная линия) [A20].

Расширенная магнитосфера имеет более низкое магнитное поле и, таким образом, становится более чувствительной к изменениям как основных, так и второстепенных управляющих параметров. В результате, небольшое изменение давления солнечного ветра и/или ориентации ММП может привести к существенному перемещению магнитопаузы. Также обнаружены смещения магнитопаузы в ответ на вариации суббуревой активности, представленные индексом АЕ. Таким образом, во время режима LPM влияние конугла может сильно мешать эффектам, создаваемым другими межпланетными и геомагнитными параметрами.

Таким образом, динамика магнитопаузы при длительном квазирадиальном ММП определяется суперпозицией стабильного глобального расширения магнитосферы и волнообразного движения магнитопаузы. Новое положение равновесия может быть удалено на несколько  $R_3$  от номинального. Это положение



определяется сильным уменьшением общего давления магнитослоя  $P_{tot}$ , так называемым режимом LPM, который характеризуется режимом отношением  $k$ , которое намного меньше теоретически предсказанного значения 0,881. При стабильном радиальном ММП расширение магнитопаузы и режим LPM могут сохраняться длительное время, что указывает на установление нового режима баланса давлений на магнитопаузе. Схематичное изображение области взаимодействия при квазирадialном ММП показано на рис. 4.3.5 [A27].

Из вышесказанного следует, что для анализа механизма формирования режима LPM необходимо рассматривать длительные интервалы квазирадialного ММП при спокойной геомагнитной активности. Для этой цели был выбран интервал радиального ММП, наблюдавшийся в течение около 12 часов 12-13 июля 2007 г. монитором ACE, расположенным вблизи линии Земля-Солнце ( $\sim 10 R_e$ ) [A29].

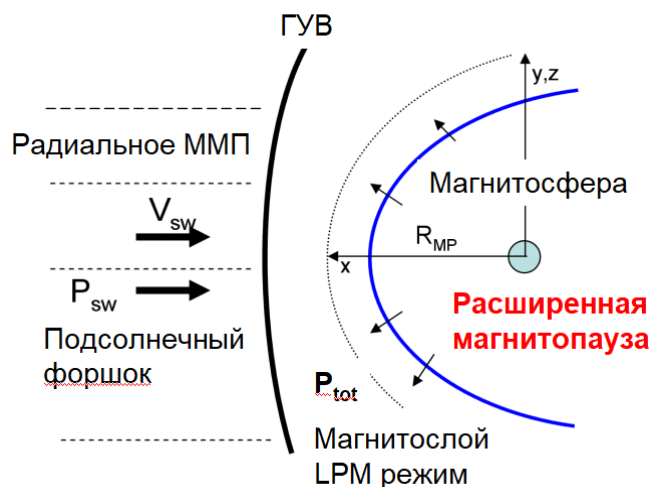


Рис. 4.3.5. Эскиз, иллюстрирующий раздувание магнитопаузы при радиальной ориентации ММП [A27].

На рис. 4.3.6. представлены ионные спектрограммы THEMIS-A и THEMIS-B, их геоцентрические расстояния, давление плазмы и магнитное давление, а также конуглы в интервале 0–10 UT 13 июля 2007 г., когда ММП было квазирадialно. Это подтверждается наличием интенсивных потоков энергичных ионов в магнитослое. В начале интервала с 00 до 06:30 UT зонд THEMIS-B был наиболее удален от Земли. Затем в 06:30 – 10:00 UT наиболее

удаленным стал зонд THEMIS-A. Для этого временного интервала наилучшая временная задержка межпланетных данных с монитора ACE составила ~62 мин, что на 12 мин больше, чем время прямого распространения.

Множественные пересечения магнитопаузы наблюдались зондами THEMIS с 0 UT до 4 UT и после 6 UT из-за колебаний магнитопаузы с квазипериодами 15-30 минут между самым внутренним и внешним спутниками. Движение магнитопаузы внутрь может быть связано с турбулентным режимом в подсолнечном форшоке и магнитослое, который приводит к генерации импульсов давления или СПСМ, воздействующих на подсолнечную магнитопаузу и толкающих ее к Земле [Sibeck *et al.*, 2000; A23].

Раздутие магнитопаузы  $\Delta R$ , можно оценить, рассчитав модельное расстояние  $R_M$  с использованием входных параметров сдвинутых во времени межпланетных данных:  $\Delta R = R - R_M$ . На рисунке 4.3.6а показаны расстояния до магнитопаузы, вычисленные по четырем моделям, и геоцентрические расстояния зондов THEMIS-B и A. Используются следующие модели: PR96, Sh98, KS98, Li10. В модели Li10 использовался угол наклона диполя  $\sim 18,5^\circ$ . Видно, что различия между моделями лежат в пределах 1  $R_E$ . Модели Sh98 и PR96 предсказывают меньшие расстояния  $\sim 12-12,7$  и  $\sim 12,5-13,2 R_3$  соответственно, а модели KS98 и Li10 предсказывают большие расстояния  $\sim 13-14 R_3$ .

Вблизи апогея в 4–9 UT все зонды наблюдали продолжительные интервалы магнитосферы. Из-за ограниченного апогея THEMIS невозможно точно определить максимальное расстояние до магнитопаузы, но оно определенно превышало  $14,7 R_3$  в 5–6 UT,  $\sim 8$  UT и 9 UT. Из сравнения с моделями можно оценить положительные смещения  $\Delta R$  в течение магнитосферного интервала, наблюдаемого THEMIS-B в апогее около 5 UT:  $\Delta R > 1,4 R_3$  получается для моделей KS98 и Li10,  $\Delta R > 2 R_3$  для модели PR96 и  $\Delta R > 2,4 R_3$  для модели Sh98. Такие же оценки можно получить в  $\sim 8$  UT, когда THEMIS-A находился в апогее. Оценка  $\Delta R$  становится невозможной, когда магнитопауза сместилась внутрь и все зонды THEMIS оказались в магнитослое, например в 7-8 UT и в  $\sim 9$  UT.

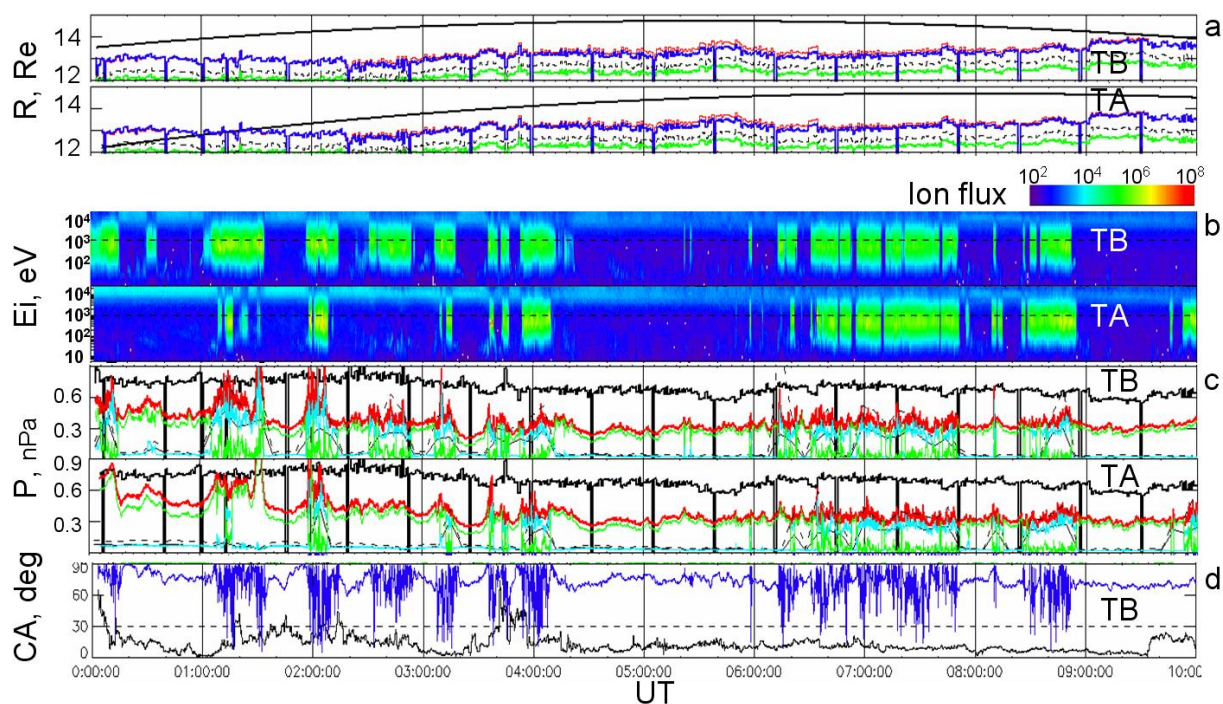


Рис. 4.3.6. Длительный интервал квазирадialного ММП, наблюдаемый монитором ACE и зондами THEMIS-A и B 13 июля 2007 г.: (а) геоцентрические расстояния до зондов THEMIS-B и A и расстояния до магнитопаузы, предсказанные моделями KS98 (красные кривые), Li10 (синие кривые), PR96 (черные пунктирные кривые) и Sh98 (зеленые кривые); (б) ионные спектрограммы, наблюдаемые THEMIS-B и A; (в) полное давление  $P_{sw}$  (черные кривые) и магнитослоя (красные кривые), тепловое (синее) и магнитное (зеленое) давления, измеренные THEMIS-B и TA; (д) конугол, полученный по данным монитора ACE (черный) и зонда THEMIS-B (синий) [A29].

В течение рассматриваемого интервала полное давление солнечного ветра  $P_{sw}$  варьировало в пределах от 0,9 до 0,6 нПа. В течение длительного периода времени межпланетные условия оставались практически стабильными. В частности, с 4 по 9 UT давление  $P_{sw}$  оставалось вблизи  $\sim 0,67$  нПа, а конугол плавно изменялся от  $10^\circ$  до  $15^\circ$ . В магнитослое зонды THEMIS-A и THEMIS-B наблюдали очень низкое полное давление  $P_{tot}$  на уровне 0,3 - 0,4 нПа, что явно указывает на режим LPM с отношением  $k \sim 0.5$ . Важно отметить, что в это время вклад магнитного давления  $P_m$  в полное давления магнитослоя  $P_{tot}$  был

ничтожно мал, как хорошо видно на рис. 4.3.6. Такое низкое магнитное давление в магнитослое типично для условий квазирадиального ММП.

Таким образом, для анализа баланса давлений на магнитопаузе при квазирадиальном ММП можно пренебречь магнитным давлением в магнитослое, и баланс давлений на магнитопаузе определяется главным образом плотностью энергии ионов магнитослоя. При этом необходимо учитывать аномальное расширение магнитосферы до  $14 R_3$  и более в подсолнечной области, что приводит к ослаблению геомагнитного поля вблизи магнитопаузы до 30 нТл и даже ниже.

Потоки ионов магнитослоя в присутствии подсолнечного форшока имеют широкий энергетический спектр от нескольких эВ до нескольких десятков кэВ. Нетрудно оценить, что энергичные ионы с  $E > 10$  кэВ имеют гирорадиус  $>500$  км в геомагнитном поле напряженностью менее 30 нТл в непосредственной близости от магнитопаузы. В низких широтах дневная магнитопауза имеет типичную толщину  $\sim 500$  км (Berchem, Russell, 1982), что практически равно гирорадиусу энергичных ионов, в результате чего они легко проникают через магнитопаузу. Этот факт подтверждается экспериментально по наблюдениям потоков ионов в непосредственной окрестности магнитопаузы на миссии THEMIS [Kirpichev et al., 2017]. А именно, спектры ионов с энергиями в несколько кэВ и выше совпадают по обе стороны магнитопаузы в магнитослое и в магнитосфере. В то же время, потоки ионов меньших энергий присутствовали в магнитослое но отсутствовали в магнитосфере. Следовательно, ионы  $>10$  кэВ проходят через магнитопаузу беспрепятственно и не влияют на баланс давлений на магнитопаузе.

При квазиперпендикулярной ориентации ММП (конуглы  $>30^\circ$ ) потоки энергичных ионов в подсолнечном магнитослое слабы [Crooker et al., 1981]. На рис. 4.3.7а показан пример спектра потока ионов магнитослоя, измеренный зондом THEMIS-B для конугла  $>60^\circ$  в непосредственной близости от магнитопаузы в 09:10 UT 9 июня 2007 г. (см. рис. 1.3.4). Потоки ионов  $>10$  кэВ более чем на 3 порядка слабее пиковых потоков ионов с энергией в несколько

сотен эВ. По спектру ионов можно рассчитать дифференциальный поток энергии ионов  $J$  в каждом энергетическом канале:

$$J = F \cdot dE \cdot E \quad (4.10)$$

Где  $F$  — дифференциальный поток ионов в данном энергетическом канале,  $dE$  — ширина энергетического канала в эВ, а  $E$  — энергия канала. Дифференциальный спектр потока энергии  $J$  показан на рисунке 4.3.7 красной кривой. Полный поток энергии для энергичных ионов  $J(>10 \text{ кэВ})$  можно вычислить как сумму потоков энергии в трех старших каналах с энергией  $> 10 \text{ кэВ}$ . Полный поток энергии плазмы магнитослоя  $J_{tot}$  рассчитывается интегрированием по всем каналам. Отсюда можно вычислить долю потока энергии  $\delta$ , переносимую энергичными ионами, как:

$$\delta = \frac{J(> 10 \text{ keV})}{J_{tot}} \quad (4.11)$$

Для условий квазиперпендикулярного ММП находим:  $J(>10 \text{ кэВ}) = 1,8 \cdot 10^6 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \text{ с ср})$  и  $J_{tot} = 4,3 \cdot 10^7 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \text{ с ср})$ , так что  $\delta \sim 0,04$ . То есть энергичные ионы переносят лишь малую часть потока энергии в магнитослое.

Ситуация кардинально меняется в условиях квазирадialьного ММП, когда сильный форшок развивается перед всей дневной ГУВ. Ионы солнечного ветра эффективно ускоряются механизмом Ферми первого порядка в турбулентных областях выше и ниже квазипараллельной головной ударной волны до энергий десятки и сотни кэВ [Terasawa, 1981; Trattner et al., 2013]. Энергичные ионы заселяют как внешнюю область перед ГУВ, образуя форшок, так и нижнюю область магнитослоя, где они образуют энергичный хвост спектров диффузных ионов, как показано на рисунке 4.3.7б. Спектр наблюдался зондом THEMIS-B в 07:17 UT 13 июля 2007 г., во время длительного интервала квазирадialьного ММП. Полное давление в магнитослое составляло  $P_{tot} \sim 0,3 \text{ нПа}$ , в то время как давление солнечного ветра составляло  $P_{sw} \sim 0,67 \text{ нПа}$ , т.е. на 40% выше. Для этого момента мы находим  $J(>10 \text{ кэВ}) = 2,6 \cdot 10^7 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \text{ с ср})$  и  $J_{tot} = 6 \cdot 10^7 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \text{ с ср})$ , так что отношение  $\delta \sim 0,43$ , что очень близко к недостатку полного давления  $P_{tot}$  магнитослоя.

Кроме того, в данном случае следует пересмотреть закон сохранения импульса, поскольку значительная часть энергичных частиц не взаимодействует с магнитопаузой. Таким образом, при квазирадиальном ММП энергичные ионы могут уносить значительную часть ( $\sim 40\%$ ) энергии из области взаимодействия, что приводит к значительному уменьшению полного давления, воздействующего на магнитопаузу, и, как следствие, к существенному глобальному раздуванию магнитосферы.

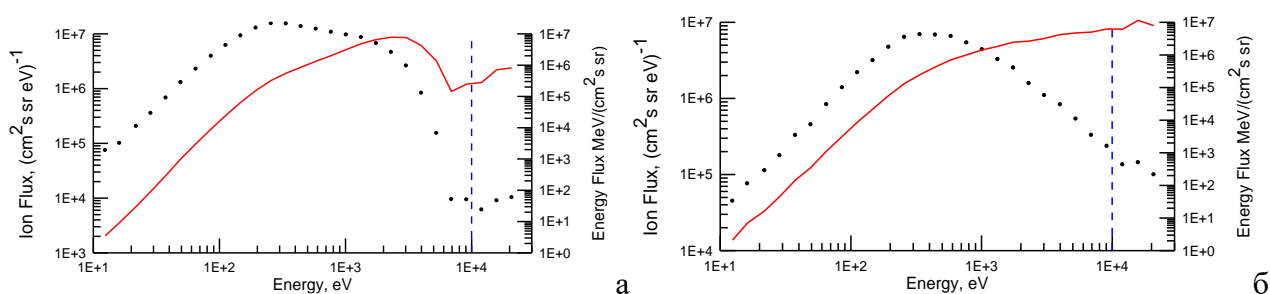


Рис. 4.3.7. Энергетические спектры потоков ионов (точки, левые оси) и потоков энергии (красные кривые, правые оси) плазмы магнитослоя, измеренные с помощью ТВ во время (а) типичных условий в 09:10 UT 9 июня 2007 г. и (б) во время квазирадиального ММП в 07:17 UT 13 июля 2007 г. Энергичные ионы с  $E > 10$  кэВ уносят, соответственно,  $\sim 4\%$  и  $\sim 40\%$  полного потока энергии магнитослоя [A29].

Отметим, что дефицит плотности энергии, измеряемой в магнитослое в режиме LPM, объясняется аппаратным и методическим эффектами. Аппаратный эффект обусловлен ограниченным динамическим диапазоном плазменного спектрометра ESA, который не регистрирует ионы с энергией  $> 30$  кэВ. При этом необходимо учитывать, что эти энергичные ионы, движущиеся со скоростью более 1000 км/с, могут покидать магнитослой и, тем самым, уносить энергию плазмы из области взаимодействия. Методический эффект состоит в том, что полная энергия вычисляется в приближении максвелловского распределения ионов с использованием термодинамических параметров: скорости, плотности и температуры (см. ур. 1.1 – 1.5 в 1-й главе). Наличие интенсивных потоков ионов

в высокоэнергичной области спектра нарушает данное приближение и приводит к недооценке полного давления. Таким образом, в условиях квазирадиального ММП измерения всего спектра ионов, включая его высокоэнергичную часть, и интегрирование потоков энергии по всему спектру будут удовлетворять закон сохранения полной энергии солнечного ветра, поступающего через ГУВ в магнитослой.

#### 4.4. Выводы к четвертой главе

Данные высокого разрешения миссии THEMIS по плазме и магнитному полю в совокупности с данными межпланетных мониторов обеспечили возможность идентификации и анализа сотен крупномасштабных (с длительностью  $>30$  сек) сверхэнергичных плазменных струй в магнитослое (СПСМ), полная плотность энергии которых превышает плотность энергии солнечного ветра ( $k > 1$ ).

Обнаружено, что крупномасштабные СПСМ имеют поперечный размер порядка  $1 R_3$ . Они окружены областью магнитослоя с пониженной плотностью энергии, что обеспечивает сохранение полной энергии во всей структуре магнитослоя, окружающей СПСМ.

Показано, что крупномасштабные СПСМ могут двигаться поперек линий тока магнитослоя и эффективно взаимодействовать с магнитопаузой, что делает их геоэффективными. В период работы THEMIS с 2007 по 2009 г. в дневном магнитослое было идентифицировано 554 крупномасштабных геоэффективных СПСМ.

Обнаружено, что взаимодействие СПСМ с магнитосферой приводит к характерной локальной деформации магнитопаузы с волнообразной структурой расширение – сжатие – расширение, соответствующей изменению плотности энергии в структуре магнитослоя, связанной с СПСМ.

Обнаружено, что взаимодействие некоторых крупномасштабных СПСМ с магнитопаузой приводит к прямому проникновению плазмы магнитослоя в магнитосферу. Условия проникновения определяются механизмом импульсного проникновения в совокупности с механизмом конечного ларморовского радиуса. Оценка среднего потока плазмы от СПСМ в дневную магнитосферу может достигать  $10^{29}$  ионов в час, что сопоставимо с существующими оценками общего количества плазмы, поступающей в дневную магнитосферу.

Анализ межпланетных структур показал, что крупномасштабные СПСМ генерируются в 2/3 случаев при взаимодействии ГУВ с межпланетными разрывами, которые вызывают быструю перестройку форшока и его перемещение из одного сектора ГУВ в другой. Остальные СПСМ имеют стохастическое происхождение в условиях подсолнечного форшока при квазирадиальном ММП. Будучи более локализованными, такие СПСМ имеют меньшие пространственные масштабы и, следовательно, меньшую геоэффективность.

Анализ межпланетных условий за 11 лет с 1998 по 2008 год показал, что непрерывные интервалы с квазирадиальной ориентацией ММП с конуглом  $<30^\circ$  наблюдаются в течение  $\sim 16\%$  времени.

По мультиспутниковым измерениям обнаружено, что в условиях длительного (десятки минут) квазирадиального ММП магнитосфера глобально расширяется, так что дневная магнитопауза наблюдается на несколько  $R_3$  дальше, чем при типичной ориентации ММП по спирали Паркера.

Показано, что аномальное глобальное расширение магнитосферы при квазирадиальном ММП сопровождается в магнитослое очень низким магнитным давлением и существенным падением (почти в 2 раза) плотности энергии плазмы, так называемым LPM режимом.

Анализ энергетического спектра потоков ионов в магнитослое позволил обнаружить, что в условиях квазирадиального ММП до 40% и более плотности энергии плазмы приходится на энергичные ионы ( $>10$  кэВ), которые эффективно ускоряются в подсолнечном форшоке. Существенный вклад ионов, находящихся в высокоэнергичном хвосте спектра, приводит к недооценке давления плазмы в



магнитослое (LPM режим), вычисляемого по ключевым термодинамическим параметрам.

Энергичные ионы, распространяясь во всех направлениях, уносят энергию из области взаимодействия. Более того, ионы с энергиями  $>10$  кэВ имеют достаточно большой ларморовский радиус и способны проникать в магнитосферу без взаимодействия с магнитопаузой и поэтому не дают вклад в баланс давлений, что является одной из причин аномального расширения магнитосферы в условиях квазирадialного ММП.

## Глава 5.

# Прикладные аспекты локальных возмущений в области взаимодействия

*При подготовке данного раздела диссертации использованы следующие публикации, выполненные автором в соавторстве, в которых, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования: A17, A23, A31, A33 (в списке публикаций по теме диссертации).*

### 5.1. Обзор литературы

В предыдущей главе было показано, что плазменные струи магнитослоя (СПСМ) являются типичным следствием динамики форшока и изменений ориентации ММП [*Plaschke et al.*, 2018; A23; A26; *Fairfield et al.*, 1990; *Lin et al.*, 1996; *Archer et al.*, 2012; A32]. Ориентация ММП определяет положение форшока – области перед квазипараллельной ГУВ, где вектор ММП параллелен к ее нормали [*Schwartz Burgess*, 1991]. В частности, если угол между вектором ММП и линией Солнце–Земля меньше  $30^\circ$  (случай квазирадialного ММП), то форшок располагается в подсолнечной области. Процессы внутри форшока существенно изменяют такие параметры солнечного ветра, как плотность, скорость и давление [*Fairfield et al.*, 1990]. Стационарный подсолнечный форшок приводит к существенному уменьшению среднего полного (теплового и магнитного) давления в магнитослое [A20]. В то же время именно в связи с подсолнечным форшоком генерируется основная часть СПСМ [например, *Archer et al.*, 2013]. С другой стороны, крупномасштабные струи длительностью  $>30$  с в основном генерируются при взаимодействии межпланетных разрывов с ГУВ в отсутствие значительных возмущений солнечного ветра [A32]. Резкое изменение геометрии

форшока происходит в результате быстрого вращения ММП, так называемого разрыва ММП. В [Plaschke et al., 2016] было обнаружено, что струи с диаметром поперечного сечения более  $2 R_e$  должны попадать в подсолнечную магнитопаузу примерно несколько раз в час при квазирадиальном ММП.

Преыдушие исследования показали, что СПСМ могут быть очень геоэффективными структурами, передающими энергию, импульс и горячую плазму солнечного ветра в магнитосферу [Archer et al., 2013; A26; Plaschke et al., 2016]. Реакция магнитосферы и ионосферы на воздействие СПСМ аналогичны переходным явлениям, возникающим при резких изменениях давления солнечного ветра [Plaschke et al., 2018]. Отличие состоит в пространственной локализации воздействия. Сообщается, что импульсы давления могут быть ответственны за различные эффекты в магнитосфере и высокоширотной атмосфере, такие как высыпания частиц в высоких широтах и дневные дискретные полярные сияния, транзиентные продольные токи и бегущие конвекционные вихри в высокоширотной ионосфере а так же локальные ионосферные конвекционные потоки [Sibeck, & Korotova, 1996; Vorobjev et al., 2001; Hietala et al., 2012; Archer et al., 2013; Engebretson et al., 2013; Poschet et al., 2013; Han et al., 2018; Feng et al., 2020].

Резкие изменения давления на фронтах неоднородностей солнечного ветра также могут вызывать ускоренные смещения границы магнитосферы и спровоцировать возникновение на магнитопаузе гибридной неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и Рэлея–Тейлора. В результате происходит импульсное проникновение плазмы из магнитослоя в магнитосферу и возбуждение геомагнитных пульсаций в диапазоне Pc2–Pc4 [Mishin, 1993; Mishin et al., 2001]. Проникновение плазмы магнитослоя через дневную магнитопаузу объясняется несколькими механизмами, такими как магнитное пересоединение [Sibeck, 1999; Zhang et al., 2022], импульсное проникновение [Lemaire, 1977; Brenning et al., 2005], конечный ларморовский радиус [Savin et al., 2008] и их комбинация [A26].

Взаимодействие СПСМ с магнитопаузой может также приводить к проникновению плазмы магнитослоя внутрь дневной магнитосферы [A26], при

этом количество проникающей плазмы сравнимо с оценками общего количества плазмы, поступающей в дневную магнитосферу [Sibeck, 1999]. Проникновение сопровождается высыпанием надтепловой плазмы в высокоширотную ионосферу в дневном секторе и на флангах [A31]. Анализ транзитных событий дневных полярных сияний [Vorobjev et al., 2001] показал, что усиление дневных полярных сияний было связано с локализованными сжатиями магнитосферы, вызванными резкими изменениями форшока, а не изменениями собственно динамического давления солнечного ветра. В недавних комплексных и статистических исследованиях представлены наблюдения уярчения дневных сияний, связанные с локализованными деформациями магнитопаузы [Han et al., 2018] и вызванные высокоскоростными струями магнитослоя [Wang et al., 2018]. Кроме того, в работе [Han et al., 2016] получены прямые доказательства того, что источником высыпающихся частиц в дневных сияниях была плазма магнитослоя (иногда смешанная с магнитосферной плазмой). Таким образом, эти исследования показали, что СПСМ могут быть ответственны за переходные дневные полярные сияния. Однако прямых наблюдений их связи с возникновением авроральных высыпаний не было представлено.

Спутниковые и наземные наблюдения во время спокойных геомагнитных условий показали, что транзитные сжатия магнитосферы вызывают дневную волновую активность в области очень низких частот с периодами порядка секунды (ОНЧ), которая не связана с проникновением волновой активности солнечного ветра [Archer et al., 2013; Engebretson et al., 2013, Hartinger et al., 2013]. Один из подклассов магнитосферных УНЧ-волн, регистрируемых во время спокойных условий, включает непрерывные геомагнитные пульсации в диапазоне Pc1 (0,2–5 Гц). Волны Pc1 также подразделяются на несколько типов на основе частотно-временных характеристик, таких как всплески, структурированные, диффузные излучения и т. д. [Fukunishi, 1981]. Разные типы волн Pc1 характеризуются разным пространственным и временным распределением их появления [Kangas et al., 1998; Mursula, 2007].

Источниками УНЧ-волн Pc1 являются популяции протонов кольцевого тока (10-100 кэВ), плазменного слоя (1-50 кэВ), низкоширотного пограничного слоя LLBL (1-5 кэВ) и плазменной мантии (~1 кэВ) [Anderson & Hamilton, 1993; Hansen et al., 1992; Engebretson et al., 2002; 2005]. Волны Pc1 возбуждаются ионной циклотронной неустойчивостью энергичных протонов с анизотропным распределением энергии, когда температура популяции частиц перпендикулярной силовым линиям магнитного поля, превышает их параллельную температуру. Сжатие магнитосферы вызывает увеличение анизотропии температуры [Olson and Lee, 1983]. Волны Pc1, связанные со сжатием, преимущественно возникают во внешней дневной магнитосфере, но также могут локализоваться и во внутренней магнитосфере вблизи плазмопаузы [Usanova et al., 2008; 2012]. В работе [Anderson & Hamilton, 1993] было обнаружено, что даже незначительного сжатия магнитосферы достаточно, чтобы вызвать ионную циклотронную нестабильность низкоэнергетических ионов плазменного слоя. Источник дневных Pc1 волн были идентифицировали низкоэнергетические ионы плазменного слоя, дрейфующие к Солнцу из ночной магнитосферы [Engebretson et al., 2002]. Было отмечено, что ионы с энергией порядка 1 кэВ также могут играть ключевую роль в генерации дневных Pc1 волн.

Согласно общей концепции, электромагнитные волны в диапазоне Pc1 возбуждаются в экваториальной магнитосфере и имеют левую поляризацию, соответствующую направлению вращения ионов вокруг магнитного поля [Kangas et al., 1998]. Эти левополяризованные Pc1 волны распространяются как альфвеновская волна вдоль силовых линий магнитного поля в направлении Земли. Часть волн проникает в атмосферу и может быть обнаружена на земле. При попадании электромагнитных волн в ионосферу в результате взаимодействия с ионосферной плазмой возникают волны сжатия быстрой моды с правой поляризацией, способные распространяться поперек магнитного поля. Эти волны частично захватываются ионосферным волноводом в F-области и распространяются горизонтально. Их можно обнаружить на земле вдали от входа в ионосферу альфвеновской волны. Как известно, интенсивность волн Pc1

максимальна вблизи источника волны, но распространение волны в ионосферном канале приводит к быстрому затуханию волны. Более подробную информацию о распространении Pc1 из магнитосферы к Земле можно найти в обзорах и современных исследованиях [Kangas *et al.*, 1998; Guglielmi, 1974; Fedorov *et al.*, 2018].

Процесс генерации волн Pc1 приводит к рассеянию энергичных ионов магнитосферы по питч-углам [Cornwall, 1965]. Так, высыпание протонов в ионосферу является следствием генерации Pc1 [Yahnina *et al.*, 2000; Usanova *et al.*, 2010]. А имеено, на основе спутниковых и наземных наблюдений было показано, что локализованные высыпания протонов  $>30$  кэВ связаны с волнами Pc1. Было показано, что локализованные протонные сияния связаны с волнами Pc1 [Yahnin *et al.*, 2007]. Генерация волн Pc1 и последующее высыпание протонов  $>30$  кэВ могут длиться несколько часов в течение интервала сжатия магнитосферы. Статистический анализ [Usanova *et al.*, 2012] показал, что активность Pc1 в спокойное время коррелирует с усилением динамического давления солнечного ветра, которое вызывает сжатие дневной магнитосферы.

С другой стороны, было обнаружено, что часть транзитных сжатий магнитосферы не может быть связана с изменениями динамического давления собственно солнечного ветра, а была связана с импульсами динамического давления, генерируемыми кинетическими процессами внутри форшока [Fairfield *et al.*, 1990; Sibeck & Korotova, 1996]. Кинетические процессы внутри форшока существенно изменяют параметры солнечного ветра, так что плотность ионов колеблется, как резко увеличиваясь, так и уменьшаясь, а скорость может лишь спорадически уменьшаться. Эти вариации плазмы можно наблюдать только внутри форшока, а космические аппараты в других местах могут наблюдать изменения ориентации ММП, но не изменения давления, возникающие внутри форшока [Sibeck *et al.*, 2003].

Вариации плотности в форшоке переносятся далее потоком солнечного ветра в магнитослой. Соответствующее кратковременное усиление потока и плотности ионов было обнаружено в магнитослое [Němeček *et al.*, 1998; Karlsson

*et al.*, 2015]. Эти плазменные транзиенты могут проникать через подсолнечную ГУВ и, двигаясь вдоль линии тока, могут достигнуть дневной магнитопаузы. Кроме того, как было показано выше, при квазипараллельной ориентации ММП в магнитослое образуются сверхэнергичные струи плазмы магнитослоя, или СПСМ. Они отличаются от импульсов плотности из форшока тем, что давление и скорость плазмы в них существенно выше и поэтому они способны двигаться поперек линий тока магнитослоя и взаимодействовать с дневной магнитопаузой в любом месте [A26; *Plaschke et al.*, 2018]. Возникновение СПСМ контролируется исключительно ориентацией и вращением ММП. Устойчивый подсолнечный форшок приводит к существенному уменьшению среднего полного (теплого и магнитного) давления в магнитослое [A20]. В то же время именно в форшоке рождается большая часть мелкомасштабных СПСМ [*Archer & Horbury*, 2013].

## 5.2. Сверхэнергичные плазменные струи в магнитослое как фактор магнитосферно-ионосферных связей

### *Магнитные эффекты*

Пространственная динамика искажений магнитопаузы исследовалась по минутным магнитным данным с сети наземных магнитометров во время наблюдения СПСМ с 04:40 по 05:10 UT 16 июня 2007 г. на миссии THEMIS (см. рис. 4.2.8.) [A23]. В данном случае вариации давления солнечного ветра были плавными и небольшими (см. рис. 4.2.9), а геомагнитная активность была низкой. Следовательно, вариации геомагнитного поля должны быть результатом локальных вариаций давления в магнитослое.

Для устранения эффекта неравномерного распространения МГД-волн в магнитосфере от источника сжатия использовались только магнитные станции, расположенные на геомагнитных широтах ниже плазмопаузы ( $\sim 60^\circ$ ). В этой области разница во времени распространения на разных широтах составляет менее минуты, как показано в [*Chi et al.*, 2006]. Следовательно, этот эффект

сглаживается на магнитных данных с 1-минутным разрешением. Таким образом, появляется возможность обнаружить геомагнитные вариации, связанные с локализованными искажениями тока на магнитопаузе с характерной длительностью в несколько минут.

В таб. 5.2.1 приведены координаты магнитных станций сети ИНТЕРМАГНЕТ, использованных в исследовании. Анализировались временные вариации ( $dH$ ) горизонтальной компоненты ( $H$ ) геомагнитного поля. Вариация  $dH$  вычисляется вычитанием вектора линейного тренда ( $H_t$ ), интерполированного между точками в 04:00 и 05:30 UT, из наблюдаемого вектора  $H$ :  $dH = |\vec{H} - \vec{H}_t|$ . По определению величина  $dH$  всегда положительна и чувствительна к изменениям внешних электрических токов, влияющих как на напряженность, так и на ориентацию магнитного поля [A18].

На рис. 5.2.1 представлены временные профили  $dH$ , наблюдаемые с 04:40 до 05:10 UT 16 июня 2007 г. Они характеризуются заметными вариациями  $dH$  с амплитудами в несколько нТл и/или хорошо заметным магнитным горбом около 04:55 UT. На рис. 5.2.2 показано расположение станций ИНТЕРМАГНЕТ в координатах GSM, рассчитанное для 04:55 UT 16 июня 2007 г. Используются только станции, расположенные на низких и средних геомагнитных широтах на дневной стороне (долгота и широта указаны в скобках).



Таблица 5.2.1 Геомагнитные координаты магнитных станций [A23]

Код	Название	mlon	mlat
AAA	Alma Ata	151.35	33.41
AAE	Addis Ababa	109.87	5.34
AMS	Martin de Vivies-Amsterdam Island	141.30	-47.09
ASP	Alice Springs	-153.62	-34.14
BNG	Bangui	89.28	4.53
BOX	Borok	123.74	52.90
CNB	Canberra	-134.44	-43.75
CTA	Charters Towers	-140.68	-29.23
CZT	Port Alfred	109.87	-51.40
EYR	Eyrewell	-106.99	-47.77
GNA	Gnangara	-173.24	-43.13
GUA	Guam	-146.30	4.16
GUI	Guimar-Tenerife	59.23	34.65
GZH	Zhaoqing	-177.93	11.61
HAD	Hartland	79.67	54.47
HBK	Hartebeesthoek	91.85	-26.83
HER	Hermanus	81.33	-33.43
IRT	Irkutsk	175.38	40.85
KAK	Kakioka	-153.29	26.16
KDU	Kakadu	-156.25	-23.20
KNY	Kanoya	-161.19	20.67
LER	Lerwick	89.14	62.34
LRM	Learmonth	-175.67	-33.57
LZH	Lanzhou	174.31	24.76
MBO	Mbour	55.77	21.07
MMB	Memambetsu	-150.86	34.17
NEW	Newport	-58.92	55.19
NUR	Nurmijarvi	113.07	57.75
NVS	Novosibirsk	158.52	44.39
PAF	Port-aux-Francais	129.11	-57.46
PHU	Phuthuy	175.93	9.73
QSB	Qsaybeh	112.18	30.21
SHU	Shumagin	-106.62	53.66
SIT	Sitka	-83.67	60.18
TAM	Tamanrasset	80.28	25.22
TAN	Antananarivo	113.56	-23.84
TSU	Tsumeb	83.53	-18.30
UPS	Uppsala	106.35	58.53
VAL	Valentia	74.21	56.42
VIC	Victoria	-66.00	54.28

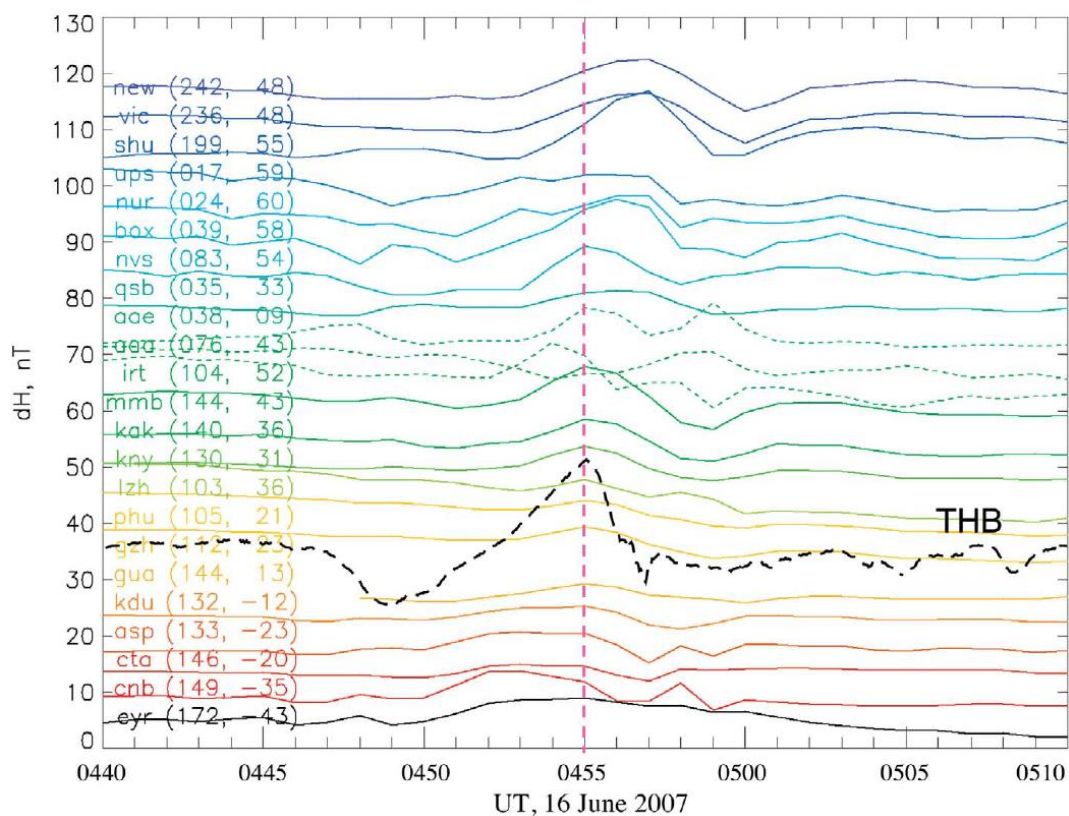


Рис. 5.2.1. Вариации горизонтальной компоненты ( $dH$ ) геомагнитного поля в дневном и вечернем секторах. Магнитное поле зонда THB показано для справки черной пунктирной линией. Географическая долгота и широта станций указаны в скобках. Вертикальной пунктирной линией показано 04:55 UT, время максимума магнитного импульса на THEMIS [A23].

Обращают на себя внимание вариации  $dH$  на низкоширотной станции GUA, угловые координаты GSM которой близки к THEMIS. И GUA, и THB наблюдают очень похожую (с точностью  $\sim 1$  мин) картину магнитных вариаций, а именно: триполярный импульс «спад — пик — спад» с пиком в  $\sim 04:55$  UT и спадами в 04:50 UT и 05:00 UT, который соответствует магнитной вариации «расширение — сжатие — расширение», наблюдаемой на THB. На рисунке 5.2.2 время пика (UT) обозначено четырехзначными числами (UT). Наличие ведущего (закрывающего) спадов обозначается буквой «d» перед (после) цифр. Отсутствие заметного изменения  $dH$  обозначается «#####».

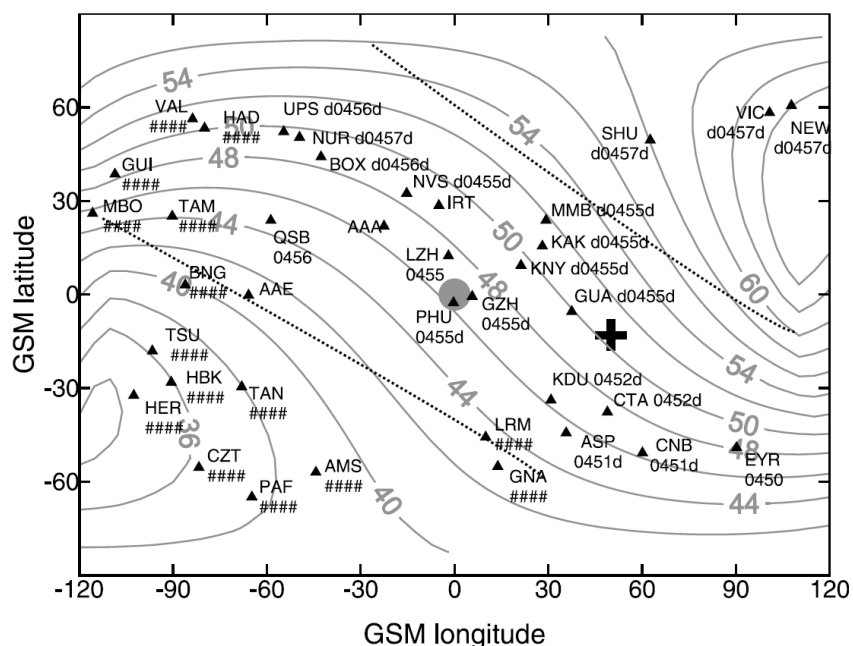


Рис. 5.2.2. Карта станций INTERMAGNET (треугольники) в 04:55 UT 16 июня 2007 г. в GSM координатах. Четырехзначные числа указывают момент времени (UT) наблюдения магнитного пика. Буква «d» перед (после) цифрами указывает на то, что перед (после) пиком наблюдается уменьшение магнитного поля. Отсутствие геомагнитных сигнатур обозначается «#####». Серые кривые с цифрами изображают изоконтурсы времени распространения межпланетного разрыва от межпланетного монитора ACE до модельной ГУВ [Chao et al., 2002]. Местоположение THEMIS, подсолнечная точка и переходный коридор обозначены черными крестами, серым кругом и пунктирными линиями соответственно. В утреннем секторе заметных магнитных вариаций не наблюдалось. Магнитный импульс появляется в послеполуденном секторе южного полушария и распространяется на север в предполуденный сектор [A23].

Общая продолжительность триполярного импульса на GUA составляет ~15 мин, что согласуется с наблюдениями THEMIS. Понижение на ~1 нТл и пик в ~3 нТл, наблюдаемые на GUA намного меньше магнитной вариации 15 нТл, измеренной THEMIS, и могут быть объяснены потерей энергии МГД-волны при распространении через магнитосферу. Следовательно, пик dH, наблюдаемый в GUA, может быть связан с локальным сжатием магнитопаузы, вызванным сверхэнергичной плазменной струей магнитослоя. Совпадение наблюдений

магнитных импульсов в радиально сопряженных точках на земле (GUA) и вблизи магнитопаузы (ТНВ) свидетельствует об очень малом времени  $\sim 1$  мин и менее на распространения сигнала от магнитопаузы к земле в соответствие с механизмом радиального переноса магнитных сигналов быстрыми МГД-волнами в магнитосфере [e.g. *Samsonov et al.*, 2011].

В подсолнечной области на станциях GZH и PNU наблюдаются почти такие же магнитные вариации, как и на GUA. Однако спад на этих станциях был не столь выражен. Самый ранний магнитный импульс обнаружен на юге послеполуденного сектора на станциях CNB и EYR. Усиление dH на EYR началось в  $\sim 04:50$  и представляло собой широкое плато, продолжавшееся с 04:52 до 04:58 UT, так что его максимум определялся с большой неопределенностью в несколько минут. Для длительных возрастаний берется время начала как индикатор прихода магнитных возмущений. Такой выбор представляется разумным, поскольку продолжительный магнитный горб может быть связан с временной динамикой источника геомагнитной возмущенности. Самый поздний пик обнаружен в 04:57 UT на среднеширотных станциях NUR и UPS, расположенных в переходном коридоре в северном утреннем секторе. Важно отметить, что магнитные импульсы отсутствуют в утреннем секторе в южном полушарии.

Очевидно, что такая пространственно-временная динамика СПСМ и деформации магнитопаузы связаны с геометрией взаимодействия межпланетного разрыва с ГУВ. При скольжении разрыва по дневной ГУВ локальный кон-угол  $\theta_{Вн}$  между вектором ММП и вектором нормали к ГУВ резко меняется. Локальный конугол  $\theta_{Вн}$  рассчитывается с использованием модели ГУВ *Chao et al.* [2002] для различных моментов времени скольжения разрыва по ГУВ. Для расчета была определена ориентация фронта разрыва методом MVA (см. комментарии к рис. рис. 4.2.9.). В координатах GSM была получена нормаль к разрыву  $\mathbf{n} = (-0,25 \pm 0,01, 0,70 \pm 0,01, 0,67 \pm 0,01)$  с соответствующими собственными значениями  $(3,3 \pm 0,1; 0,09 \pm 0,01; 0,02 \pm 0,003)$ . Было показано, что разрыв является вращательными и движется в солнечном ветре со скоростью  $V_a \sim 10$  км/с вдоль

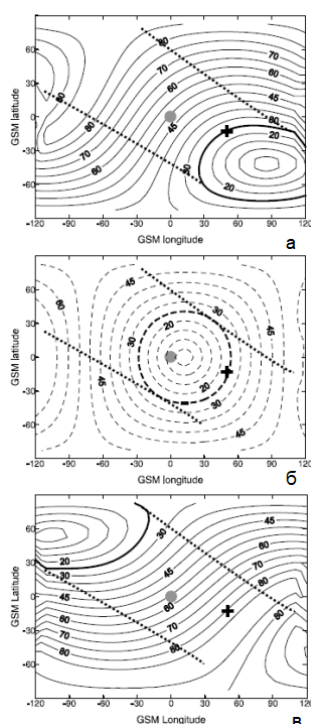
нормали к разрыву от солнца. С учетом скорости солнечного ветра в системе GSM ( $V_x = -500$ ,  $V_y = 30$ ,  $V_z = 13$  км/с),  $V_a$ , нормали  $\mathbf{n}$  и положение монитора ACE, можно оценить время распространения разрыва ( $dT$ ) до любой точки ГУВ.

На рис. 5.2.3 показаны изоконтурные  $dT$  для ГУВ, рассчитанной по модели *Chao et al.* [2002]. Ориентация разрыва такова, что он начинает взаимодействовать с ГУВ в южном-утреннем секторе в  $\sim 04:35$  UT. Затем область взаимодействия проходит через подсолнечную область в  $\sim 04:47$  UT на север в вечернем секторе. Двигаясь через подсолнечную область, разрыв проходит через переходный коридор, где  $\theta_{\text{Вп}} < 25^\circ$ , за  $\sim 12$  мин с  $\sim 04:43$  UT до  $\sim 04:55$  UT ( $dT$  увеличивается с  $\sim 42$  до  $\sim 54$  мин). Во время прохода межпланетного разрыва переход от квазиперпендикулярной ориентации ГУВ к квазипараллельной и обратно происходит в области  $\sim 40^\circ$ , окружающей подсолнечную точку. Такие вариации  $\theta_{\text{Вп}}$  вызывают резкие изменения в формировании ГУВ [например, *Russell and Petrinec, 1996; Eastwood et al., 2005*]. Следовательно, взаимодействие разрыва с ГУВ может привести к генерации форешока и возмущениям в дневной магнитосфере.

Следует отметить, что время распространения и ширина переходного коридора были определены с погрешностью в несколько минут. Из-за большого расстояния до ACE наклонные межпланетные фронты могут менять ориентацию со временем [*Weimer et al., 2002*]. Кроме того, на распространение наклонного разрыва сильно влияют нерадиальные составляющие солнечного ветра, а также скорость разрыва в системе отсчета солнечного ветра. Даже небольшие погрешности в несколько км/с могут приводить к существенным вариациям (минуты) во времени распространения. Тем не менее, несмотря на неопределенность в несколько минут во временной последовательности, решение для геометрии взаимодействия разрыва с ГУВ устойчиво.

Как показано на рис. 5.2.3, временная динамика магнитного импульса частично напоминает динамику сектора квазипараллельной ГУВ. Переход от квазипараллельной к квазиперпендикулярной конфигурации начался в вечернем секторе южного полушария, где изначально квазипараллельная ориентация ГУВ

постепенно за  $\sim 10$  мин сменилась на квазипараллельную Q. В этом секторе и в это же время магнитные станции EYR, CNB и ASP зарегистрировали самое раннее усиление dN, продолжавшееся до 10 мин (см. рис. 5.2.2.). Через  $\sim 10$  мин переход завершился в утреннем секторе в северном полушарии, где часть квазиперпендикулярной ГУВ сменилась на квазипараллельную. В этой области импульс был зарегистрирован станциями NUR и UPS в самое позднее время  $\sim 04:57$  UT.



**Рис. 5.2.3.** Карты GSM контуров равных конуглов  $\theta_{Bn}$  (в градусах) между вектором ММП и нормалью к ГУВ по модели Chao et al. [2002], рассчитанные для различных ориентаций ММП, наблюдаемых ACE: (а) в 03:55 UT до прибытия межпланетного разрыва; (б) в  $\sim 04:00:46$  UT в центре разрыва; (в) в 04:06 UT, после прохождения разрыва. Жирные кривые ограничивают области квазипараллельной головной ударной волны и форешока ( $\theta_{Bn} < 25^\circ$ ). Местоположение THEMIS и подсолнечная точка обозначены черным крестом и серым кружком соответственно. Толстые черные штриховые линии обозначают переходный коридор, в котором сектор квазипараллельной ГУВ и форешок проходят из области юг-вечер через подсолнечную область на север-утро [A23].

Следует отметить, что магнитный импульс наблюдался и в более позднее время ~04:57 UT станциями SHU, VIC и NEW, расположенными в вечернем секторе на северных геомагнитных широтах ~55°. Время появления магнитного импульса на этих станциях трудно объяснить как временем распространения межпланетного разрыва ( $dT \sim 60$  мин в отличие от ~49 мин на THEMIS), так и распространением импульса давления вдоль линий тока магнитослоя от подсолнечной области, что занимает не менее 6 мин со скоростью ~300 км/с. Можно предположить, что на этих среднеширотных станциях наблюдался магнитный эффект ионосферных токов, индуцированных в более высоких широтах альфвеновскими волнами, пришедшими из-за искажений магнитопаузы на низких широтах.

Генерация магнитного импульса в вечернем секторе южного полушария может быть объяснена в рамках модели [Lin et al., 1996], которая описывает генерацию импульса давления магнитослоя за счет взаимодействия ГУВ с вращательным разрывом. Импульс должен быть очень слабым в начале взаимодействия и усиливаться по мере распространения разрыва вдоль ГУВ. Наиболее заметный импульс формируется в области, где ГУВ переходит от квазипараллельной к квазиперпендикулярной ориентации, т. е. в области коллапсирующего форшока. В этой области импульс давления генерируется горячими ионами, ускоренными в области форшока, когда ММП поворачивается от квазипараллельной к квазиперпендикулярной ориентации. Импульс горячих ионов быстро распространяется к магнитопаузе, догоняет и усиливает импульс давления, сформировавшийся в магнитослое. Модель [Lin et al., 1996] показывает, что форшоковый импульс может иметь пространственный масштаб в несколько  $R_3$ , что соответствует длительности импульса в несколько минут. Следовательно, часть межпланетного разрыва, взаимодействующая с ГУВ в области коллапсирующего форшока, может сопровождаться сильным и масштабным повышением плотности в плазме магнитослоя.

В нашем случае разрыв был вращательным. Коллапсирующий форшок располагался в южно-вечернем секторе, где движение разрыва привело к постепенному переходу ГУВ от квазипараллельной к квазиперпендикулярной. Переход должен приводить к генерации импульса давления магнитослоя и, как следствие, к сжатию магнитопаузы. В этом же секторе наземные станции EYR, CNB, ASP, СТА и KDU наблюдали заметный магнитный импульс, начинающийся в ~04:51 UT. Учитывая время распространения импульса давления в магнитослое ~5 мин, можно оценить, что распространение импульса началось от головной ударной волны в ~04:46 UT. Время соответствует изоконтуре времени распространения разрыва  $dT = 45$  мин. С точностью до нескольких минут этот изоконтур оказался очень близко к местоположению станций (см. Рисунок 5.2.2). Кроме того, как показано на рисунках 5.2.1 и 5.2.2., длительность магнитного импульса до ~10 мин в основном соответствовала времени скольжения разрыва по квазипереллельному сектору ГУВ (от  $dT \sim 44$  мин до  $dT \sim 54 - 60$  мин). Заметим, что после  $dT \sim 54$  мин (04:55 UT) только незначительная часть квазипараллельной подсолнечной ГУВ осталась в южно-вечернем секторе. Поэтому импульс давления в форшоке стал затухать. Можно предположить, что на станциях, расположенных в южно-вечернем секоре, наблюдался суммарный магнитный эффект сжатия магнитопаузы, вызванный крупномасштабным импульсом давления магнитослоя. Импульс генерировался в области коллапсирующего форшока в результате взаимодействия разрыва с ГУВ.

На низких широтах на дневной стороне модель [Lin et al., 1996] предсказывает постепенное распространение импульса давления магнитослоя от южно-уьренного сектора к северно-вечернему через переходный коридор шириной ~10 мин (см. рис. 5.2.2). Импульс должен быть ориентирован вдоль изоконтуров  $dT$  (т.е. вдоль линии взаимодействия разрыва с ГУВ). Мы обнаружили, что КА THEMIS и станции INTERMAGNET, расположенные в подсолнечно области, почти одновременно наблюдали магнитный импульс, достигший максимума в ~04:55 UT. Повидимому, модель [Lin et al., 1996] в этой области не работает.



На рис. 5.2.2 видно, что  $\sim 40^\circ$  окрестность подсолнечной точки характеризовалась быстрой трансляцией квазипараллельной части ГУВ от южно-вечернего сектора к северно-утреннего, когда разрыв скользил по переходному коридору. Трансляция происходила по изоконтурам  $dT$  (см. рис. 5.2.3) соответствующим линии взаимодействия разрыва с ГУВ. Поэтому можно считать, что струя каким-то образом генерируется при перемещении разрыва. Местоположение THEMIS было очень близко к изоконтуре  $dT = 50$  мин, который проходит через центр квазипараллельной части ГУВ в южно-вечернем секторе. Поэтому вполне возможно, что коллапс форшока в этой области (где ММП было практически параллельно головной ударной волне) привело к наиболее интенсивному импульсу давления в магнитослое. Область генерации импульса может следовать за частью параллельной головной ударной волны, быстро перемещаясь в северно-утренний сектор и проходя по пути THEMIS. Струю, наблюдаемую с помощью THEMIS, можно было бы объяснить, если предположить, что сильный импульс генерируется на ГУВ непрерывно во время движения разрыва. Это предположение также позволяет объяснить северное направление распространения струи, наблюдаемое на THEMIS.

Используя это предположение, длительность струи можно определить по времени вращения ММП на разрыве. На рис. 4.2.9 можно видеть, что на ACE ММП вращалось в течение  $\sim 40$  секунд с 04:00:10 до 04:00:50 UT. КА THEMIS наблюдал струю с 04:54:24 до 04:55:30 UT, т.е. длительностью 66 сек. Следовательно, вращательный разрыв мог расширяться при распространении от ACE к Земле или при взаимодействии с областью форшока.

Для решения проблемы одновременного наблюдения магнитного импульса на удаленных станциях необходимо учитывать тот факт, что на наземных станциях наблюдался результирующий магнитный эффект. Наибольшее магнитное возрастание вызвано ядром СПСМ длительностью 66 с. Как видно из рис. 5.2.2, возмущение от струи перемещалось в течение 4 мин от СТА (04:52 UT) к ВОХ (04:56 UT), что соответствует угловому размеру  $120^\circ$ . Принимая расстояние до подсолнечной магнитопаузы в  $11 R_3$ , можно определить, что СПСМ

имеет очень большой пространственный масштаб порядка  $10R_3$ . При этом поперечные размеры ядра СПСМ составляют  $\sim 2 R_3$ .

На рис. 5.2.3в видно, что квазипараллельная область ГУВ замещалась квазиперпендикулярной лишь до тех пор, пока угол  $\theta_{Вн}$  не стал меньше  $45^\circ$ , т. е. где появлялся свежий сектор квазипараллельной ГУВ. Эта область расположена недалеко от подсолнечной точки в направлении юг - утро. Поэтому резонно предположить, что в этой области генерация сильного импульса давления ослабла, поскольку переход от квазипараллельной к квазиперпендикулярной ориентации прекратился. В результате среднеширотные станции NUR и UPS наблюдали относительно слабый импульс с максимумом в  $\sim 04:57$  UT; а станции HAD, VAL, GUI, MBO и TAM не обнаружили ни одного импульса.

Наблюдаемый на THEMIS магнитный сигнал от лидирующего расширения магнитопаузы в последовательности расширение – сжатие – расширение (спад — пик — спад в магнитном поле) был обнаружен как заметное уменьшение  $dH$ , предшествующее импульсу на станциях, расположенных выше изоконтура  $dT = 48$  минут (11 станций, как показано на рис. 5.2.2) (т.е. после того как разрыв пересек подсолнечную ГУВ). Уменьшение может быть результатом расширения магнитопаузы, вызванного радиальным ММП [A20]. Однако расширение магнитопаузы должно было наблюдаться и на соседних станциях, таких как LZN, RNU и GZN, чего не произошло. Кроме того, в местоположении THEMIS выпуклость расширенной магнитопаузы имела ориентацию от юг-утро к север-вечер, что не соответствует распространению расширения из подсолнечной области. Следовательно, лидирующее расширение может быть частью сложного искажения магнитопаузы, вызванного быстро перемещающейся крупномасштабной струей. Эта гипотеза подтверждается наблюдениями замыкающего расширения на станциях, расположенных к северу и к утру от THEMIS (т.е. по пути возможной траектории струи).

Замыкающее расширение последовательности в последовательности «спад — пик — спад», наблюдаемое на многих магнитных станциях, может быть результатом двух разных эффектов. Нестационарный процесс взаимодействия

струи с магнитопаузой может привести к развитию плазменной турбулентности в замыкающей области, следующей после сжатия, что приводит к волнообразности магнитопаузы, как наблюдается зондом THEMIS-A (см. рис. 4.2.8). Другим возможным эффектом является расширение магнитопаузы за счет отраженной быстрой ударной волны [Samsonov et al., 2007], которая распространяется в сторону Солнца и через несколько минут после сжатия магнитопаузы, что соответствует наблюдаемой динамике расширения магнитопаузы на THEMIS. Для понимания природы последовательности расширение – сжатие – расширение необходимы дальнейшие экспериментальные и модельные исследования этих явлений.

В результате анализа данных наземных магнитометров было получено, что геометрия распространения наземного магнитного возмущения хорошо согласуется с геометрией перестройки области форешока вследствие взаимодействия ГУВ с межпланетным разрывом. Таким образом, генерация СПСМ может быть связана с транзитным форешоком, который перемещается из одного сектора ГУВ в другой. Кроме того, было обнаружено, что СПСМ имеет вытянутую пространственную структуру протяженностью до  $10R_3$  с поперечным размером  $\sim 2 R_3$ .

### ***Ионосферные эффекты***

Для анализа ионосферных эффектов СПСМ был рассмотрен спокойный интервал 12 июля 2009 г. Это позволили исключить возмущающие эффекты, связанные с геомагнитной активностью. Почти весь день был невозмущенным по данным наземных магнитометров. На рис. 5.2.4 показаны межпланетные и геомагнитные условия, наблюдавшиеся с 20 UT по 24 UT 12 июля 2009 года. Солнечный ветер и ММП наблюдались межпланетным монитором ACE, расположенным вблизи точки L1 на геоцентрическом расстоянии около  $240 R_3$ . Солнечный ветер в течение нескольких часов был медленным и квазистационарным: скорость и плотность солнечного ветра постепенно изменялись около 355 км/с и  $4 \text{ см}^{-3}$  соответственно. Вариации компонентов ММП в координатах GSM были очень слабыми. Компонента  $V_z$  была небольшой и

отрицательной (около  $-1,5$  нТл) с коротким ( $<10$  мин) поворотом на север около 22:00 UT. Компонента  $B_y$  вращалась от отрицательных значений к положительным, так что с 21:00 до 22:10 UT наблюдается несколько поворотов. Квазистационарные условия солнечного ветра обеспечивают очень спокойные геомагнитные условия: индекс Dst был очень близок к 0, а индекс AE в это время был ниже 100 нТл. Однако в 22:00–23:00 UT в геомагнитных индексах Dst и AE наблюдались возмущения, не связанные с вариациями плазмы солнечного ветра и ММП. В частности, индексы Dst и AE увеличились соответственно на 5 нТл и 50 нТл на временном интервале с 22:41 до 22:53 UT.

Условия в дневном магнитослое и внешней магнитосфере исследуются с помощью данных THEMIS [Angelopoulos, 2008]. На рис. 5.2.5 показаны наблюдения плазмы и магнитного поля на зонде ТН-С во время геомагнитных возмущений в 22:30–23:15 UT 12 июля 2009 г. В это время зонд находился на геоцентрическом расстоянии  $14,7 R_3$  ( $GSM X = 4,5 R_3$ ,  $Y = 14 R_3$  и  $Z = -0,1 R_3$ ), т. е. он двигался в послеполуденной области магнитосферы около 16:30LT. Магнитосфера характеризуется интенсивными потоками ( $>10^3$  ( $см^2$  с ср эВ) $^{-1}$ ) энергичных ионов (более нескольких кэВ), как показано на рис. 5.2.5г, и сильным стационарным магнитным полем с доминирующей  $B_z$ -компонентой  $\sim 20$  нТл, как показано на рис. 5.2.5е.

В интервалах 22:31–22:35 UT и 22:46–22:51 UT зонд ТН-С наблюдал плотные и быстрые плазменные структуры магнитослоя, заселенные сверхтепловыми ионами (несколько сотен эВ) с очень интенсивными потоками  $>10^8$  ( $см^2$  с ср эВ) $^{-1}$ , как показано на рис. 5.2.5г. Эти структуры характеризовались высокими скоростями плазмы  $V > 200$  км/с (см. рис. 5.2.5д), а ориентация  $B_z$  (см. рис. 5.2.5е) совпадала с ММП  $B_z$  (см. рис. 5.2.1д). Для этих структур отношение полной плотности энергии  $R > 1$  (см. рис. 5.2.5в). Таким образом, зонд ТН-С наблюдал 2 СПСМ. В данном случае струи можно связать с межпланетными разрывами, наблюдавшимися на КА ACE с 21:00 до 22:10 UT (см. рис. 5.2.1е). Отметим, что 60 мин — это время прямого распространения солнечного ветра со скоростью  $V \sim 355$  км/с от КА ACE до головной ударной волны Земли ( $\sim 225 R_3$ ).

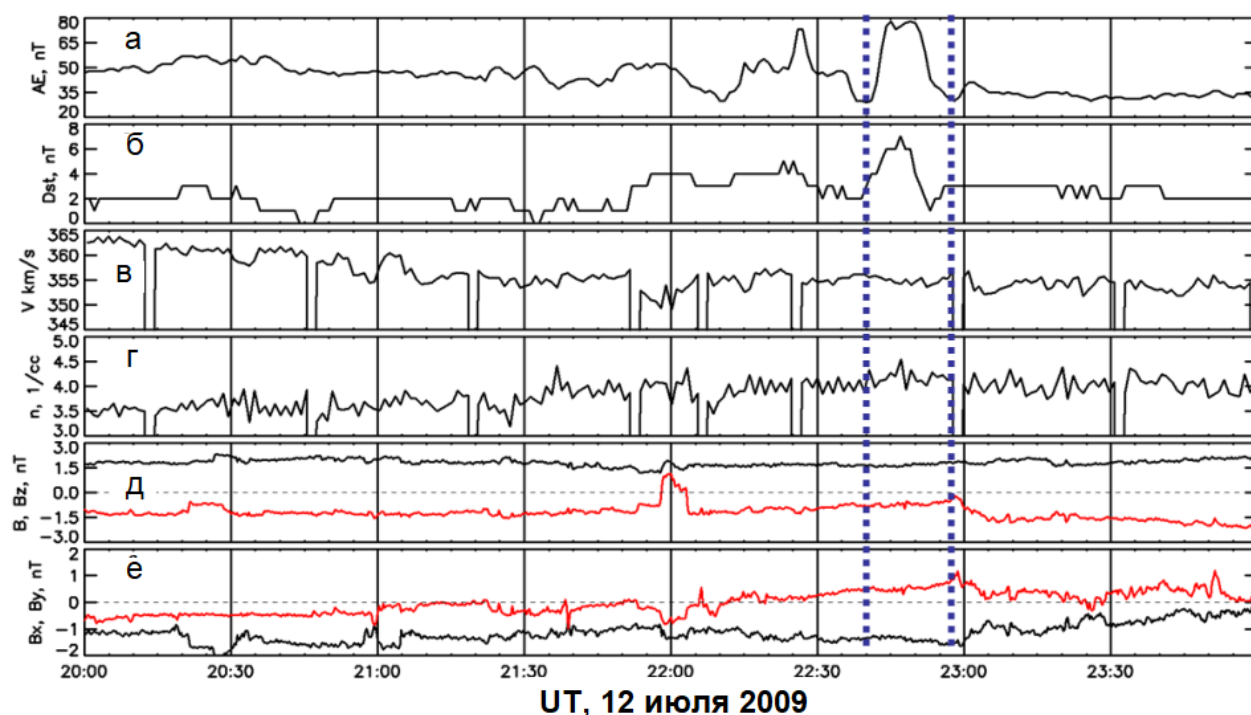


Рис. 5.2.4. Геомагнитные и межпланетные условия с 20 UT по 24 UT 12 июля 2009 г.: (а) АЕ индекс; (б) Dst-индекс; (в) скорость солнечного ветра; (г) плотность солнечного ветра; (д) напряженность ММП (черная кривая) и компонента  $B_z$  (красная кривая) в GSM; (е) Компоненты ММП  $B_x$  (черная кривая) и  $B_y$  (красная кривая) в GSM. Интервал геомагнитных возмущений обозначен вертикальными синими штриховыми линиями [A33].

Геоэффективность СПСМ можно определить по нормальной к магнитопаузе составляющей скорости плазмы  $V_n$ . Поверхность магнитопаузы рассчитывается для заданных условий солнечного ветра по модели [Lin, et al., 2010]. Отрицательное значение  $V_n$  означает, что струя движется поперек линий тока плазмы магнитослоя в сторону магнитосферы и, следовательно, может взаимодействовать с магнитопаузой. На рис. 5.2.5д видно, что первая струя в 22:31–22:35 UT имела небольшой участок с  $V_n \sim -50$  км/с и, следовательно, ее взаимодействие с магнитопаузой было слабым. Вторая струя в 22:46–22:51 UT была значительно мощнее:  $R \sim 7.6$  и  $V_n \sim -100$  км/с. Следовательно, взаимодействие может быть сильным. Отметим, что эта струя имеет сложную

структуру плазменных потоков, направленных внутрь ( $V_n < 0$ ) и наружу ( $V_n > 0$ ) вследствие отклонения от магнитопаузы [Shue et al., 2009, A23].

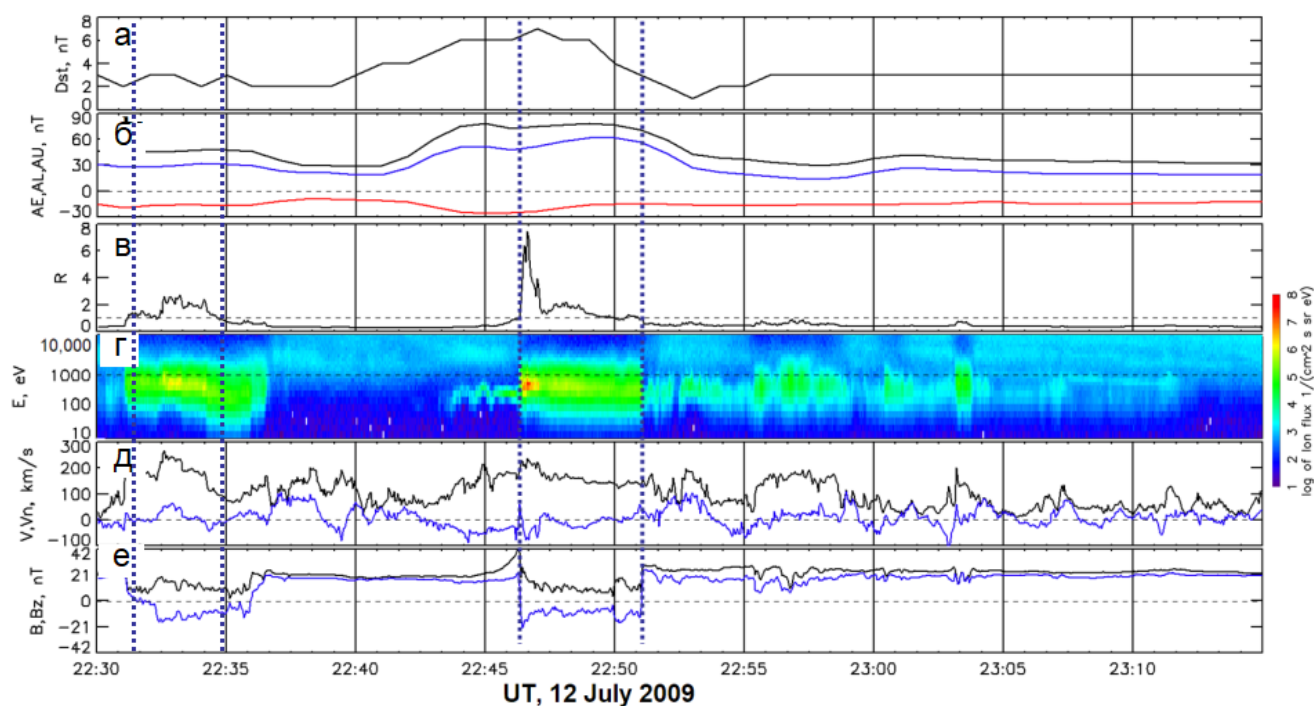


Рис. 5.2.5. Плазменные струи в магнитослое, измеренные с помощью THEMIS-C, и геомагнитные возмущения, наблюдавшиеся с 22:30 до 23:00 UT 12 июля 2009 г.: (а) – Dst-индекс; (б) авроральные индексы AE (черная кривая), AL (красная кривая) и AU (синяя кривая); (в) отношение полной плотности энергии, измеренной за ГУВ на THEMIS-C к межпланетной, измеренной на КА ACE; (г) ионные спектры, измеренные на THEMIS-C; (д) скорость плазмы  $V$  на THEMIS-C (черная кривая) и нормаль к магнитопаузе  $V_n$  (синяя кривая); (е) напряженность  $B$  магнитного поля на THEMIS-C (черная кривая) и компонента  $B_z$  в GSM (синяя кривая). СПСМ были обнаружены в 22:31–22:35 и 22:46–22:51 UT (обозначены вертикальными синими пунктирными линиями) [A23].

Взаимодействие струи с магнитопаузой приводит к двум эффектам [A26]: 1) локализованному сжатию и волнистости поверхности и 2) прямому проникновению плазмы магнитослоя внутрь магнитосферы. Эффект сжатия можно рассматривать как двукратное увеличение напряженности магнитного поля с 21 до 42 нТл, когда струя пришла к зонду ТН-С в 22:46 UT (см. рис. 5.2.5е).

В то же время самая вариация Dst достигла максимума 7 нТл. Усиление магнитного поля и индекса Dst было вызвано усилением поверхностного тока на магнитопаузе [Burton *et al.*, 1975] при взаимодействии с СПСМ.

Проникновение плазмы магнитослоя внутрь магнитосферы можно увидеть на рис. 5.2.5г. Внутри магнитосферы перед СПСМ с 22:44 до 22:46 UT и после с 22:51 до 23:12 UT зонд THEMIS-C наблюдает интенсивные потоки надтепловых ионов магнитослоя с энергиями в сотни эВ. Появление плазмы магнитослоя в 22:44 UT, т.е. перед СПСМ, указывает на то, что струя перемещается [A23]. А именно, взаимодействие струи с магнитопаузой началось раньше, в другом секторе. В пользу этого говорит и рост вариации Dst, начавшийся примерно в 22:40 UT, т.е. за 6 мин до наблюдения струи зондом ТН-С. По Dst-вариации можно определить, что струя взаимодействовала с магнитосферой и создавала волны на магнитопаузе с 22:40 до 22:56 UT.

Вариации индекса аврорального электроджекта (AE) показаны на рис. 5.2.5б. Индекс AE возрастает в интервале с 22:42 до 22:57 UT. Этому способствуют вариации индексов AU и AL, что указывает как на сжатие, так и на высыпание частиц и ионизацию в высокоширотной атмосфере. Высыпания можно наблюдать с помощью низковысотных спутников POES [Evans & Greer, 2004]. Спутники расположены на солнечно-синхронных орбитах на высоте ~800 км и измеряют спектры плазмы с энергиями от 50 эВ до 10 кэВ и интегральные потоки энергичных электронов с энергией >30 кэВ. Спектры используются для расчета полной плотности энергии (TED) надтепловых потоков плазмы. Энергичные электроны наблюдаются в двух разных направлениях: вертикальном и горизонтальном. В высоких широтах высыпающиеся электроны, распространяющиеся почти вдоль силовых линий, наблюдаются в вертикальном направлении.

На рис. 5.2.6 показаны полной плотности энергии потоков надтепловой плазмы и потоков энергичных электронов, измеренные на высоких широтах (>60°) пятью спутниками POES. Отчетливо видно, что потоки надтепловой плазмы существенно усилились около 22:34 и, в частности, с 22:43 до 22:45 UT.

Потоки энергичных электронов усиливаются на два порядка (более  $10^4$  (см<sup>2</sup> с ср)<sup>-1</sup>) в 22:32–22:35 UT, в 22:42–22:45 UT и около 22:54 UT. Первые два усиления совпадают по времени с СПСМ, наблюдаемыми зондом ТН-С. Самая сильная струя сопровождалась наиболее сильным увеличением TED  $\sim 4,5$  эрг/(см<sup>2</sup> с) в  $\sim 22:44$  UT, а существенное усиление высыпаний энергичных электронов в 22:42 – 22:45 UT наблюдалось почти одновременно тремя спутниками POES в разных секторах местного времени: POES-18 ( $\sim 4$ LT), POES-17 ( $\sim 12$ LT) и POES-15 ( $\sim 3$ LT).

Следует отметить, что орбитальный период спутников POES составляет около 100 минут, а высокоширотную область они проходят примерно за 15 минут в разное местное время. В результате спутники время от времени наблюдают высыпания частиц, которые локализованы во времени и пространстве. Например, временной интервал первой струи в 22:31–22:35 UT сопровождался усилениями, наблюдаемыми только двумя спутниками POES-17 и POES-18, расположенными соответственно на долготах  $\sim -40^\circ$  ( $\sim 20$ LT) и  $\sim -170^\circ$  ( $\sim 11$ LT). В то время остальные спутники находились в более низких широтах. Самая сильная струя в 22:46–22:51 UT лишь частично сопровождалась усилениями, произошедшими в 22:42–22:46 UT, что может быть связано с более ранним взаимодействием струи с магнитопаузой.

Пространственно-временную динамику магнитных возмущений на высоких широтах можно исследовать, используя данные наземной сети магнитометров SuperMAG [Gjerloev, 2012]. На рис. 5.2.7 показаны полярные карты ионосферных эквивалентных токов, наблюдаемых с 22:42 до 22:56 UT 12 июля 2009 г. До прихода СПСМ в 22:42 UT возмущения в высоких и средних широтах были слабыми и не превышали  $\sim 20$  нТл (см. рис. 5.2.7а). В 22:44 UT магнитное поле усилилось преимущественно на дневной стороне до амплитуд 100 нТл (см. рис. 5.2.7б). Затем область повышенных магнитных возмущений распространилась в вечерний сектор, как показано на рис. 5.2.7в. К сожалению, анализ возмущений в утреннем секторе затруднен из-за очень плохого покрытия станциями. К 22:56 UT магнитные возмущения сильно уменьшились. Следует



отметить, что возмущения на ночной стороне в этот промежуток времени были существенно слабее дневных. Следовательно, авроральные возмущения не были вызваны суббуревой активностью.

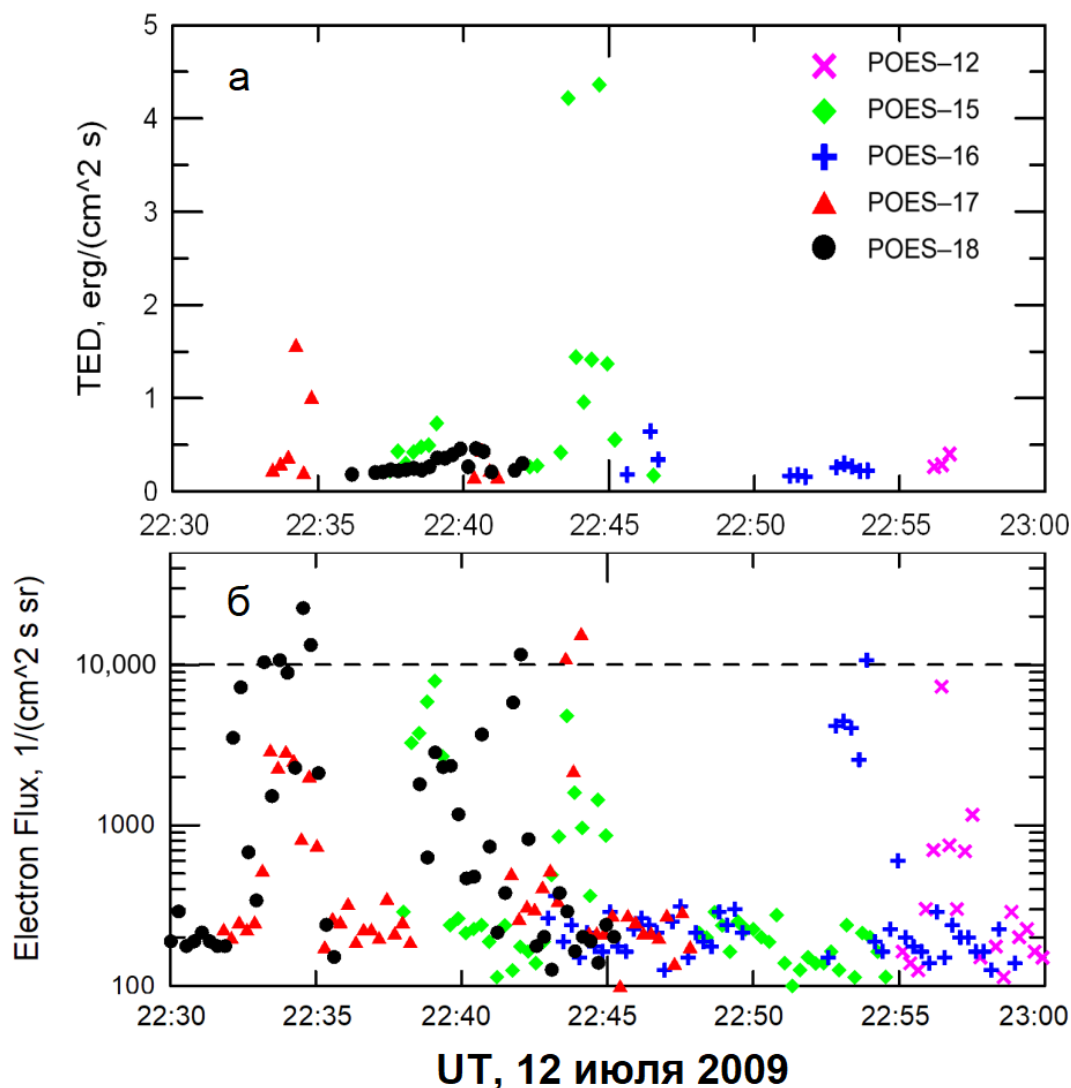


Рис. 5.2.6. Наблюдения пяти спутников NOAA/POES на высоких широтах ( $>60^\circ$ ) с 22:30 до 23:00 UT 12 июля 2009 г.: (а) полная плотность энергии (TED) потоков надтепловой плазмы; (б) потоки электронов  $>30$  кэВ [A33].

На рис. 5.2.8 показаны вариации X-компоненты геомагнитного поля, наблюдавшиеся тремя высокоширотными магнитными станциями ANNA, WEYB и VULC, расположенными в послеполуночном секторе в 21 – 24 UT 12 июля 2009 г. и широко разнесенными по долготе. Данные были получены из сети станций CARISMA. Станции зарегистрировали сильные магнитные вариации с

амплитудой в десятки нТл, достигшие максимума около 22:45UT. В таб. 5.2.2. указано расположение станций в геомагнитных координатах и время наблюдения пика  $T_{max}$ . Видно, что  $T_{max}$  увеличивается с долготой и местным временем, так что разница в  $40^\circ$  по долготе между станциями ANNA и VULC занимает  $\sim 2$  мин. Таким образом, наблюдения SuperMAG убедительно показали, что в течение интервала наблюдения СПСМ магнитные возмущения на высоких широтах возникали сначала в районе полудня, а затем распространялись к флангам со скоростью  $20^\circ/\text{мин}$ .

Магнитные возмущения на высоких широтах возникают как в результате локализованного сжатия магнитосферы, так и в результате дополнительной ионизации верхней атмосферы высыпавшимися частицами. Пространственное распределение ионизации в верхних слоях атмосферы можно анализировать с помощью глобальных ионосферных карт (GIM) вертикального общего содержания электронов (VTEC), полученных из сети глобальной системы позиционирования (GPS) [Rebuschung et al., 2012]. Карты GIM представляют VTEC в географических координатах по всему земному шару с шагом по времени 2 часа. На рис. 5.2.9. показаны высокоширотные регионы разностных GIM карт, полученных 12 июля 2009 г. Разностная карта рассчитывается как вычитание GIM карты в спокойный день из соответствующей GIM карты в интересующий день [A25]. В данном случае спокойным днем было принято 11 июля 2009 г. Методика разностных GIM позволяет устранить фоновую ионизацию, создаваемую солнечной радиацией, которая воздействует на всю высокоширотную область Северного полушария в течение июля. Это позволяет идентифицировать дополнительную ионизацию, создаваемую в верхних слоях атмосферы высыпаниями частиц и другими динамическими процессами в ионосфере.

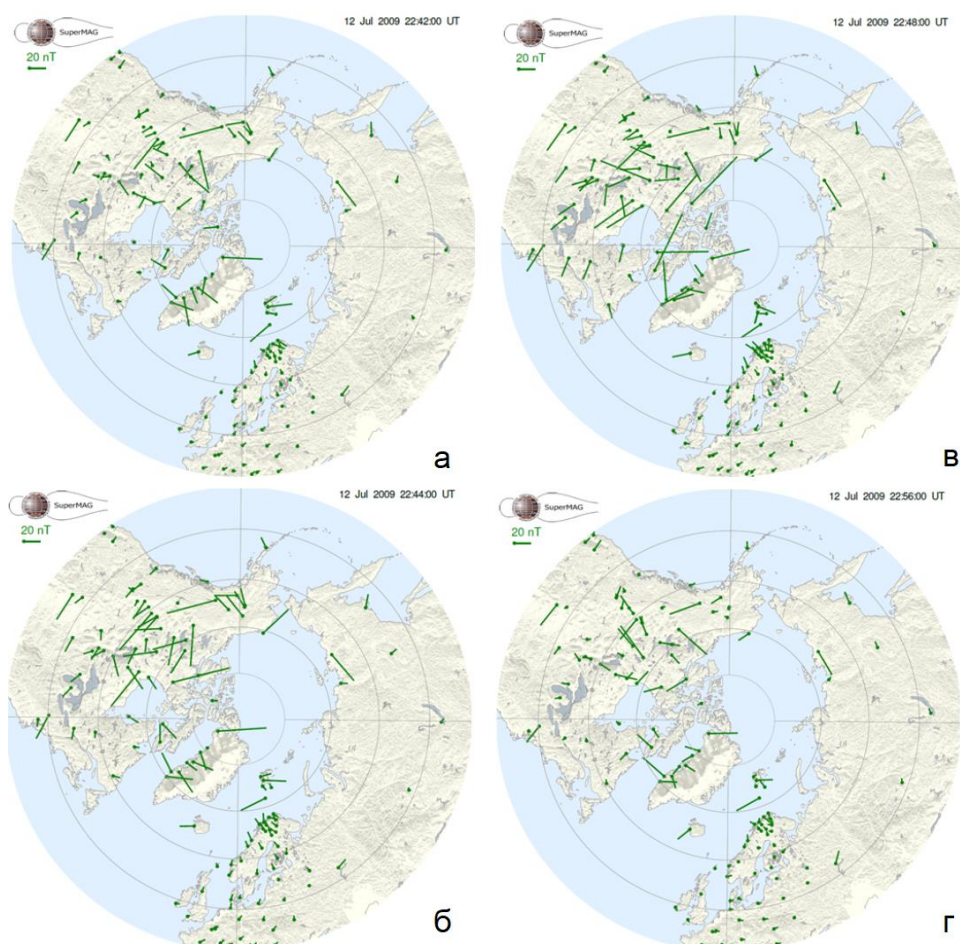


Рис. 5.2.7. Полярные карты эквивалентных ионосферных токов, измеренных наземной сетью магнитометров SuperMAG с 22:42 до 22:56 UT 12 июля 2009 г. Интенсивность возмущений обозначена зелеными векторами с масштабом 20 нТл. Карта для неаозмущенных условий в 22:42 UT показана на панели (а). Вариации усилились в 22:44 UT (панель б) на дневной стороне (верхнее полушарие), затем распространились через фланг, как показано в 22:48 UT (панель в), в сторону ночной стороны (нижнее полушарие) и уменьшились в 22:56 UT (панель г). Амплитуда возмущений достигала 100 нТл [A33].

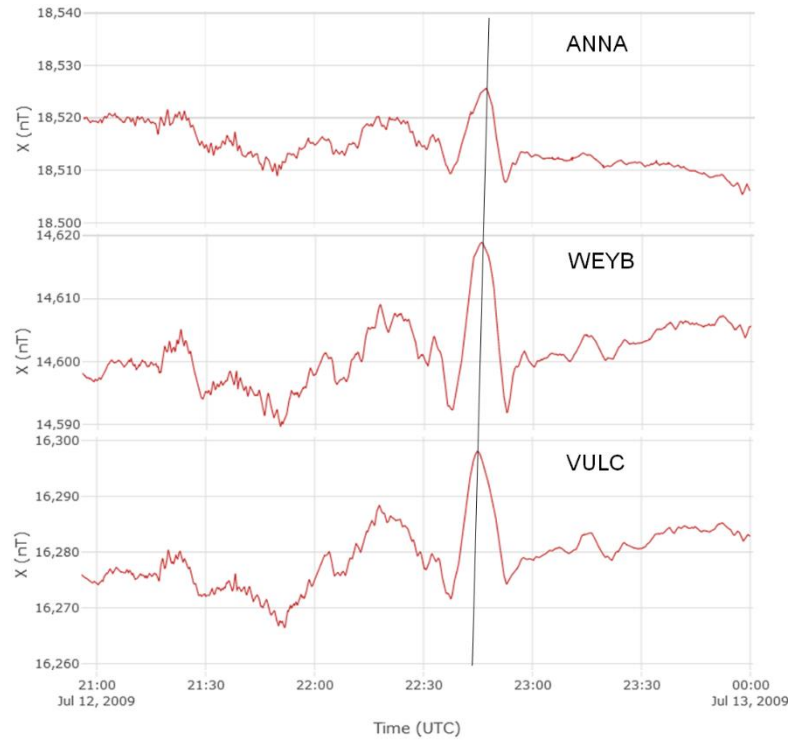


Рис. 5.2.8. Вариации X-компоненты геомагнитного поля, наблюдавшиеся высокоширотными магнитными станциями в 21–24 UT 12 июля 2009 г. Времена пиков соединены черной прямой линией [A33].

Таблица 5.2.2. Время и координаты наблюдения пиков магнитных импульсов на различных станциях [A33].

Станция	Tmax, UT	Lat, deg	Lon, deg	mLat, deg	mLon, deg	LT
ANNA	22:47:16	42.4	276.1	52.9	349.5	1710
WEYB	22:45:47	49.7	256.2	58.6	320.9	1550
VULC	22:45:00	50.4	247.0	57.0	308.8	1514

Фоновая ионизация на высоких широтах в невозмущенный интервал в 20–22 UT 12 июля 2009 г. показана на рис. 5.2.9b. Существенных возрастных изменений ионизации не наблюдается, за исключением увеличения на ~2 TECU в утреннем секторе на долготах от 100° до 180°. Это возрастание распространяется от средних

широт и, возможно, обусловлено динамическими процессами в среднеширотной ионосфере. В возмущенном интервале с 22 по 24 UT (рис. 5.2.9а) отчетливо виден пояс усиленной ионизации с амплитудой  $\sim 1$  TECU, наблюдаемый на широтах  $>60^\circ$ . Пояс распространяется от местного полудня к утру и вечеру, где он имеет максимум  $>1$  TECU, что эквивалентно относительному увеличению ионизации до 30%. В полуночном секторе дополнительной ионизации нет. Усиление ионизации может быть вызвано выпадением частиц во время магнитосферных возмущений, вызванных СПСМ.

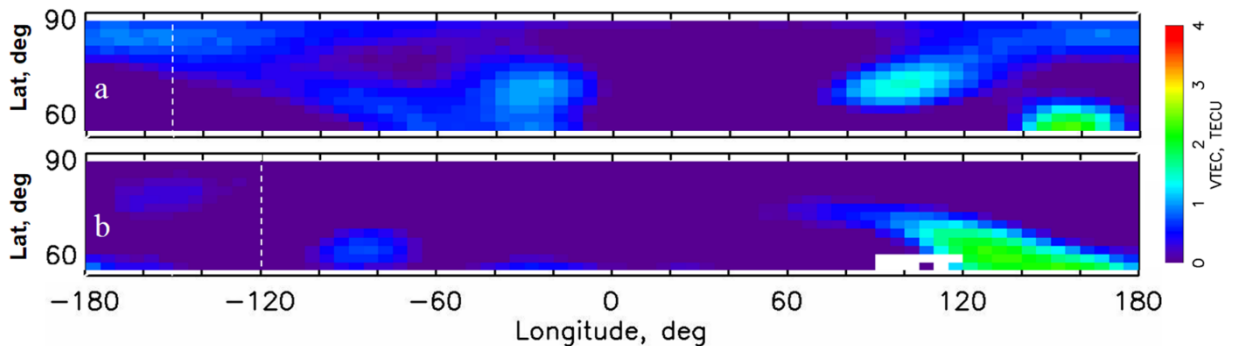


Рис. 5.2.9. Высокоширотные области разностных глобальных ионосферных карт (GIM) в 20 UT (а) и 22 UT (б) 12 июля 2009 г. Спокойный день - 11 июля 2009 г. Вертикальные белые пунктирные линии обозначают местный полдень [A33].

Вертикальное распределение ионизации можно анализировать с помощью высотных профилей электронного содержания (ЕС), измеренных в миссии FORMOSAT-3/COSMIC, включающей шесть спутников, расположенных на солнечно-синхронных орбитах [Liou *et al.*, 2007]. Высотные профили ЕС ниже 800 км измерялись с помощью радиозатменной методики с использованием сигналов глобальной системы позиционирования GPS [Jakowski *et al.*, 2004]. На рис. 5.2.10 показаны высотные профили ЕС, измеренные на высоких широтах от  $60^\circ$  до  $80^\circ$  в невозмущенное время (нижние панели) и возмущенное время с 22:43 до 22:55 UT (верхние панели). Полное электронное содержание (ТЕС) рассчитывается как интеграл ЕС по высоте. Видно, что в послеполуночном и предполуночном секторах ТЕС в период возмущения от СПСМ оказывается выше на  $\sim 1$  TECU, чем

в спокойное время. Это число хорошо согласуется с увеличением VTEC, полученными с помощью метода разностных GIM. Высотный профиль ЕС, измеренный в 22:54 UT в полуденном секторе, может занижать TEC из-за эффекта смещения в методе радиозатмения GPS, что приводит к отрицательным значениям ЕС [Yue *et al.*, 2011].

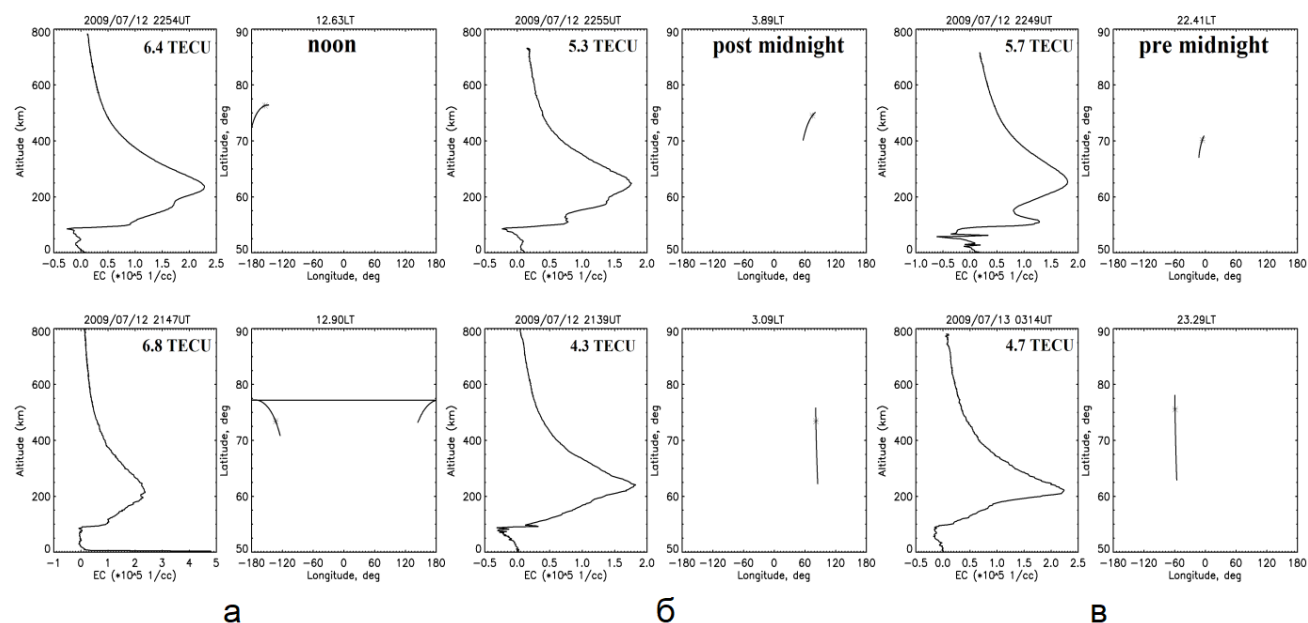


Рис. 5.2.10. Высотные профили электронной плотности (ЕС), измеренные радиозатменным методом GPS в миссии FORMOSAT-3/COSMIC на высоких широтах в возмущенном интервале СПСМ с 22:43 до 22:55 UT (верхние панели) и в спокойное время (нижние панели) в различных локальных временные секторах: а) полдень; б) после полуночи; в) около полуночи. На каждой панели показан высотный профиль ЕС (слева) и траектория перигея трассы радиозатмения (справа). Звездочка указывает максимальное местоположение ЕС. Полное содержание электронов указано для каждого профиля в TECU [A33].

На рис. 5.2.10 хорошо видно, что дополнительная ионизация атмосферы формируется на высотах ниже 200 км. А именно, в полуденном секторе (рис. 5.2.10а) ионизация возросла на высотах 150–200 км, что соответствует области ионосферы F1. В послеполуночном секторе (рис. 5.2.10б) развились слои E и F1

на высотах ~100 км и 150–200 км соответственно. Сильное усиление ЕС в слое E наблюдается в предполуночном секторе (рис. 7в) на высотах ~100 км.

Таким образом, возмущения, связанные с СПСМ, сопровождаются дополнительной ионизацией в верхних областях атмосферы, соответствующих слоям ионосферы E и F1. Заметим, что изменения концентрации электронов в нижней ионосфере на высотах ниже 200 км могут быть вызваны более низкими атмосферными воздействиями, такими как приливы, планетарные волны и гравитационные волны [Cai *et al.*, 2021]. Их часто привлекают для объяснения так называемой суточной изменчивости ионосферы, вызванной воздействиями нижней атмосферы, такими как приливы [Zhang *et al.*, 2010], планетарные волны [Chang *et al.*, 2014] и гравитационные волны [Vadas, 2007]. Эти явления характеризуются различными временными и пространственными масштабами и локализацией. Действие приливов в основном ограничивается более низкими широтами. Планетарные волны вызывают относительно слабые изменения ( $\leq 6\%$ ) VTEC по сравнению с данным случаем относительного увеличения VTEC  $>30\%$ . Гравитационные волны наблюдаются в термосфере как бегущие ионосферные возмущения, связанные с воздействием нижних слоев атмосферы, которые могут возникать в низких и средних широтах в результате таких явлений, как ураганы, торнадо, цунами и вулканы. В высоких широтах они возникают от авроральных источников [Hocke and Schlegel, 1996]. Однако, временной масштаб этих возмущений составляет порядка часов, что намного больше, чем ~15-минутный масштаб СПСМ, а их пространственный масштаб составляет несколько тысяч километров, что существенно меньше пространственного масштаба возмущений, связанных с бегущей СПСМ.

Последние исследования изменчивости ионосферы в спокойное время показали, что незначительное геомагнитное воздействие, создаваемое слабыми авроральными источниками, должно играть решающую роль в перемещающихся ионосферных возмущениях на средних широтах и составе термосферы [Cai *et al.*, 2021]. В работе этих авторов авроральный источник характеризовался умеренным увеличением индекса AE до 342 нТл в спокойный день ( $Dst \sim 0$  и  $Kp < 2-$ ).

Показано, что геомагнитное воздействие может проникать от высоких до средних широт ( $\sim 40$  с.ш.) и приводить к изменению ТЕС с амплитудой  $>30\%$ . Это изменение очень близко к усилению ТЕС, наблюдаемому на высоких широтах в интервале движения бегущей струи, хотя геомагнитное воздействие в нашем случае было слабее (максимум  $AE \sim 80$  нТл).

Усиление ионизации в верхних слоях атмосферы на высоких широтах может быть вызвано высыпанием заряженных частиц из внешней магнитосферы и радиационного пояса, так называемым магнитосферным воздействием. Высыпающиеся ионы и электроны могут проникать на различную высоту в зависимости от их энергии. Надтепловые ионы, проникающие из магнитослоя с энергией ниже 10 кэВ, ионизируют атмосферу на высотах выше  $\sim 150$  км (ионосферная область F1) и создают диффузное сияние. Для ионов с энергией  $\sim 10$  кэВ во внешней магнитосфере на расстоянии  $\sim 15 R_3$  период азимутального дрейфа очень велик (сутки), а период качания вдоль силовых линий  $\sim 10$  мин. Следовательно, после проникновения в магнитосферу ионы магнитослоя могут быстро высыпаться в высокоширотную атмосферу после нескольких качков, т.е. в течение 10–30 мин. Эта оценка соответствует временному интервалу  $\sim 20$  минут, в течение которого проникшая в магнитосферу плазма магнитослоя исчезает, как можно видеть на рисунке 5.2.5г. Часть дополнительной ионизации высокоширотной атмосферы, показанной на рисунке 5.2.9, и усиление ионизации в области F1 (рис. 5.2.10а и б) могут быть вызваны плазмой надтеплого магнитослоя, высыпающейся из области взаимодействия СПСМ с магнитопаузой.

Диапазон высот выше 80 км (E-области ионосферы) может быть ионизирован энергичными электронами с энергиями от нескольких кэВ до десятков кэВ [например, A19]. Энергичные электроны захватываются во внешнем радиационном поясе с максимумом на геоцентрическом расстоянии  $\sim 4 R_e$ , что соответствует геомагнитной широте  $\sim 60^\circ$ . В этой области электроны имеют очень короткий период качания  $\sim 1$  с и дрейфуют по азимуту на восток с периодом в несколько часов. Во время внезапных импульсов сжатия во внешней магнитосфере энергичные электроны эффективно рассеиваются в конус потерь и,



таким образом, быстро высыпаются в атмосферу на высоких широтах [Imhof et al., 1991]. На рис. 5.2.5 видно, что СПСМ сопровождаются интенсивными высыпаниями электронов  $>30$  кэВ. По-видимому, причиной высыпаний является сжатие, возникающее при взаимодействии магнитопаузы с бегущими струями. Высыпание энергичных электронов способствует усилению ионизации в области E в широком долготном секторе на дневной стороне и флангах, как показано на рисунках 5.2.9 и 5.2.10. Следует отметить, что слой E существенно влияет на распространение радиоволн. В этом смысле СПСМ можно считать важным фактором, влияющим на радиосвязь и навигацию в высокоширотных регионах. Этот вопрос является предметом дальнейших исследований.

Итак, показано, что высокоширотные магнитные возмущения наблюдались одновременно с СПСМ и в том же долготном секторе. Следовательно, возмущения могут быть вызваны взаимодействием струи с магнитопаузой. А именно, сигнал от сжатия, возникшего в результате взаимодействия, быстро распространялся во внешней магнитосфере, а затем с альфвеновской скоростью вдоль силовых линий магнитного поля до высокоширотной атмосферы [Chi et al., 2006]. Было обнаружено, что магнитные возмущения распространялись от полуденного сектора к флангам со скоростью  $20^\circ/\text{мин}$ . Эту картину можно описать в рамках так называемой бегущей струи, имеющей такую же скорость перемещения вдоль магнитопаузы [A23]. На рис. 5.2.11 представлена схема взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой при генерации бегущей струи в магнитослое для простейшего случая ориентации разрыва ММП (фиолетовые линии), перпендикулярной потоку солнечного ветра и движущегося от Солнца со скоростью солнечного ветра  $V_{sw}$ . В данном случае  $V_{sw} \sim 360$  км/с (см. рисунок 5.2.4в). На разрыве компонента ММП  $B_y$  меняется с отрицательной на положительную, как наблюдает ACE около 22 UT (см. Рисунок 5.2.4е). Взаимодействие разрыва с ГУВ приводит к образованию переходной области, в которой фронт транслируется из предполуденного сектора в послеполуденный. При скольжении разрыва по ГУВ переходная область движется с поперечной скоростью  $V_t$ . Очевидно,  $V_t$  значительно превышает  $V_{sw}$ .

В переходной области непрерывно генерируется СПСМ [Lin et al., 1996]. Струя распространяется поперек линий тока магнитослоя и попадает в магнитопаузу в области взаимодействия. СПСМ и область взаимодействия наблюдались зондом ТН-С на геоцентрических расстояниях  $\sim 15 R_E$  (см. рис. 5.2.5). Область взаимодействия, в свою очередь, дрейфует вместе со струей вдоль магнитопаузы со скоростью  $V_d$ , сравнимой со скоростью  $V_t$ . Полагая в первом приближении сферическую форму дневной магнитопаузы, можно оценить, что область взаимодействия должна дрейфовать по дуге  $15 R_3$  со скоростью 550 км/с, чтобы обеспечить скорость движения  $20^\circ/\text{мин}$ . Эта скорость намного превышает скорость солнечного ветра  $V_{sw} \sim 355$  км/с, и тем более скорость потока плазмы магнитослоя ( $\sim 100$  км/с, как показано на рис. 5.2.5д). Зонд ТН-С обнаружил, что максимальная скорость плазменной струи составляла  $\sim 240$  км/с (см. рисунок 5.2.5е), т.е. намного меньше скорости движения  $V_d$  области взаимодействия, что согласуется с последними публикациями [Raptis et al., 2022]. Последние публикации также показывают, что струи с более высокой плотностью энергии (большим  $R$ ) и большей пространственной протяженностью вызывают магнитные отклики большей амплитуды на высоких широтах [Norenius et al., 2021]. На рис. 5.2.8 хорошо видно, что первая струя в 22:31–22:35 UT с меньшим  $R$  сопровождалась меньшими амплитудами магнитных вариаций, чем сильная струя в 22:46–22:51 UT.

Механизм движущейся СПСМ позволяет понять длительное сжатие, наблюдаемое как положительная вариация  $Dst$  с 22:40 до 22:53 UT 12 июля 2009 г. (см. рис. 5.2.4а). Дневная магнитопауза была сжата струей, движущейся на дневной стороне. Солнечному ветру со скоростью  $V_{sw} \sim 355$  км требуется  $\sim 8$  мин для распространения от подсолнечной головной ударной волны, расположенной на геоцентрическом расстоянии  $\sim 15 R_3$ , до хвостовой области на  $X \sim -10 R_3$ . Время прямого распространения солнечного ветра  $\sim 8$  мин значительно меньше 13-минутной продолжительности сжатия индекса  $Dst$ , что можно объяснить наклоненным фронтом межпланетного разрыва. Более подробный анализ

ориентации этого и аналогичных разрывов предметом дальнейшего исследования.

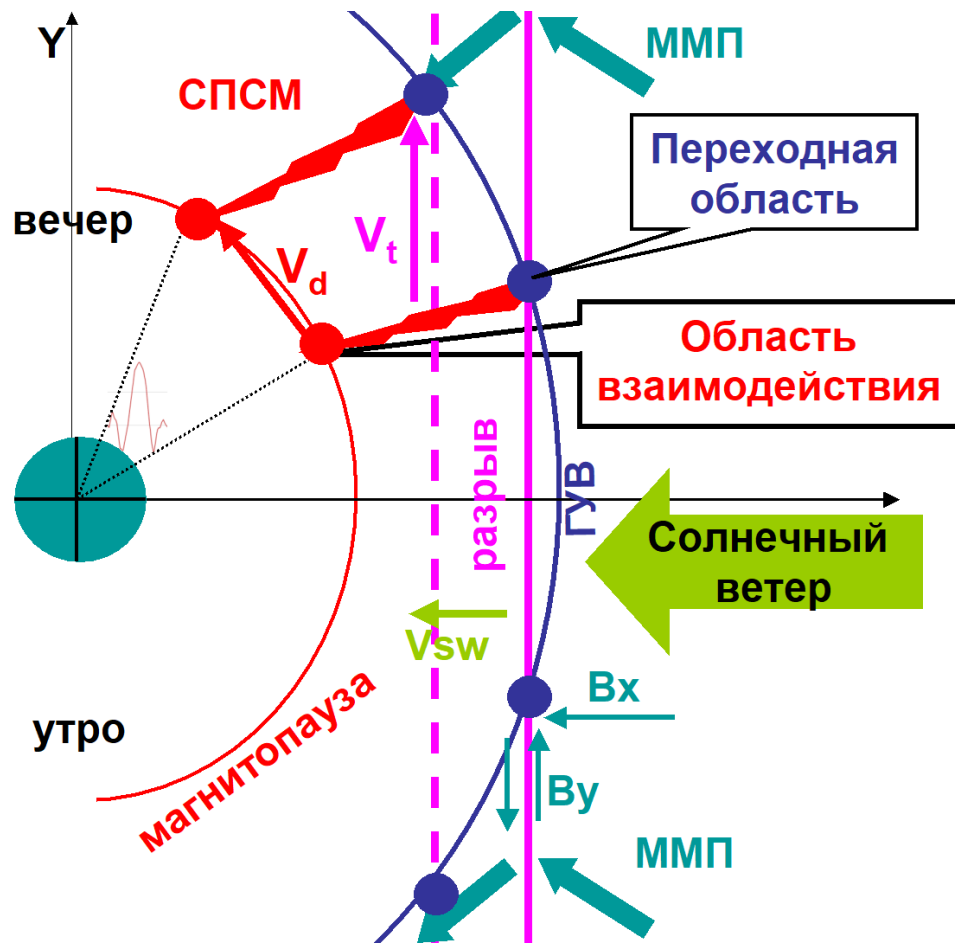


Рис. 5.2.11. Схема взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой при генерации бегущей струи в магнитослое (СПСМ). Межпланетный разрыв, где ММП (зеленые стрелки)  $V_y$  поворачивается от отрицательного значения к положительному, распространяется со скоростью солнечного ветра  $V_{sw}$  от полуденного сектора (фиолетовая сплошная линия) к флангам (фиолетовая пунктирная линия). Взаимодействие разрыва с головной ударной волной (синяя кривая) приводит к образованию переходной области (синие кружки), в которой форшок транслируется из дополуночного сектора в послеполуденный. Переходная область движется с поперечной скоростью  $V_t$ , когда разрыв скользит вдоль головной ударной волны. Быстрая плазменная струя СПСМ (красная молния) непрерывно генерируется в переходной области, затем распространяется поперек линий тока магнитослоя и ударяет в магнитопаузу (красная кривая) в области взаимодействия (красные кружки). Область взаимодействия, в свою очередь, дрейфует вдоль магнитопаузы со скоростью  $V_d$ . Возмущения в высокоширотной атмосфере Земли (зеленый замкнутый кружок) происходят из области взаимодействия [А33].

### 5.3. Механизм генерации Pc1 пульсаций и ЭМИЦ волн при спокойных межпланетных условиях

В отсутствие значительных возмущений давления солнечного ветра, северная и радиальная ориентация ММП создает чрезвычайно спокойные геомагнитные условия с  $K_p < 1$ . В таких условиях на дневной стороне могут наблюдаться дневной диффузные всплески Pc1 пульсаций минутной продолжительности на широтах каспа [Engebretson et al., 2013]. Такие пульсации объясняются импульсом давления, связанным с транзиентным подсолнечным форшоком.

Ниже представлены результаты исследований двух событий наблюдения структурированных Pc1 волн типа жемчужин с большой продолжительностью около 1 часа, наблюдавшихся в спокойных условиях на утренней стороне 1 августа 2008 года [A31]. Это первые наблюдения длительных Pc1 пульсаций с четкой структурой жемчужин. Магнитные пульсации наблюдались на 8 станциях CARISMA, представленных в таблице 1. Установка CARISMA состоит как из феррозондовых, так и из индукционных магнитометров (Mann, et al., 2008). Индукционные магнитометры более чувствительны к флуктуациям магнитного поля в диапазоне частот Pc1. На рис. 5.3.1 показано географическое расположение станций. Магнитометры расположены внутри области  $\sim 10^\circ$  по геомагнитной широте (FCHU и THRF) и в области  $\sim 30^\circ$  по долготе (FCHU и FSIM). В интересующий период времени пульсации жемчужины Pc1 наблюдались на станциях, расположенных в широком диапазоне L-оболочек от 3.5 до 7.4 в утреннем секторе. Рассмотрение других станций на дневной стороне, включая сеть IMAGE, показало, что в период с 13 по 16 UT в других секторах местного времени пульсации не наблюдались.

На правой панели рис. 5.3.1 показаны спектрограммы мощности УНЧ-волн для Н-компонент магнитного поля, зарегистрированных на FSIM (L~6,75) и MSTK (L~4,17) в диапазоне от 0,2 до 1 Гц в интервале с 13:00 до 16:30 UT. В этот интервал произошло два волновых события в Pc1. Они произошли при очень

спокойных геомагнитных условиях ( $K_p=1$ ). представлены Условия в период с 08:00 до 20:00 UT показаны на рис. 5.3.2. На левой панели представлены индексы вариаций штормового кольцевого тока SYM-H, аврорального электроджета AE/AU/AL, супермагнитного электроджета SME/SMU/SML и активности полярной шапки в северном полушария PCN. На правой панели показано динамическое давление солнечного ветра и компоненты ММП из базы данных OMNI и измерений монитора ACE. Данные ACE были сдвинуты на ~60 мин. Два события P<sub>s1</sub> пульсаций отмечены заштрихованными областями. Динамическое давление солнечного ветра как по данным OMNI, так и по данным ACE показывает постепенные изменения с вариациями небольшой амплитуды. Во время обоих событий повышения давления в солнечном ветре не наблюдалось, однако, наблюдалось несколько межпланетных разрывов в виде поворотов вектора ММП. При этом в интервале с 14:00 до 17:00 UT ММП  $B_z$  была небольшой и отрицательной ( $B_z > -2$  нТл).

Как видно на рис. 5.3.2, индекс SYM-H изменялся около 0 нТл в течение всего интервала, который соответствует отсутствию бурового кольцевого тока. Индексы AE и SME были очень малы до 13:30 UT и демонстрировали небольшие вариации (<100 нТл) с 13:30 до 16:00 UT, что указывает на отсутствие авроральной активности. С 16:00 до 18:00 UT наблюдалось слабое суббуреподобное возмущение с интенсивностью ~300 нТл. Отметим, что индексы SuperMag SME/SMU/SML построены по станциям в широком диапазоне широт (40–80°) (Gjerloev, 2012), поэтому эти индексы похожи на комбинацию соответствующих индексов авроральной активности. Индекс PCN полярной шапки начал увеличиваться после 13:00 UT, что указывает на магнитные возмущения в этой области. Увеличение не могло быть связано с южным ММП, который наблюдается после 14:00 UT, когда умеренная активность в полярной шапке (PCN ~ 1,5-2 мВ/м) указывает на усиление продольных токов R1 в утренней и вечерней магнитосфере [Troshichev et al., 2016].

Таб. 5.3.1. Станции CARISMA, наблюдавшие Pc1 пульсации\* [A31]

Код	Lat	Lon	Corr.G geom. Lat.	L	MLT at 1300 (1530) UT
FSIM	61.76	238.77	67.29	6.71	4.1 (6.6)
FSMI	60.02	248.05	67.37	6.75	4.9 (7.4)
RABB	58.22	256.32	66.94	6.52	5.64 (8)
MSTK	53.35	247.03	60.67	4.17	4.9 (7.4)
THRF	48.03	263.64	57.91	3.54	6.36 (8.9)
FCHU	58.76	265.92	68.43	7.40	6.48 (9)
GILL	56.38	265.36	66.14	6.11	6.45 (9)
ISLL	53.86	265.34	63.73	5.10	6.47 (9)

\*Исправленные геомагнитные координаты вычислены для эпохи 2008 с использованием пакета NSSDC <https://omniweb.sci.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm.html>

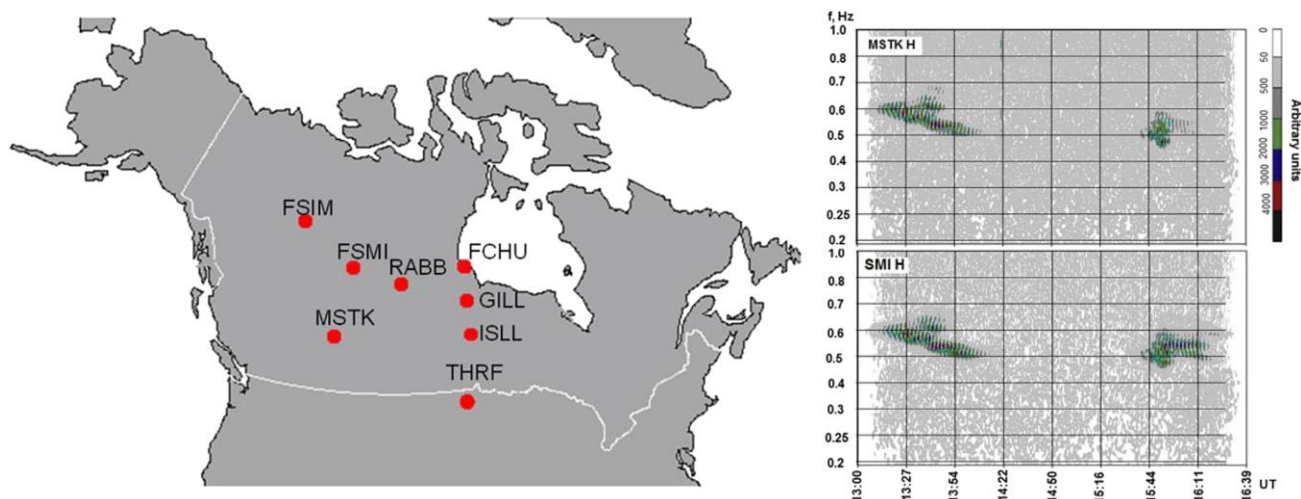


Рис. 5.3.1. Наблюдения пульсаций Pc1 станциями сети CARISMA: (слева) расположение станций, использованных в исследовании, и (справа) спектрограммы мощности H-компоненты магнитного поля от индукционных магнитометров на станциях MSTK (верхняя панель) и FSMI (нижняя панель) [A31].

Следует отметить, что слабая и умеренная активность в PC-индексе может быть обусловлена также изменением динамического давления солнечного ветра [Lukianova, 2003]. Следовательно, увеличение PCN в период 13:00–16:00 UT может указывать на импульс динамического давления. Из анализа магнитных данных SuperMag мы обнаружили, что магнитные вариации доминировали в дневном, утреннем и частично сумеречном секторах с 13:00 до 17:00 UT. Как

известно, дневная магнитная активность связана с изменениями динамического давления солнечного ветра. Однако на рис. 5.3.2. никакого увеличения динамического давления солнечного ветра не обнаруживается. Это несоответствие будет рассмотрено ниже.

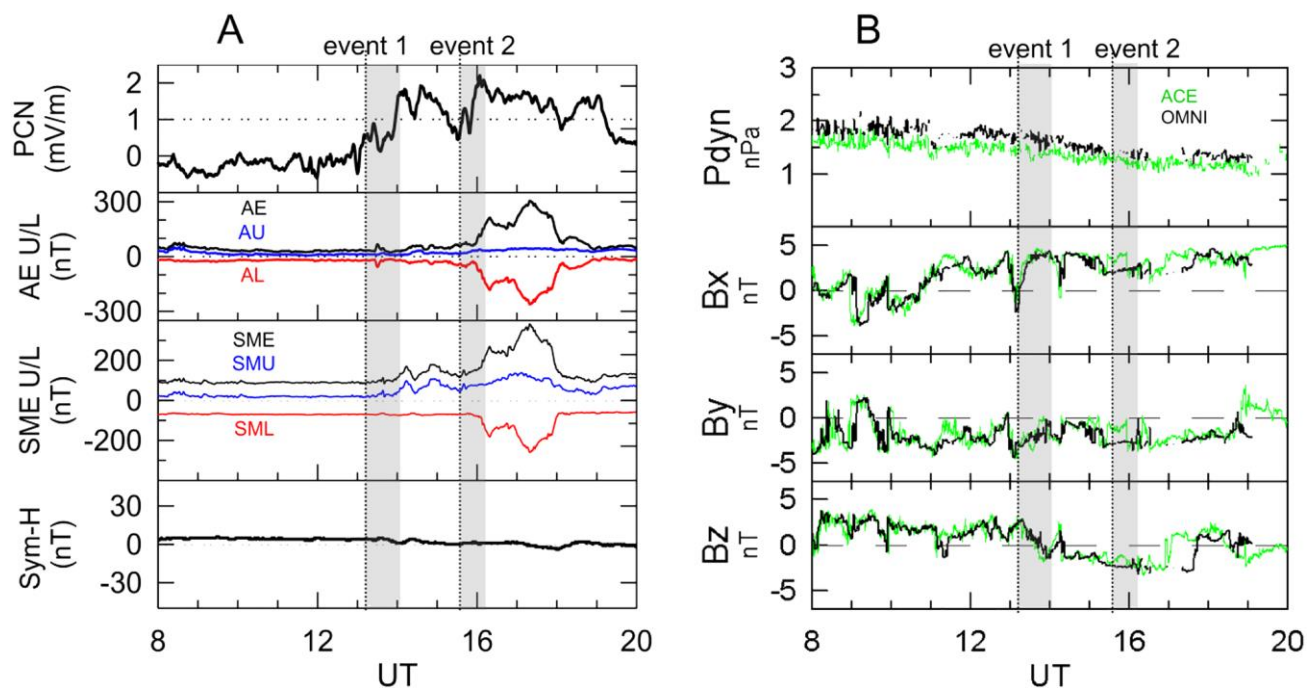


Рис. 5.3.2. Геомагнитная активность и межпланетные условия с 8 по 20 UT 1 августа 2008 г. (слева) Геомагнитные индексы: PCN, авроральный электроджет AE/AU/AL, его аналог supermag SME/SMU/SML и буревой индекс SYM-H. (справа) динамическое давление солнечного ветра и компоненты ММП, измеренные межпланетным монитором ACE (зеленый) и из базы данных OMNI (черный). Данные ACE сдвинуты на 60 минут. Заштрихованные интервалы обозначают два события Pc1 [A31].

Первое событие пульсаций Pc1 (событие-1) появилось и развивалось между 13:00 и 14:15 UT на всех 8 станциях из Таб. 5.3.1, а второе событие (событие-2) наблюдалось между 15:30 и 16:15 UT только на 4 станциях (заштрихованные в Таб. 5.3.1 строки для FSIM, FSMI, RABB и MSTK). Отметим, что после 16:00 UT восточные станции (FCHU, ISLL, GILL и THRF) зарегистрировали активность Pc1 в предполуденном секторе, но эти пульсации имели неструктурированный характер. При визуальном исследовании спектров мощности 8 выбранных

станций было обнаружено, что амплитуда события-1 была более интенсивной на RABB ( $L \sim 6,52$ ), а амплитуда события -2 на FSMI ( $L \sim 6,71$ ), однако цифровые данные с этих станций недоступны. События наименьшей интенсивности были обнаружены на THRF ( $L \sim 3.5$ ).

В событии-1 пульсации Pc1 наблюдались одновременно на всех станциях, расположенных в диапазоне дрейфовых оболочек  $L = 3,5 - 7,4$  в утреннем секторе с 4 до 6,5 LT. На рис. 5.3.3 показана квазипериодическая последовательность волновых пакетов с частотой от 0,45 до 0,65 Гц, наблюдавшаяся на станциях FSMI и MSTK с 13:00 до 14:20 UT. Как видно на спектрограммах, пульсации Pc1 состоят из дискретных наклонных элементов, в частности восходящих и нисходящих тонов. Такая спектральная структура с регулярно расположенными элементами соответствует структурированным Pc1 пульсациями, называемых жемчужными [Troitskaya, 1961; Fukunishi et al., 1981; Buzevich et al., 1987; Mursula et al., 1994]. О наблюдениях одновременно повышающихся и нисходящих тонов в случае жемчужин сообщалось в работе [Feugin et al., 2007]. Дискретность, характерная для жемчужин, отчетливо видна в виде биений на рис. 5.3.3. Формы сигналов фильтровались по соответствующим частотам от 0,3 до 0,7 Гц с использованием алгоритма [Marmet, 1979]. Период модуляции сигналов составляет около 2 мин.

Как видно, модуляции синхронизованы на широко разнесенных по широте станциях MSTK ( $L \sim 4.17$ ) и FSMI ( $L \sim 6.75$ ). Максимальная амплитуда составляет  $\sim 24$  пТл на FSMI и  $\sim 40$  пТл на MSTK. Согласно записям станции FSMI основная полоса пульсаций началась на центральной частоте  $\sim 0,55$  Гц в момент времени  $t_1$  между 13:00 и 13:05 UT. Центральная частота со временем постепенно уменьшалась до  $\sim 0,47$  Гц, что может быть связано с источником частиц, дрейфующих радиально наружу, или с разными источниками частиц. В момент  $t_2$  между 13:30 и 13:35 UT колебательный режим изменился и в спектре появились две дополнительные близкие частоты  $\sim 0,65$  и  $0,55$  Гц. Расщепленные волны не демонстрируют уменьшения частот. Более высокие частоты могут указывать на локализацию источника на более низких широтах, поскольку гирочастота ионов пропорциональна напряженности магнитного поля в области источника вблизи



экваториальной плоскости, которая обратно пропорциональна L-оболочке или инвариантной широте. Станция MSTK наблюдает аналогичную динамику. Используя данные быстрого просмотра, мы также обнаружили аналогичные характеристики разделения частот в компонентах Н и D на всех выбранных станциях. Явление резкого увеличения центральной частоты Pc1 до 1 Гц обычно наблюдается при воздействии межпланетной ударной волны на магнитосферу [Guglielmi, 1974]. Однако в это время не было никаких межпланетных ударных волн, как видно на рис. 5.3.2. Кроме того, в данном случае подчастоты Pc1 пульсаций очень близки ( $\sim 0,1$  Гц).

В событии-2 пульсации Pc1 наблюдались одновременно на станциях FSMI, FSIM, MSTK и RABV в пределах  $20^\circ$  долготы утром (6,6-8 LT) и в диапазоне L-оболочки от 4,17 до 6,75. Как видно на рис. 5.3.4, пульсации Pc1 стартовали в момент  $t_3$  между 15:30 и 15:35 UT с частотой  $\sim 0,46$  Гц, что на  $\sim 0,1$  Гц ниже, чем в событии-1. Пульсации Pc1 наблюдались до 16:20 UT и содержат структурированную часть (жемчужины) и диффузную часть. Спектры мощности на станциях FSMI и MSTK очень похожи и содержат элементы с падающими и повышающимися тонами, разделенными  $\sim 0,05$  Гц, хотя амплитуда повышающихся тонов была в несколько раз меньше.

После фильтрации сигналов в области частот от 0,4 до 0,65 Гц, биения становятся отчетливо видны в течение первых 10 мин и в течение последних 20 мин. Вначале период модуляции имеет тенденцию к уменьшению от  $\sim 2$  мин до  $< 1$  мин. После 15:57 UT период модуляции стабилизируется около 2 мин. Максимальная амплитуда составляет  $\sim 150$  пТл на FSMI и  $\sim 40$  пТл на MSTK. Отметим, что с 15:35 до 15:53 UT на обеих станциях наблюдается постепенное расширение диапазона волн (0,42-0,56 Гц). Это может указывать на источник частиц, слегка вытянутый вдоль L-оболочек. В  $t_4 \sim 15:50$  UT появляется дополнительная волна с более высокой частотой 0,6 Гц. Она более интенсивна на FSMI. Разделение частот со сдвигом в более высокий диапазон аналогично событию-1. Между 15:53 и 15:57 UT спектр сужается, затем появляется полоса

волн с идеальной жемчужной структурой около 0,5 Гц. Это может быть связано с локализованной L-областью ионно-циклотронной неустойчивости.

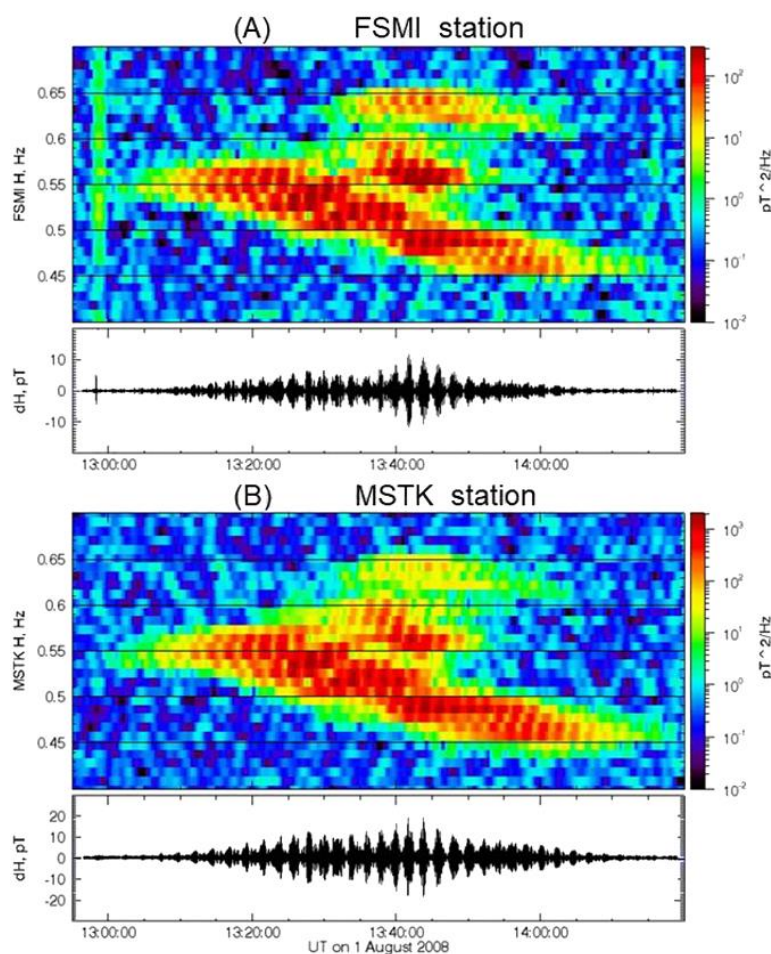


Рис. 5.3.3. Событие-1 пульсаций Pc1 типа жемчужин, наблюдаемых в H-компоненте с 12:55 до 14:20 UT на наземных станциях FSMI (верхняя панель) и MSTK (нижняя панель): (верхние панели) спектры динамической мощности; (нижние панели) осциллограммы в диапазоне частот 0,4–0,7 Гц [A31].

Волновая Pc1 активность, обнаруженная на Земле, связана с электромагнитными ионно-циклотронными волнами (ЭМИЦ), наблюдаемыми спутниками в магнитосфере. ЭМИЦ-волны были обнаружены КА GOES-12 (см. рис. 5.3.5), который располагался в утреннем секторе. С 13:00 до 16:00 UT GOES-12 переместился с 7,5 на 10,5 LT. Важно отметить, что зонды GOES-10 (~9–12 LT), GOES-11 (~4–7 LT) не видели ЭМИЦ-волн. Следовательно, ЭМИЦ волны возбуждались локально в узком секторе местного времени.

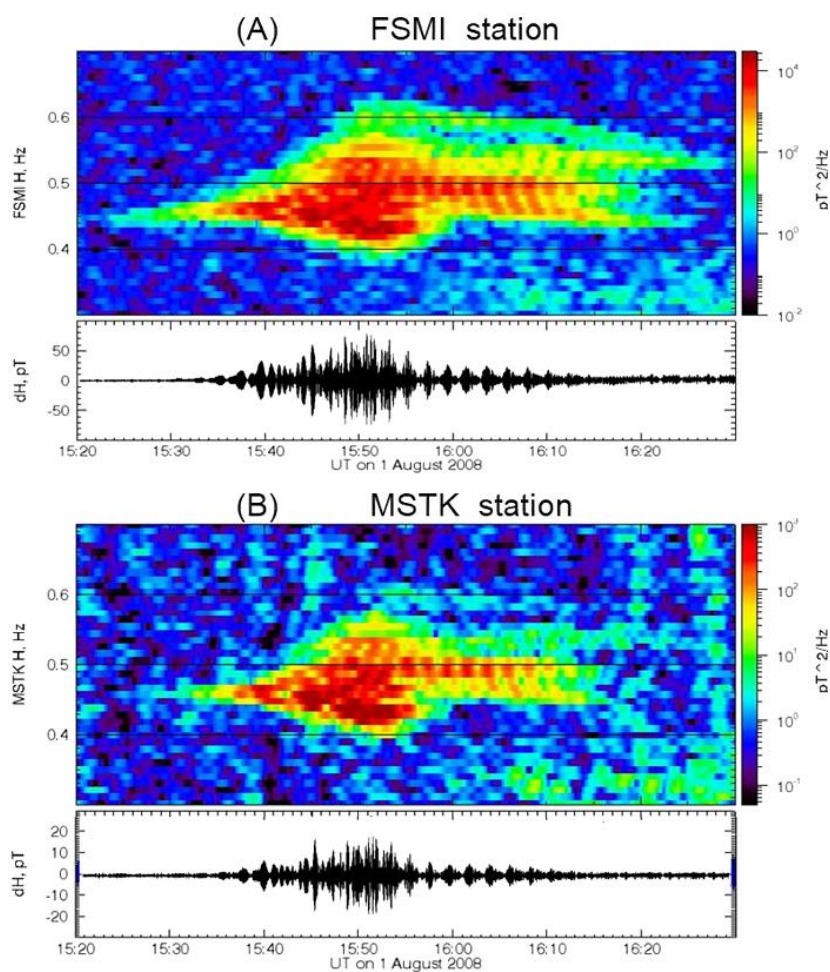


Рис. 5.3.4. То же, что и Рис. 5.3.3, но для события-2 с 15:20 до 16:30 UT [A31].

На рис. 5.3.5 показаны спектры мощности Вх-компоненты ЭМИЦ-волн, возбуждаемых в диапазоне 0,2-0,35 Гц, и величина магнитного поля В, измеренная прибором GOES-12. С 12:00 до 15:00 UT ЭМИЦ волны представляют собой смесь структурированных и диффузных элементов. Возбуждение волн началось на частоте  $\sim 0,3$  Гц в 12.20 UT во время увеличения магнитного поля, которое очевидно было связано со сжатием магнитосферы. С 12:30 до 13:00 UT частота падала с начальных 0,32 до 0,25 Гц. В районе пика сжатия в 13:00 UT спектр расширяется в диапазоне от 0,2 до 0,32 Гц с интенсивной линией на частоте  $\sim 0,28$  Гц. Второе уширение наблюдалось при сжатии в 13:28 – 13:36 UT.

На нижней панели рис. 5.3.5 показан спектр мощности ЭМИЦ волн, возбуждаемых в диапазоне 0,15 – 0,35 Гц, и суммарного магнитного поля,

измеренный ГОЭС-12 в 15:20 – 16:30 UT. Волновая активность началась на частоте  $\sim 0.25$  Гц около 15:30 UT и стала заметной после 15:40 UT во время увеличения магнитного поля с 15:25 до 15:45 UT. По-видимому, длительное увеличение произошло в результате воздействия серии кратковременных компрессий. После максимума сжатия в 15:45 UT видно расширение спектра волн: усиление волн с более низкими частотами между 0,15 и 0,2 Гц и более высокими частотами до 0,3 Гц. Таким образом, мы обнаружили, что в обоих событиях динамика ЭМИЦ-волн напрямую связана с транзиентными сжатиями магнитосферы.

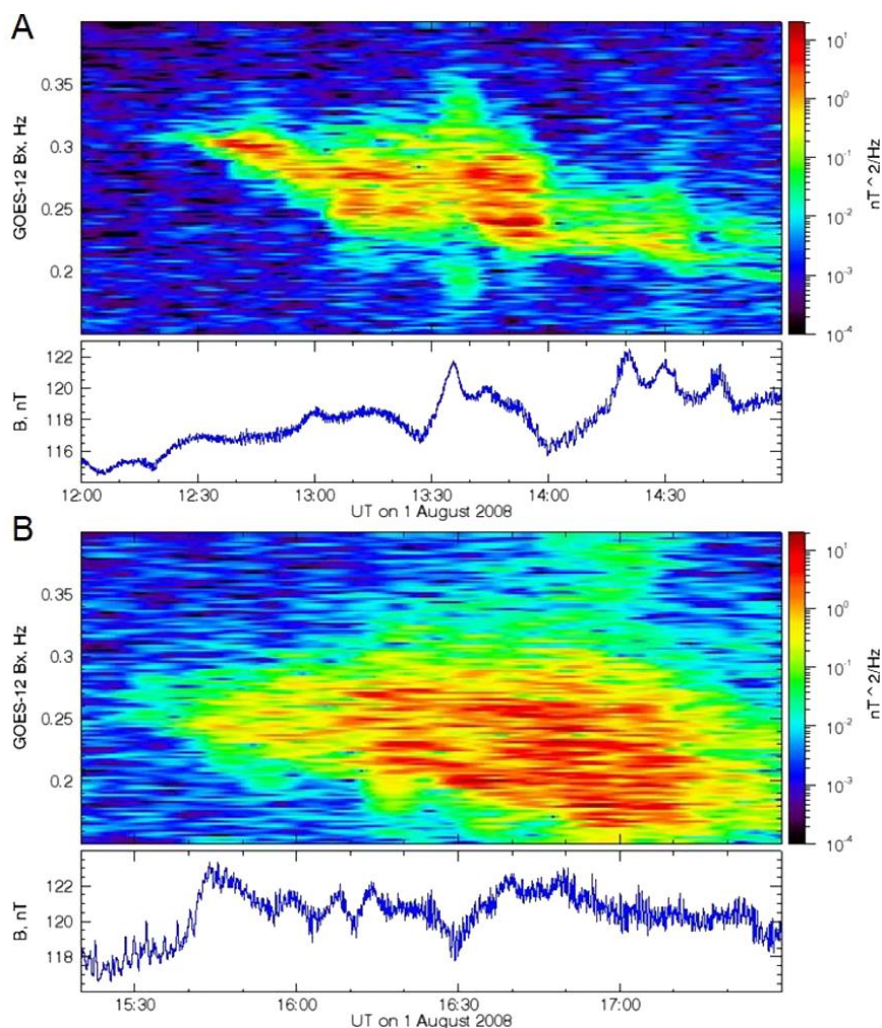


Рис. 5.3.5. ЭМИЦ-волны, наблюдаемые КА GOES-12 в 12:00–15:00 UT (верхняя панель) и 15:20–17:30 UT (нижняя панель). На панелях сверху показаны динамические спектры мощности компонента  $B_x$  и снизу – напряженность магнитного поля [A31].



Всплески высыпаний ионов в ионосферу являются явным признаком их питч-углового рассеяния. Теоретические исследования показали, что питч-угловое рассеяние протонов происходит за счет взаимодействия с ЭМИЦ волнами [Cornwall, 1965]. Данные о высыпаниях энергичных протонов были получены с телескопов частиц на борту спутников NOAA/POES. Спутники имеют круговую полярную орбиту на высоте  $\sim 850$  км. Телескопы измеряют потоки энергичных электронов и протонов в широком диапазоне энергий в двух направлениях: горизонтальном вдоль траектории спутника и вертикальном. Это позволяет получать одновременные данные о потоках энергичных частиц, высыпающихся в конусе потерь и захваченных на высоте спутника. Детектор полной энергии (TED) измеряет высыпающиеся частицы в диапазоне 50 эВ – 10 кэВ.

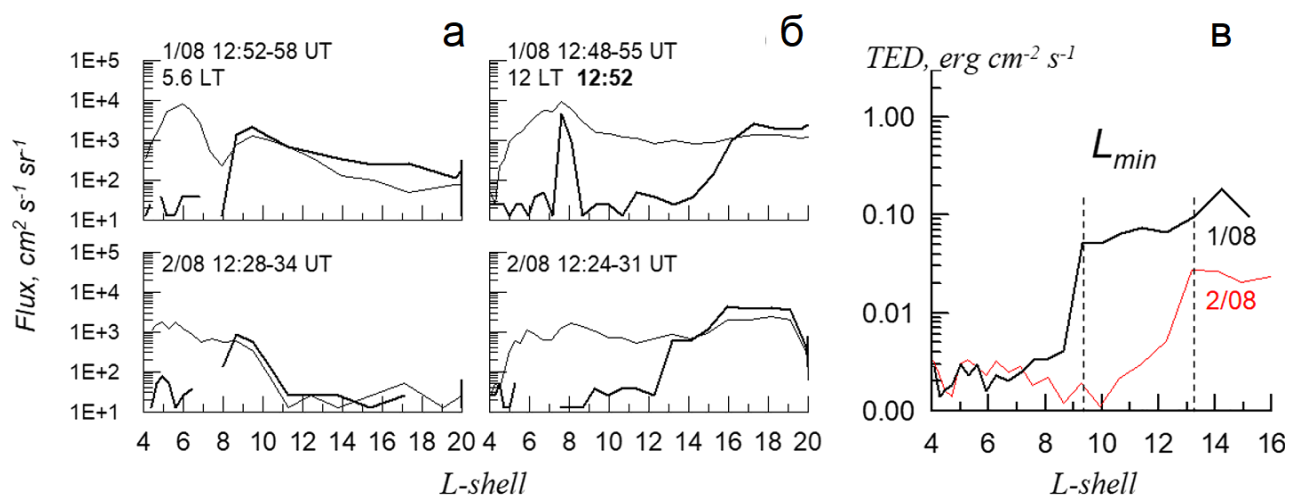


Рис. 5.3.6. Измерения потоков протонов с энергией 30–80 кэВ (а,б) и потоков полной энергии горячей плазмы (в), полученных из (а) NOAA/POES-15 и (б,в) NOAA/POES-17 в дневной секторе 1 и 2 августа 2008 г. Захваченные (высыпающиеся) протоны показаны тонкими серыми (толстыми черными) кривыми. Момент времени соответствует усилению высыпаний на L~8 [A31].

На рисунке 5.3.6 показаны захваченные и высыпающиеся протоны с энергией 30–80 кэВ и горячая плазма, измеренные на КА POES 1 и 2 августа 2008 г. День 2 августа используется в качестве эталонного дня с идеально спокойными

условиями ( $AE < 50$  нТл) для сравнения низковысотной проекции плазменных доменов. Показаны временные профили, когда КА POES-15 и POES-17 проходят дневной сектор от высоких до средних геомагнитных широт (от  $77^\circ$  до  $60^\circ$ ).

Перед началом появления жемчужин около 13:00 UT КА POES-15 пролетел над сектором Северной Америки ранним утром ( $\sim 5\text{--}6$  LT) с  $\sim 12:52$  до  $\sim 12:58$  UT, а КА POES-17 пролетел над Европой в полдень с  $\sim 12:48$  до  $\sim 12:55$  UT (см. рис. 5.3.6а). КА POES-15 наблюдал анизотропное распределение с преобладанием захваченного потока на  $L < 8$  в течение обоих дней 1 и 2 августа. Граница изотропизации находится на  $L \sim 8,8$  ( $\sim 70^\circ$ ), где потоки высыпающихся и захваченных протонов становятся практически равны. Граница разделяет адиабатический и хаотический режимы движения частиц в плазмосферном слое хвоста магнитосферы (Sergeev et al., 1983; Sergeev, et al., 1993). В полдень изотропная граница расположена на  $L \sim 16$  ( $\sim 75^\circ$ ) 1 августа и на  $L \sim 13$  ( $\sim 74^\circ$ ) 2 августа. Положения изотропных границ, наблюдаемые утром и в полдень в спокойном состоянии, хорошо согласуются с результатами статистического исследования Ганюшкиной и др. [2005].

Около 12:52 UT 1 августа КА POES-17 наблюдал всплеск высыпающихся протонов с энергией 30 кэВ около полудня на  $L \sim 7 - 8$ , южнее от изотропной границы (см. рис. 5.3.6б), тогда как 2 августа высыпания в этой области остались на фоновом уровне. На рис. 5.3.6в сравнивается полный поток энергии горячей плазмы, измеренный 1 и 2 августа во время полуденных орбитальных пролетов, показанных на рисунке 5.3.6б. Хорошо видны разные положения экваториальной границы высыпаний кэВ-плазмы около полудня ( $L \sim 9,3$  1 августа и  $L \sim 13,2$  2 августа). 1 августа в  $\sim 12:51$  UT граница высыпаний горячей плазмы сместилась к экватору примерно на 3 градуса с  $74^\circ$  до  $71^\circ$ .

Как отмечалось ранее, спектральные особенности в наземных Pc1 пульсациях и спутниковых ЭМИЦ волнах появились в  $t_2 \sim 13:30\text{--}13:35$  UT. Примерно в это же время в секторе утро-полдень ( $8\text{--}13$  LT) прошли КА POES: POES-18 и METOP-02 от высоких к средним широтам и POES-17 от средних к высоким широтам. На рис. 5.3.7 показаны профили потоков протонов в 13:20 –

13:27, 13:31 – 13:37 и 13:36 – 13:43 UT 1 августа и соответствующие профили 2 августа. Примерно в момент  $t_2$  наблюдались всплески протонных высыпаний: до этого (в 13:23 UT, панель а), во время (в 13:34 UT, панель б) и после (в 13:39–13:41, панель в). Вероятно, протоны непрерывно выпадали в узком диапазоне L-оболочек в предполуденном секторе во время волновой активности Pc1 и EМIC. Интенсивность всплесков выше, чем в  $\sim 13:00$  UT на рис. 5.3.6б. До момента  $t_2$  область высыпаний была ограничена пределами  $L \sim 7 - 8$  (см. рис. 5.3.7а). Около  $t_2$  высыпания наблюдались на  $L \sim 6 - 8$  (см. рис. 5.3.7б). После  $t_2$  высыпания усилились на  $L \sim 6 - 9$  (см. рис. 5.3.7в). Потоки захваченных протонов усилились примерно на порядок величины в диапазоне  $L \sim 5-8$  по сравнению со спокойным 2 августа.

На рис. 5.3.8 показано, что увеличение потока высыпающихся протонов, произошло за 10 минут до начала события-2 в  $t_3 \sim 15:30 - 15:35$  UT. Увеличение наблюдается на  $L \sim 10 - 12$  во время прохождения спутником МЕТОП-2 предполуденного сектора ( $\sim 11$  LT). При этом поток захваченных протонов увеличился на порядок на  $L \sim 6 - 7$  по сравнению со 2 августа. К сожалению, около  $t_4 \sim 15:50$  UT не было подходящих пролетов спутников на  $L < 10$  в дневном секторе. Из имеющихся данных мы обнаруживаем, что высыпания протонов совпадают в пространстве и времени с ЭМИЦ-волнами (например, рис. 5.3.7б).

Чтобы понять возможные причины наблюдавшихся корпускулярно-волновых явлений в магнитосфере необходимо проанализировать вариации магнитосферного магнитного поля. На рис. 5.3.9 показаны вариации напряженности магнитного поля, измеренные на геостационарных КА GOES-10, -12 (панели г, д) и зондами THEMIS-B, -E, -D (панели а-в) 1 августа. Магнитные данные THEMIS были очищены от тренда с использованием модели IGRF-2005 и модели Цыганенко T04 на основе данных о межпланетных условиях, измеренных монитором ACE. Для сравнения также показаны магнитные данные в спокойный день 2 августа. В этот день динамическое давление было стабильным, но в 2 раза ниже, а ММП был северным и ориентирован по спирали Архимеда. КА GOES

двигались в утреннем секторе, THEMIS-E – в полуденном, THEMIS-D – около полудня и THEMIS-B – в послеполуденном секторе.

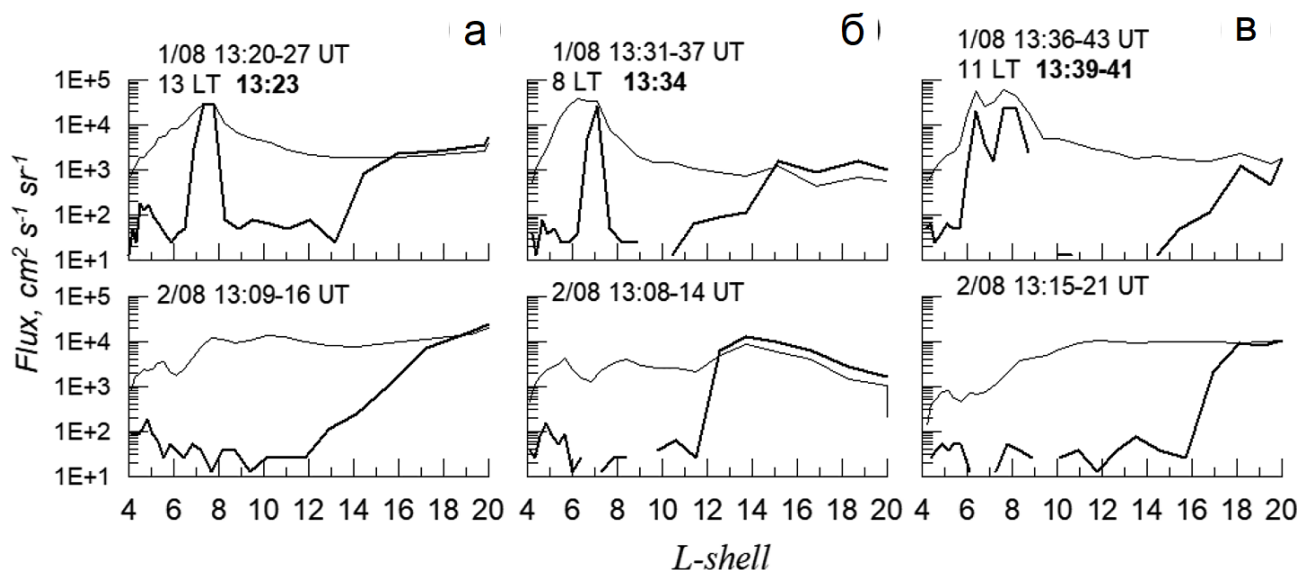


Рис. 5.3.7. Измерения потоков протонов с энергией 30–80 кэВ, полученные от NOAA/POES-18 (а), NOAA/POES-17 (б) и МЕТОР-02 (в) в дневном секторе 1 и 2 августа 2008 г. Захваченные (высыпающиеся) протоны показаны тонкими (толстыми) кривыми [А31].

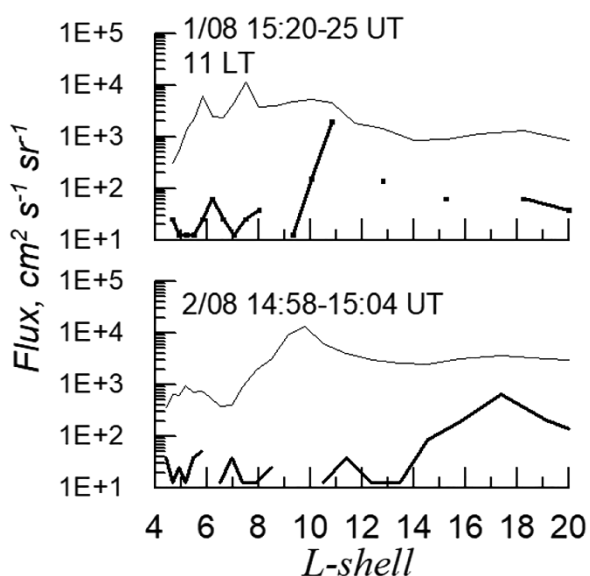


Рис. 5.3.8. То же, что на рис. 5.3.7, но для МЕТОР-02 в 15:20-15:25 UT [А31].



На рис. 5.3.9 (панели г, д) видно, что в спокойный день 2 августа вариации магнитного поля на геостационарной орбите были плавными и небольшими. Напротив, 1 августа спутники GOES и THEMIS наблюдали значительные кратковременные вариации магнитного поля порядка нескольких нТл. Увеличение магнитного поля соответствует сжатию магнитосферы, а уменьшение – расширению (Park et al., 2016). Хорошо видно, что моменты времени  $t_1 - t_4$ , связанные с событиями Pc1 (отмечены заштрихованными столбиками), следуют за сжатиями или совпадают с ними. А именно, заметные увеличения магнитного поля можно обнаружить в  $\sim 13:00$  UT ( $t_1$ ),  $13:30$  UT ( $t_2$ ) и  $15:50$  UT ( $t_4$ ). Важно отметить, что сильный магнитный импульс  $\sim 10$  нТл в момент  $t_4$  наблюдался зондом THEMIS-D (панель в), тогда как КА GOES (панели г, д) зарегистрировали импульс на 5 минут раньше. Начало события-2 ( $t_3$ ) сопровождалось слабым магнитным усилением  $\sim 2$  нТл, зарегистрированным на КА GOES-10 и -12 в  $\sim 15:30$  UT в предполуденном секторе (панели г, д). В это время начались как ЭМИЦ волны, так и наземные пульсации Pc1, интенсивность которых возрастала с увеличением магнитного поля GOES-12. Отметим, что в момент  $t_3$  THEMIS-D и -E находились ближе к магнитопаузе и, следовательно, могли пропустить магнитный сигнал из-за локального сжатия, произошедшего в стороне от их местоположения (панели б, в).

Итак, на рис. 5.3.9 данные GOES и THEMIS показывают, что сильные сжатия происходили до моментов времени  $t_2$  и  $t_4$  модификаций спектра в обоих событиях. Другой важной особенностью является то, что в разные моменты времени происходили большие депрессии магнитного поля. Сочетание магнитного падения с последующим импульсом может усилить общий эффект сжатия. Следовательно, магнитные пульсации Pc1 и ЭМИЦ сопровождаются значительными вариациями магнитного поля, динамика которых может быть различной в разных секторах дневной магнитосферы. Это свидетельствует о транзитной и локальной природе сжатий дневной магнитосферы.

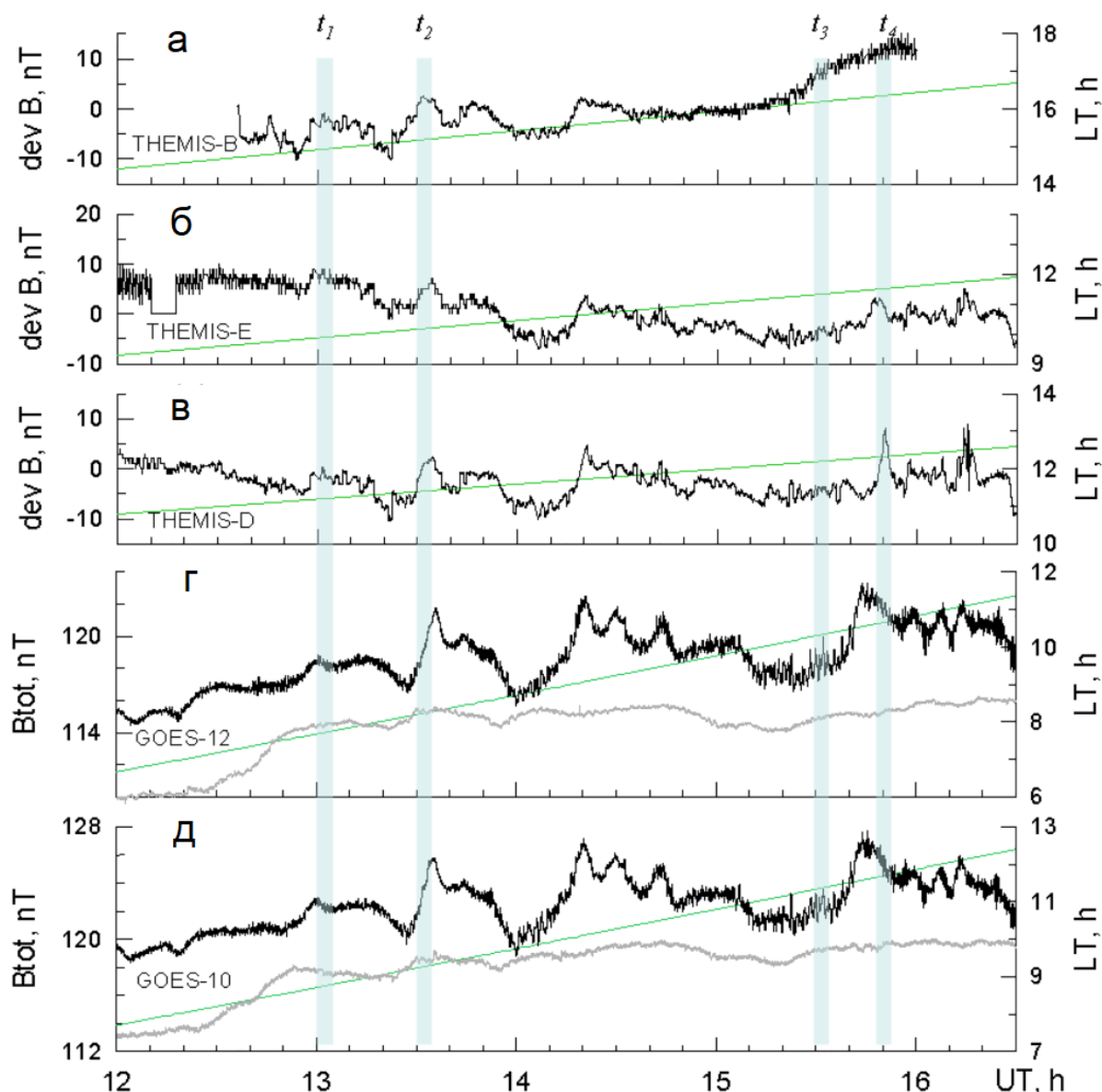


Рис. 5.3.9. Вариации магнитного поля, наблюдавшиеся на зондах THEMIS-B, -E и -D (панели а-в) и на геостационарных КА GOES-10, -12 (г-д) 1 августа (черные кривые) и 2 августа (серые кривые) 2008 г. Местное время показано зеленой линией. Магнитные данные THEMIS были очищены от тренда с использованием моделей IGRF-2005 и Цыганенко T04. Заштрихованные столбцы обозначают начало пульсаций Pc1 типа жемчужин для события-1 ( $t_1$ ,  $t_2$ ) и события-2 ( $t_3$ ,  $t_4$ ). [A31]

В данных условиях целесообразно проанализировать динамику плазмы и магнитного поля вблизи подсолнечной головной ударной волны по данным зонда THEMIS-C, поскольку магнитные данные ACE указывают на возможность

радиальных условий в ММП (см. рис. 5.3.2.). Околоземные наблюдения на миссии THEMIS дают достоверную информацию о параметрах солнечного ветра и ММП, непосредственно влияющих на магнитосферу.

В период с 12:00 до 18:00 UT 1 августа 2008 г. зонд THEMIS-C находился в подсолнечной области на геоцентрическом расстоянии  $R \sim 17 R_E$ . Параметры плазмы (общее давление солнечного ветра  $P_{tot}$ , плотность  $D$  и скорость  $V$ ), спектры ионов, компоненты ММП и конугол показаны на рис. 5.3.10. Видно, что условия в плазме и ММП меняются со временем. До 13:20 UT колебания параметров имели сравнительно небольшие амплитуды, иногда приходили разрывы направления ММП. Полное давление  $\sim 1,3$  нПа и  $V_z > 0$  хорошо соответствуют данным ACE с задержкой  $\sim 60$  мин. После 13:20 UT все параметры периодически находились в режиме быстрых колебаний с большой амплитудой. Одновременно с большими флуктуациями наблюдались повышенные потоки энергичных ионов в высокоэнергетической части ионного спектра ( $> 10$  кэВ). Эти возмущения плазмы и магнитного поля перед головной ударной волной являются признаком квазипараллельной ГУВ с областью форшока перед ней (Schwartz and Burgess, 1991). В нашем случае форшок сформировался в подсолнечной области. В целом за данный временной интервал наблюдалось несколько разрывов ММП (в  $\sim 12:46$ ,  $12:54$ ,  $\sim 13:30$ ,  $\sim 14:30$ ,  $\sim 15:50$  UT), а также несколько интервалов радиального ММП (например,  $13:20 - 13:30$ ,  $13:50 - 14:17$ ,  $14:35 - 15:52$  UT и др.).

На рис. 5.3.10 видны большие скачки плотности плазмы и давления  $P_{tot}$ , возникшие непосредственно в области форшока. Наиболее сильные импульсы давления можно обнаружить во время прихода форшока, его коллапса, а так же собственно внутри форшока при быстрых изменениях конугла конуса, например, в  $\sim 13:20 - 13:27$  UT,  $13:52 - 14:18$  UT,  $15:26 - 15:38$  UT и  $\sim 15:48 - 15:50$  UT и т. д. При скорости солнечного ветра  $\sim 400$  км/с структура солнечного ветра распространяется от THEMIS-C через магнитослой до подсолнечной магнитопаузы за  $\sim 3$  мин. Следовательно, необходимо обратить внимание на повышения давления в  $\sim 13:27$ ,  $\sim 15:30$  и  $15:50$  UT. Два из них ( $13:27$  и  $15:50$  UT) произошли при переходе от радиальной к спиральной ориентации ММП, а один

в 15:30 UT – при радиальном ММП. Таким образом, перед головной ударной волной обнаружено несколько разрывов, распространяющихся в солнечном ветре, и интервалы подсолнечного форшока, сопровождающиеся большими импульсами плотности солнечного ветра и динамического давления.

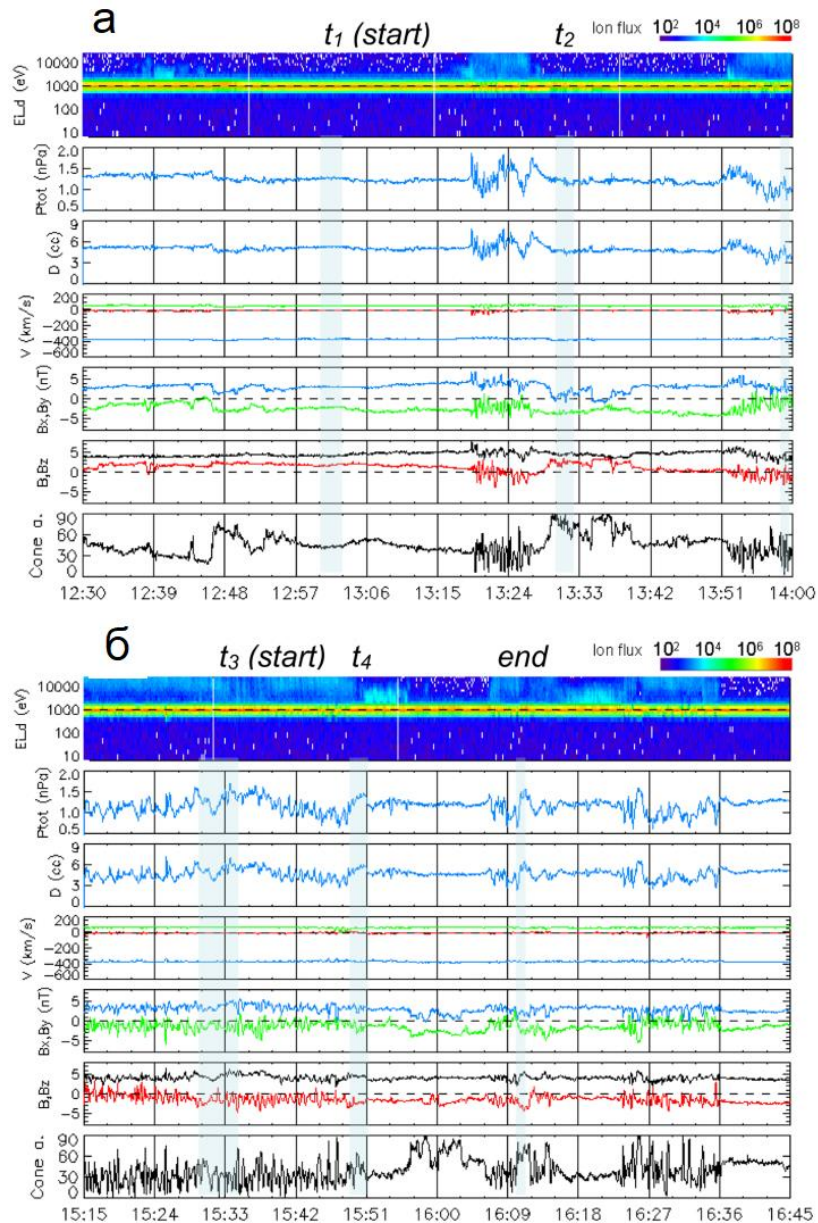


Рис. 5.3.10. Наблюдение THEMIS-C транзитного форшока в подсолнечной области в (а) 12:30–14:00 и (б) 15:15–16:45 UT 1 августа 2008 г. На панелях сверху вниз показано: ионная спектрограмма (эВ/см<sup>2</sup> с ср эВ), полное давление солнечного ветра  $P_{tot}$ , плотность плазмы  $D$ , компоненты скорости в координатах GSM  $V_x$  (синий),  $V_y$  (зеленый),  $V_z$  (красный), компоненты ММП в GSM  $B_x$  (синий) и  $B_y$  (зеленый), магнитуда  $B$  (черный) и  $B_z$  (красный). Заштрихованные столбцы обозначают начало пульсаций Pc1 и особенности спектров мощности для события-1 ( $t_1$ ,  $t_2$ ) и события-2 ( $t_3$ ,  $t_4$ ), а также окончания пульсаций Pc1. [A31]

Итак, было обнаружено два события пульсаций Pc1 типа жемчужин, наблюдаемых на Земле в утреннем секторе и продолжающихся около 1 часа в геомагнитно спокойных условиях между 13:00 и 16:00 UT 1 августа 2008 года. В это время динамическое давление солнечного ветра менялось слабо, и ориентация ММП была преимущественно северной либо радиальной, что привело к отсутствию буревой и суббуревой активности. Однако в это время геомагнитное поле было возмущено локализованными сжатиями, вызванными импульсами давления, возникшими в результате переходного форшока и взаимодействия межпланетных разрывов с головной ударной волной.

Жемчжины были обнаружены на нескольких станциях, расположенных в широком диапазоне дрейфовых оболочек от  $L \sim 3.5$  до  $\sim 7.4$ . Оценка положения плазмопаузы в утреннем секторе для  $K_p=1$  дает  $L_p \sim 5.3 \pm 0.7$ , используя выражение  $L_p = 5,7 - 0,45 K_p$  из эмпирической модели [Moldvin et al., 2002]. Как видно из таб. 5.3.1, расположение станций MSTK, ISLL и THRF соответствует проекции внутри плазмосферы, тогда как остальные станции проецируются в область вне плазмосферы. Следовательно, оба события наблюдались одновременно внутри и вне плазмосферы. Наблюдения показывают, что амплитуды волн на разных станциях различны. Наименьшие амплитуды во время обоих событий наблюдались магнитометром THRF, расположенным внутри плазмосферы при наименьшем  $L \sim 3,5$ .

Известно, что центральная частота волн Pc1 уменьшается с увеличением широты (или L-оболочки) [Feuigin et al., 2000]. Наблюдения на двух разнесенных по широте станциях показывают, что полосы частот на MSTK и FSMI были одинаковыми, в пределах 0,4 - 0,6 Гц, как в событии-1, так и в событии-2. В обоих случаях центральная частота была выше экваториальной гелиевой гирочастоты  $\sim 0,38$  Гц на FSMI и ниже гелиевой гирочастоты  $\sim 1,6$  Гц на MSTK. Отметим, что вблизи плазмопаузы ( $L_p \sim 5,3$ ) экваториальная гирочастота гелия составляет около 0,8 Гц. Самое сильное увеличение мощности волны Pc1 во время события-1 наблюдалось на RABV ( $L \sim 6,5$ ), что означает, что волны зарождались вблизи этой станции. Принимая во внимание, что частоты в обоих событиях ниже 0,8 Гц,

мы предполагаем, что волны возникают вне плазмосферы, в событии-1, вероятно, в районе  $L = 6 - 6,8$ , а в событии-2, вероятно, в районе  $L = 5,5 - 6,5$ . Дополнительная полоса более высоких частот в событии-1 может указывать на локализованные источники на нижних L-оболочках, ближе к плазмопаузе на  $L \sim 5,3$ . Появление одинаковой центральной частоты на разных широтах наблюдений можно объяснить горизонтальным распространением в ионосферном волноводе, что обеспечивает распространение волн на более широкую территорию.

Волна Pc1, распространяющаяся вдоль силовых линий в магнитосфере, взаимодействует с захваченными протонами, вызывая их питч-угловое рассеяние (Cornwall, 1965). Возрастание ионно-циклотронной волны происходит в условиях анизотропии температуры протонов, что приводит к рассеянию частиц в конус потерь и изотропизации. Мы обнаружили, что около 13:35 UT 1 августа в утреннем секторе ( $\sim 8$  LT) одновременно в сопряженных областях наблюдаются следующие явления: увеличение магнитного поля и расширение спектра ЭМИЦ-волн, наблюдаемое на КА GOES-12 (рис. 5.3.5) на  $L \sim 6,6$ , высыпания протонов  $>30$  кэВ, наблюдаемые КА POES на  $L \sim 6 - 8$  (рис. 5.3.7). В это же время ( $t_2$  между 13:30 и 13:35 UT) наземные станции, расположенные в утреннем секторе ( $4 - 6,5$  LT) на L-оболочках с 4,1 по 7,4, наблюдали смену режима колебаний жемчужин Pc1 с расщеплением на три близкие частоты в диапазоне от 0,45 до 0,65 Гц (рис. 5.3.3). Сжатие также предшествовало изменению колебательного режима Pc1 во время события-2 в  $t_4 \sim 15:50$  UT (см. рисунки 5.3.4). Следует отметить, что о случае расщепления на очень близкие подчастоты ранее не сообщалось.

Магнитные импульсы в моменты  $t_2$  и  $t_4$  были намного сильнее, чем те, которые были связаны с появлением жемчужин. Этот факт не противоречит ранее полученным данным о возбуждении волн слабым магнитным сжатием [Anderson & Hamilton, 1993]. В событии-2 жемчужины Pc1 стартовали при  $t_3 \sim 15:30$  одновременно с ЭМИЦ-волнами при слабом сжатии. Для события-1 появление жемчужин Pc1 в момент времени  $t_1 \sim 13:00$  UT совпало с расширением спектра ЭМИЦ-волн, вызванным умеренным сжатием. Важно отметить, что

широкополосные ЭМИЦ-волны наблюдались КА GOES-12 в утреннем секторе (см. рис. 5.3.5).

Перед ГУВ наблюдалось несколько признаков сжатия. Для события-1 обнаружено, что сильное сжатие в момент времени  $t_2 \sim 13:30$  UT было вызвано импульсом давления, наблюдаемым зондом THEMIS-C в области подсолнечного форшока в 13:27 UT (см. рис. 5.2.10). В момент  $t_1$  зонд THEMIS-C находился в невозмущенном солнечном ветре и, следовательно, не зарегистрировал никаких изменений динамического давления. Для события-2 слабое сжатие в  $t_3 \sim 15:30$  UT было вызвано импульсом давления, генерируемым внутри подсолнечного форшока в 15:27 UT (см. рис. 5.2.10). Импульс давления также наблюдался в подсолнечном форшоке около  $t_4$  с 15:48 до 15:51 UT. Однако на рис. 5.2.9 можно видеть, что сильный импульс наблюдался около 15:43 UT КА GOES-10 и -12 перед полуднем, то есть примерно на 5 минут раньше, чем ожидалось по времени прямого распространения. Следовательно, мы не представляется возможным непосредственно определить импульсы давления, вызывающие сжатие магнитосферы в моменты времени  $t_1$  и  $t_4$ .

Что касается сжатия в момент  $t_4$ , необходимо рассмотреть магнитные импульсы на рис. 5.2.9. Максимумы импульсов наблюдались в 15:43 UT на КА GOES-12 и -10, расположенных в 10,6 и 11,7 LT, затем в 15:48 UT на зонде THEMIS-E в 11,8 LT и в 15:50 UT на THEMIS-D в 12.3 LT. Форшоковый импульс давления наблюдался в 15:48-15:51 UT аппаратом THEMIS-C в 13 LT. Это означает, что фронт импульса давления распространялся с утреннего фланга к полудню. Эту динамику можно объяснить взаимодействием наклонного межпланетного разрыва с ГУВ и подсолнечным форшоком.

Взаимодействие межпланетного разрыва с ГУВ и форшоком приводит к генерации быстрых плазменных струй в магнитослое СПСМ. Реакции магнитосферы и ионосферы на удары струй аналогичны переходным процессам, возникающим при резких изменениях давления солнечного ветра. Струи магнитооболочки вызывают сжатие и переходные изменения магнитосферного поля, стимулируют высыпание частиц в высоких широтах и усиливают

дискретные дневные полярные сияния, генерируют переходные продольные токи в магнитосфере и бегущие конвекционные вихри в высокоширотной ионосфере [Hietala et al., 2012; Archer et al., 2013; Han et al., 2018].

Картина сжатия магнитосферы в момент времени  $t_4$ , аналогична полученной в [A23]: взаимодействие магнитопаузы с бегущей СПСМ, возникающей при взаимодействии межпланетного разрыва с ГУВ сначала на юге южного сектора. Это привело к тому, что магнитный отклик, связанный с СПСМ, наблюдался в разные моменты времени в разных местах, так что северные станции, расположенные в утреннем секторе, наблюдали сжатие позже всех остальных. Во время события-2 КА GOES и THEMIS были расположены в южном полушарии, а пульсации  $Pc1$  наблюдались в северном полушарии. Следовательно, логично предположить, что сжатие в момент  $t_4$  могло быть создано СПСМ.

Что касается момента  $t_1$ , на рис. 5.3.9 можно видеть, что сжатие началось на КА GOES-10 и -12 в 12:50 UT, а на зондах THEMIS в 12:55 UT, т.е. на 5 минут позже. Таким образом, удар произошел сначала в утреннем секторе, а затем распространился на предполуденный сектор. Из рис. 5.3.10 видно, что, согласно ориентации ММП по спирали Паркера и к северу, форшок располагался на севере вечернего сектора. КА GOES и THEMIS располагались в южном полушарии. Следует отметить, что, если форшок расположен далеко от подсолнечной области, импульсы давления сметаются по линиям тока внутри внешнего магнитослоя и, таким образом, не могут взаимодействовать с дневной магнитопаузой. Напротив, СПСМ могут двигаться поперек линий тока магнитослоя и достигать магнитопаузы в любом месте. Подобно событию-2 логично предположить, что сжатие в момент  $t_1$  могло быть вызвано воздействием СПСМ, образующихся при взаимодействии наклонного межпланетного разрыва с утренним форшоком, а затем с дневной ГУВ. Принимая во внимание типичное время распространения  $\sim 3$ –5 минут, соответствующий разрыв был обнаружен на THEMIS-C в 12:53 UT, как видно по конуглу поворота на рис. 5.3.10. Разрыв мог начать взаимодействовать с форшоком около 12:50 UT. Отметим, что длительный геомагнитный импульс, наблюдаемый на GOES-10 и -12 с 12:50 до 13:00 UT, мог



быть комплексным ответом на несколько коротких импульсов давления, возникших в секторе утреннего форшока и в подсолнечной области [Archer *et al.*, 2013].

#### 5.4. Выводы к пятой главе

Проведен анализ геофизических эффектов влияния транзитного форшока и крупномасштабных СПСМ на магнитосферу и ионосферу по данным спутниковых и наземных экспериментов. Полученные результаты позволяют развить новое представление о процессах в цепи солнечный ветер - магнитослой – магнитосфера – ионосфера для спокойных межпланетных условий.

Геоэффективные крупномасштабные СПСМ окружены областями с пониженной плотностью энергии, что приводит к характерной локальной деформации магнитопаузы типа расширение – сжатие – расширение. Такие вариации магнитопаузы генерируют на поверхности Земли магнитные вариации в виде триполярного магнитного импульса «спад — пик — спад». В результате анализа данных наземных магнитометров на предмет наличия триполярного магнитного импульса было обнаружено, что такой импульс наблюдается на дневной стороне не всеми магнитными станциями. Это свидетельствует о том, что условия генерации СПСМ возникают лишь в определенном секторе ГУВ. При взаимодействии ГУВ с межпланетным разрывом, СПСМ генерируется в переходной области, где форшок коллапсирует.

Анализ временной динамики распространения магнитного сигнала СПСМ на дневной полусфере позволяет заключить, что магнитное возмущение не обязательно распространяется от подсолнечной области к терминатору, но может следовать направлению от вечернего сектора к утреннему сектору или наоборот, в зависимости от наклона фронта межпланетного разрыва.

Глобальная картина магнитных возмущений на дневной стороне позволяет оценить продольный масштаб крупномасштабной сверхэнергичной плазменной струи в магнитослое, который может достигать  $10 R_3$ . Такая большая

пространственная протяженность крупномасштабных СПСМ делает их важным возмущающим фактором геомагнитной активности.

Показано, что взаимодействие СПСМ с магнитопаузой вызывает усиление высыпаний энергичных частиц из радиационных поясов Земли и плазменного слоя, что приводит к увеличению ионизации в верхней атмосфере и формированию спорадического Es слоя и интенсификации слоя F1 ионосферы на высоких широтах.

Обнаружено, что импульсы давления, которые вызывают высыпания энергичных частиц внутри магнитосферы, сопровождаются генерацией резонансных пульсаций Pc1 типа жемчужин на поверхности Земли и на геостационарной орбите в виде ЭМИЦ волн. Магнитные вариации наблюдаются в ограниченном долготном секторе, что свидетельствует о генетической связи геомагнитных пульсаций с динамикой форшока и генерацией СПСМ, которые локализованы в пространстве.

## Заключение

В диссертационной работе на основе обширных экспериментальных данных по плазме и магнитному полю, полученных в области взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли, и соответствующих условий в межпланетном пространстве проведено всестороннее исследование аномальных процессов и явлений во внешней магнитосфере, на магнитопаузе и в магнитослое как при невозмущенных условиях, так и во время геомагнитных бурь. Экспериментальные данные были получены на околоземных космических аппаратах, межпланетных мониторах, а также на глобальной сети наземных геофизических станций. Полученные результаты позволяют развить новое представление о процессах в цепи солнечный ветер - магнитослой – магнитосфера – ионосфера при различных уровнях геомагнитной активности.

Основные результаты исследования заключаются в следующем:

Физические параметры среды и баланс давлений в области взаимодействия определяются более точно на основе современных данных с высоким разрешением о плазме и магнитном поле, включая информацию о нерадиальных компонентах скорости плазмы, концентрации гелия и температуре электронов в плазме солнечного ветра. Баланс давлений в области взаимодействия определяется полной плотностью энергии солнечного ветра, которая складывается из плотностей кинетической энергии протонов и ионов гелия, энергии магнитного поля и тепловой энергии, которая зависит от температуры как ионов, так и электронов.

Представлена оригинальная методика определения временного сдвига для условий в межпланетной среде, наблюдаемых на большом удалении от Земли, основанная на использовании межпланетных плазменных и наземных магнитных

данных. Анализ динамики области взаимодействия проводится в полностью аберрированной системе координат GSM.

Разработана модельно независимая методика определения составных частей области взаимодействия, таких как магнитосфера, магнитопауза, магнитослой, головная ударная волна и форшок, по их ключевым параметрам и характеристикам. Сравнение показаний моделей с экспериментальными данными позволяет определять значимые отклонения наблюдений от модельных показаний в области взаимодействия. Для сравнения моделей с экспериментальными данными вводятся статистические параметры, которые позволяют оценивать качество моделей на основе логической таблицы их ошибочных и точных предсказаний.

Для комплексного анализа больших массивов экспериментальных данных высокого разрешения со спутниковых и наземных экспериментов и применения к ним различных моделей области взаимодействия создан пакет программ на базе объектного программного языка IDL, который предоставляет широкий круг возможностей для визуализации научных данных, их всестороннего анализа и сравнения с ними модельных представлений.

На основе оригинальной методики комплексного анализа космофизических и геофизических данных было идентифицировано более 300 геостационарных пересечений магнитопаузы и около 6000 минутных измерений магнитослоя, покрывающих практически все долготные сектора. Это дало возможность провести всесторонний анализ динамики и геометрии магнитопаузы во время сильно возмущенных межпланетных и геомагнитных условий.

Впервые доказан и формализован эффект насыщения воздействия  $B_z$  на магнитопаузу. Показано, что при увеличении большой отрицательной компоненты ММП  $B_z$  выше некоторого порога минимальное давление солнечного ветра  $P_{sw}$ , необходимое для пересечения магнитопаузой геостационарной орбиты, асимптотически приближается к некоторой постоянной величине  $P_{min}$ . Исследование зависимости эффекта насыщения от текущего  $Dst$  индекса, а точнее его минутного аналога SYM-H, показало, что при

положительных значениях  $Dst$  индекса в самом начале магнитных бурь, когда магнитосферные токи еще не успели развиваться, эффект насыщения  $Bz$  практически отсутствует. При развитии буревой активности и увеличении отрицательной  $Dst$ -вариации асимптотическое давление  $P_{min}$  достигает наименьших величин  $\sim 4.8$  нПа, а порог насыщения приближается к  $Bz = -20$  нТ. Насыщение воздействия ММП  $Bz$  может быть объяснено усилением вклада теплового давления ионов кольцевого тока в баланс давлений на магнитопаузе. Другим механизмом рассматривается заброс холодной плазмы из плазмосферы в область взаимодействия полей противоположной направленности на магнитопаузе, что приводит к подавлению эрозии на магнитопаузе.

При сильном южном ММП надежно доказано наличие асимметрии магнитосферы утро-вечер. Обнаружено, что минимальное давление  $P_{min}$  для пересечений в вечернем секторе более чем в три раза превышает  $P_{min}$  в утреннем секторе. Одновременные наблюдения геостационарными КА на равном удалении от полуденного меридиана подтверждают, что во время пересечений магнитопаузы в предполуденном секторе, в послеполуденном секторе они не наблюдаются. Таким образом эффект асимметрии утро-вечер носит систематический характер. Показано, что  $B_y$  компонента ММП никакого влияния на асимметрию не оказывает. Применение метода определения нормали к магнитопаузе по магнитным данным во время пересечений, позволило численно оценить асимметрию утро-вечер при больших отрицательных ММП  $Bz$ . А именно, носовая точка магнитопаузы сдвинута от подсолнечной точки к вечеру на  $\sim 2 R_E$ , так что вечерний фланг магнитосферы оказывается дальше от Земли, чем утренний на несколько радиусов Земли. Раздутие магнитосферы в вечернем секторе может быть вызвано усилением вклада в баланс давлений на магнитопаузе со стороны сильного асимметричного кольцевого тока, который развивается в предполуденном и вечернем секторах на главной фазе магнитных бурь в процессе дрейфа ионов из хвоста через вечерний сектор в дневную магнитосферу. Дополнительный вклад может также давать эффект плазмосферных шлейфов, которые во время магнитных бурь поднимаются к

геостационарной орбите в вечернем секторе, что приводит к ослаблению эрозии на магнитопаузе.

Впервые обнаружено образование экваториального желоба в послеполуденном секторе во время сильного южного ММП методом Метод определения нормали к магнитопаузе. Такая геометрия может быть связана с сильным током хвоста, отрицательный магнитный эффект которого вызывает уплощение магнитопаузы, в совокупности с тепловым давлением разрезанного кольцевого тока CRC, максимумы которого находятся в полуденном секторе на широтах  $\pm 20^\circ$ .

На основе полученных численных зависимостей для насыщения воздействия ММП  $Bz$  и асимметрии утро-вечер была построена качественная модель геосинхронных пересечений магнитопаузы. Модель впервые учитывает эффект предыстории через зависимость от геомагнитного индекса  $Dst$ , который отражает возмущенное состояние магнитосферы во время магнитных бурь. Применение модели позволило восстановить данные о плотности и составе солнечного ветра во время экстремальных магнитных бурь, когда плазменные детекторы работали некорректно при измерении очень быстрых и плотных потоков солнечного ветра, в особенности эруптивных фотосферных волокон, и под воздействием интенсивных потоков солнечных космических лучей, которые оказывают негативное влияние на функционирование космических детекторов.

С учетом геометрии и размеров магнитопаузы во время геомагнитных бурь были проанализированы потоки релятивистских электронов на геостационарной орбите. Построена эмпирическая модель возрастных их потоков, которая в качестве параметров использует индексы геомагнитной активности  $Kp$ ,  $PC$  и минимальный размер магнитопаузы на флангах  $R_f$ . Из модели вытекает, что потоки электронов хорошо коррелируют с  $R_f$ : с уменьшением фланговых размеров во время магнитных бурь потоки релятивистских электронов быстро уменьшаются, что является прямым следствием убегания энергичных частиц через магнитопаузу, особенно на утреннем секторе, через который электроны дрейфуют из ночной магнитосферы на дневную ее часть.

Эффекты асимметрии магнитосферы день-ночь и утро-вечер учтены в эллиптической модели проникновения СКЛ в магнитосферу через область полярных шапок. Для частиц данной жесткости модель определяет инвариантную широту их проникновения в зависимости от магнитного местного времени MLT, индексов геомагнитной активности  $Dst$  и  $Kp$ , а также угла наклона геодиполя. Показано, что учет асимметрии позволяет существенно улучшить точность определения границы проникновения СКЛ и их ионизационных эффектов в атмосфере и ионосфере на средних и высоких широтах.

Данные высокого разрешения миссии THEMIS по плазме и магнитному полю в совокупности с данными межпланетных мониторов позволили идентифицировать 554 крупномасштабных (с длительностью  $>30$  сек) сверхэнергетичных плазменных струй в магнитослое (СПСМ), полная плотность энергии которых превышает плотность энергии солнечного ветра (отношение  $k > 1$ ). Обнаружено, что СПСМ имеют поперечный размер порядка  $1 R_3$ . Они окружены областью магнитослоя с пониженной плотностью энергии, что обеспечивает сохранение полной энергии во всей структуре магнитослоя, окружающей СПСМ.

Показано, что СПСМ могут двигаться поперек линий тока магнитослоя и эффективно взаимодействовать с магнитопаузой, что делает их геоэффективными. Впервые показано, что взаимодействие СПСМ с магнитосферой приводит к характерной локальной деформации магнитопаузы с волнообразной структурой расширения – сжатия – расширения, соответствующей изменению плотности энергии в структуре магнитослоя, связанной с СПСМ.

Взаимодействие некоторых крупномасштабных СПСМ с магнитопаузой приводит к прямому проникновению плазмы магнитослоя в магнитосферу. Впервые показано, что условия проникновения определяются механизмом импульсного проникновения в совокупности с механизмом конечного ларморовского радиуса. Средний поток плазмы от СПСМ в дневную магнитосферу сопоставим с существующими оценками общего количества плазмы, поступающей в дневную магнитосферу.

Обнаружено, что крупномасштабные СПСМ генерируются в 2/3 случаев при взаимодействии ГУВ с межпланетными разрывами, которые вызывают быструю перестройку форшока и его перемещение из одного сектора ГУВ в другой. Остальные СПСМ имеют стохастическое происхождение в условиях подсолнечного форшока при квазирадиальном ММП, когда конугол  $<30^\circ$ .

Впервые показано глобальное расширение магнитосферы в условиях длительного (десятки минут) квазирадиального ММП, вследствие чего дневная магнитопауза наблюдается на несколько  $R_3$  дальше, чем при типичной ориентации ММП вдоль паркеровской спирали. Аномальное глобальное расширение магнитосферы при квазирадиальном ММП сопровождается в магнитослое очень низким магнитным давлением и существенным падением (почти в 2 раза) плотности энергии плазмы, так называемым LPM режимом. Анализ энергетического спектра потоков ионов в магнитослое позволил обнаружить, что в данных условиях до 40% и более плотности энергии плазмы приходится на энергичные ионы ( $>10$  кэВ), которые эффективно ускоряются в подсолнечном форшоке. Существенный вклад ионов, находящихся в высокоэнергичном хвосте спектра, приводит к недооценке давления плазмы в магнитослое, вычисляемого по ключевым термодинамическим параметрам (LPM режим). Энергичные ионы, распространяясь во всех направлениях, уносят энергию из области взаимодействия. Более того, ионы с энергиями  $>10$  кэВ имеют достаточно большой ларморовский радиус и способны проникать в магнитосферу без взаимодействия с магнитопаузой и поэтому не дают вклад в баланс давлений, что является одной из причин аномального расширения магнитосферы в условиях квазирадиального ММП.

Обнаружено, что вариации магнитопаузы при взаимодействии с крупномасштабными СПСМ генерируют на поверхности Земли магнитные вариации в виде триполярного магнитного импульса «спад — пик — спад». Анализ триполярных импульсов на дневной стороне показал, что они наблюдаются не всеми магнитными станциями. Это свидетельствует о том, что условия генерации СПСМ возникают лишь в определенном секторе ГУВ. При



взаимодействии ГУВ с межпланетным разрывом, СПСМ генерируется в переходной области, где форшок коллапсирует. Глобальная картина магнитных возмущений на дневной стороне впервые позволяет оценить продольный масштаб крупномасштабных сверхэнергичных плазменных струй в магнитослое, который может достигать  $10 R_3$ . Такая большая пространственная протяженность крупномасштабных СПСМ делает их важным возмущающим фактором геомагнитной активности.

Впервые обнаружено, что взаимодействие СПСМ с магнитопаузой вызывает усиление высыпаний энергичных частиц из радиационных поясов Земли и плазменного слоя, что приводит к увеличению ионизации в верхней атмосфере и формированию спорадического Es слоя и интенсификации слоя F1 ионосферы на высоких широтах. Показано, что импульсы давления, которые вызывают высыпания энергичных частиц внутри магнитосферы, сопровождаются генерацией резонансных пульсаций Pc1 типа жемчужин на поверхности Земли и на геостационарной орбите в виде ЭМИЦ волн. Магнитные вариации наблюдаются в ограниченном долготном секторе, что свидетельствует о генетической связи геомагнитных пульсаций с динамикой форшока и генерацией СПСМ, которые локализованы в пространстве.

Подводя итоги проведенного исследования, можно с уверенностью утверждать, что основные задачи диссертационной работы были успешно решены и все поставленные цели достигнуты. До конца не удалось только исследовать геомагнитные эффекты крупномасштабных СПСМ во время магнитных бурь. Последние исследования в этом направлении показали, что СПСМ могут рассматриваться как триггер суббурь, что существенно усиливает их геоэффективность. Однако отделить эффект СПСМ от других известных буревых процессов является непростой задачей. Для этого необходимо набрать большую статистику крупномасштабных СПСМ во время магнитных бурь и провести всесторонний анализ высыпаний частиц и геомагнитных возмущений,

используя методику, представленную в Главе 5. Эта работа является отдельным большим этапом исследования роли СПСМ в цепи солнечно-земных связей.

В настоящей диссертации не отражены результаты недавних исследований проникновения СКЛ на высокие широты и эффекта поглощения радиосигналов в полярной шапке и над северными регионами России [Дмитриев и др., 2024]. Эти исследования показали, что необходимо совершенствование эллиптической модели и расширение ее динамического диапазона по всем углам наклона геодиполя, то есть включение в модель событий СКЛ, произошедших весной, летом и осенью. Кроме того, показана необходимость использования геомагнитного PC индекса как параметра модели для надежного определения геомагнитной активности на главной фазе магнитных бурь. Работа в этом направлении будет продолжена.

Перспективы дальнейшей разработки темы диссертации состоят в продолжении исследований, которые будут основаны на усовершенствованной экспериментальной технике и расширенном охвате наблюдений. Будущие современные миссии, такие как SMILE и STORM, позволят проводить *in situ* наблюдения межпланетной среды в непосредственной близости от Земли с одновременным дистанционным зондированием глобальной структуры магнитосферы, в том числе и области взаимодействия на дневной стороне. Это позволит проверить и скорректировать существующие знания о динамике магнитосферы во время магнитных бурь и улучшить наше понимание воздействия солнечного ветра на магнитосферу и солнечно-земной физики.

В заключении следует отметить, что комплексные исследования области взаимодействия были начаты в 80 - 90-х годах XX столетия научными коллективами по всему миру с использованием различных космических миссий, таких как ICSEE, Geotail, Interball, Cluster. Они предоставили исходные данные для формулирования основных проблем современных космических исследований в области солнечно-земной физики. Неоценимую помощь нашим исследованиям оказали научные группы, которыми руководили проф. Г.И. Застенкер (ИКИ), С.Т.

Russell (UCLA) и D.G. Sibeck (NASA) в предоставлении экспериментальных данных и методик их обработки и анализа.

## Благодарности

Выражаю глубокую благодарность всем, кто принял активное участие в моей научной работе. Проф. М.И. Панасюку за всестороннюю поддержку моей научной деятельности в России и за рубежом. Проф. И.С. Веселовскому за формирование фундаментального подхода в космофизических исследованиях и плодотворное сотрудничество в области физики солнечно-земных связей. Проф. С.И. Светилову и проф. В.В. Калегаеву за ценные советы и замечания при подготовке диссертации. Prof. C-H Chao и Dr. David Sibeck за плодотворное сотрудничество, всестороннюю поддержку моих исследований и международной кооперации. Prof. L.-C. Tsai за помощь в обработке и анализе космических и наземных данных по ионосфере. Prof. J. Lemaire за интерес к моей научной работе, ценные замечания и положительные отзывы на ее результаты. Особую благодарность хочу выразить своей жене, спутнице не только по жизни, но и по науке, А.В. Суворовой за плодотворные дискуссии, многолетнее терпение и поддержку.

## Список сокращений и условных обозначений

ГПМ	-	Геостационарные пересечения магнитопаузы
ГРЭ	-	Релятивистские электроны на геостационарной орбите
ГУВ	-	Головная ударная волна
ИНС	-	Искусственные нейронные сети
КА	-	Космический аппарат
МГД	-	Магнитная гидродинамика
ММП	-	Межпланетное магнитное поле
ППШ	-	Поглощение в полярной шапке
РПЗ	-	Радиационные пояса Земли
СКЛ	-	Солнечные космические лучи
СКО	-	Среднеквадратичное отклонение
СПСМ	-	Сверхэнергичные плазменные струи в магнитослое
BSC		Модель ГУВ [ <i>Chao et al.</i> , 2002]
BSR		Модель ГУВ [ <i>Russell and Petrinec</i> , 1996]
BSV		Модель ГУВ [ <i>Verigin et al.</i> , 2001]
Ch02	-	Модель магнитопаузы [ <i>Chao et al.</i> , 2002]
DS00	-	Модель магнитопаузы [A4]
KS98	-	Модель магнитопаузы [ <i>Kuznetsov &amp; Suvorova</i> , 1998a]
Li10		Модель магнитопаузы [ <i>Lin et al.</i> , 2010]
PM11		Модель магнитопаузы [A21]
PR96	-	Модель магнитопаузы [ <i>Petrinec and Russell</i> , 1996]
R <sub>3</sub>	-	Радиус земли (6371 км)
Sh98	-	Модель магнитопаузы [ <i>Shue et al.</i> , 1998]

## Список литературы

- Антонова Е.Е., Кузнецов С.Н., Суворова А.В. Определение некоторых характеристик геомагнитного поля по данным низкоорбитальных спутников // Геомагнетизм и Аэрон. – 1989. – Т. 29(4) – С. 425-430.
- Гальперин Ю.И., Дмитриев А.В., Зеленый Л.М., Панасюк М.И. Влияние космической погоды на безопасность авиа и космических полетов // Полет – 2001. – Т. 3. – С. 27-39.
- Дмитриев А.В., Долгачева С.А., Трошичев О.А., Пулинец М.С. Сравнение моделирования эффекта поглощения в полярной шапке с наблюдениями на сети станций ААНИИ // Солнечно-земная физика – 2024. – Т. 10(3) – С. 116.
- Иванова Т.А., Кузнецов С.Н., Сосновец Е.Н., Тверская Л.В. Динамика низкоширотной границы проникновения в магнитосферу низкоэнергетических солнечных протонов // Геомагнетизм. Аэрон. – 1985. – Т. 25(1) – С. 7-12.
- Кузнецов С.Н., Суворова А.В., Форма магнитопаузы вблизи геостационарной орбиты // Геомагнетизм и аэрномия. – 1997. – Т. 37(3) – С. 1-11
- Сергеев В.А., Кузнецов С.Н., Гоцелюк Ю.В., Динамика высокоширотной структуры магнитосферы по данным о солнечных электронах // Геомагнетизм. Аэрон. – 1987. – Т. 27(3) – С. 440-447.
- Alexeev I.I., et al., Magnetic Storms and Magnetotail Currents // J. Geophys. Res. – 1996. – Vol. 101. – P. 7737. DOI: 10.1016/S0273-1177(99)01052-2
- Alexeev I.I., Feldstein Y.I. Modeling of geomagnetic field during magnetic storms and comparison with observations // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2001. – Vol. 63(5) – P. 431-440. doi: 10.1016/S1364-6826(00)00170-X
- Alken P., Thebault E., Beggan C. D., Nose M. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth, Planets and Space. – 2022. – Vol. 74:11
- Anderson, B.J., and Hamilton, D.C. Electromagnetic ion cyclotron waves stimulated by modest magnetospheric compressions // Journal of Geophysical Research – 1993. – Vol. 98(A7) – P. 11,369-11,382. <https://doi.org/10.1029/93JA00605>

- Angelopoulos V. The THEMIS mission // *Space Sci. Rev.* – 2008. – Vol. 141(1–4) – P. 5–34. doi:10.1007/s11214-008-9336-1.
- Antonova, E.E., et al. Topology of the high latitude magnetosphere during large magnetic storms and the main mechanisms of relativistic electron acceleration // *Advances in Space Research* – 2009a. – Vol. 43. – P. 628-633. doi:10.1016/j.asr.2008.09.011
- Antonova E. E., et al. High latitude magnetospheric topology and magnetospheric substorm // *Annales Geophysicae* – 2009b – Vol. 27(10). – P. 4069-4073.
- Araki T., Funato K., Iguchi T., Kamei T. Direct detection of the solar wind dynamic pressure effect on ground geomagnetic field // *Geophys. Res. Lett.* – 1993. – Vol. 20. – P. 775.
- Archer M.O., Horbury T.S., Eastwood J.P. Magnetosheath pressure pulses: Generation downstream of the bow shock from solar wind discontinuities // *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* – 2012. – Vol. 117. – P. 1–13.
- Archer, M.O. and Horbury, T.S. Magnetosheath dynamic pressure enhancements: Occurrence and typical properties // *Ann. Geophys.* – 2013 – Vol. 31 – P. 319–331.
- Archer, M.O., et al. Magnetospheric response to magnetosheath pressure pulses: a low-pass filter effect // *Journal of Geophysical Res.* – 2013. – Vol. 118 – P. 5454–5466. <https://doi.org/10.1002/jgra.50519>
- Artemyev A.V., et al. Kinetic Properties of Solar Wind Discontinuities at 1 AU Observed by ARTEMIS // *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* – 2019. – Vol. 124 – P. 3858–3870.
- Aubry, M. B., Russell C. T., Kivelson M. G. Inward motion of the magnetopause before a substorm // *J. Geophys. Res.* – 1970 – Vol. 75(34). – P. 7018.
- Baker, D.N. et al. Highly relativistic electrons in the earth's magnetosphere 1. Lifetimes and temporal history 1979–1984 // *J. Geophys. Res.* – 1986. – Vol. 91 – P. 4265.
- Baker, D.N. et al. Linear prediction filter fnalysis of relativistic electron properties at  $6.6R_E$  // *J. Geophys. Res.*, - 1990. – Vol. 95(9) – P. 15,133.

- Baker, D.N. et al. Recurrent geomagnetic storms and relativistic electron enhancements in the outer magnetosphere: ISTP coordinated measurements // *J. Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102 – P. 14,141.
- Berchem, J., and Russell C., The thickness of the magnetopause current layer: ISEE 1 and 2 observations // *J. Geophys. Res.* – 1982. – Vol. 87(A4) – P. 2108-2114.
- Berchem, J., and Russell C., Flux transfer events on the magnetopause: Spatial distribution and controlling factors // *J. Geophys. Res.* – 1984. – Vol. 89(A8) – P. 6689–6703.
- Bier E.A., et al. Investigating the IMF cone angle control of Pc3-4 pulsations observed on the ground // *J. Geophys. Res. Space Physics* – 2014. – Vol. 119. – P.
- Birch, M. J., et al. Variations in cutoff latitude during selected solar energetic proton events // *J. Geophys. Res.* – 2005. – Vol. 110 – P. A07221,
- Blake, J.B., et al. Solar-proton polar-cap intensity structures as a test of magnetic field models // *Adv. Space Res.* – 2001. – Vol. 28(12) – P. 1753-1757.
- Boardsen, S.A., et al. An empirical model of the high-latitude magnetopause // *J. Geophys. Res.* – 2000. – Vol. 105 – P. 23,193.
- Borovsky J.E., et al. What determines the reconnection rate at the dayside magnetosphere? // *Journal of Geophysical Research.* – 2008. – Vol. 113(A7). – P. A07S12. <https://doi.org/10.1029/2007ja012645>
- Borovsky J.E. On the variations of the solar wind magnetic field about the Parker spiral direction // *J. Geophys. Res.* – 2010. – Vol. 115 – P. A09101.
- Brenning N., et al. Conditions for plasmoid penetration across abrupt magnetic barriers // *Phys. Plasmas* – 2005. – Vol. 12 – P. 012308. <https://doi.org/10.1063/1.1812277>.
- Burke W.J. Penetration electric fields driving main phase Dst // *J. Geophys. Res.* – 2007. – Vol. 112 – P. A07208. doi:10.1029/2006JA012137.
- Burlaga L., et al. Compound Streams, Magnetic Clouds, and Major Geomagnetic Storms // *J. Geophys. Res.* – 1987. – Vol. 92(A6) – P. 5725-5734.
- Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T. An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst* // *J. Geophys. Res.*,- 1975. Vol. 80, P. 4204.



- Buzevich A.V., Leonovich A.S., Parkhomov V.A. Geomagnetic pulsations associated with MHD waveguide // *Planetary Space Science* – 1987. – Vol. 9 – P. 1093-1100.
- Cable S. and Lin Y., Three-dimensional MHD simulations of interplanetary rotational discontinuities impacting the Earth's bow shock and magnetosheath // *J. Geophys. Res.* – 1998. – Vol. 103(A12) – P. 29,551–29,567.
- Cai X. et al. Variations in thermosphere composition and ionosphere total electron content under “geomagnetically quiet” conditions at solar-minimum // *Geophys. Res. Lett.* – 2021 – Vol. 48. – P. e2021GL093300.
- Cayton T.E., et al. Energetic electron components at geosynchronous orbit // *Geophys. Res. Lett.* – 1989. – Vol. 16 – P. 147.
- Chang L.C., et al. Quasi two day wave-related variability in the background dynamics and composition of the mesosphere/thermosphere and the ionosphere // *J. Geophys. Res. Space Phys.* –2014 – Vol. 119 – P. 4786–4804.
- Chao J.K., et al. Models for the size and shape of the Earth's magnetopause and bow shock // in *Space Weather Study Using Multipoint Techniques*, Ed. L.-H. Lyu, 360 pp., Pergamon, New York, 2002.
- Chi P.J., e Lee D.-H., Russell C.T. Tamao travel time of sudden impulses and its relationship to ionospheric convection vortices // *J. Geophys. Res.* – 2006. – Vol. 111. – P. A08205. doi:10.1029/2005JA011578.
- Clilverd M.A., et al., Improved dynamic geomagnetic rigidity cutoff modeling: Testing predictive accuracy // *J. Geophys. Res.* – 2007. – Vol. 112 – P. A08302. doi:10.1029/2007JA012410.
- Collier M.R., et al. Timing accuracy for the simple planar propagation of magnetic field structures in the solar wind // *Geophys. Res. Lett.* – 1998. – Vol. 25. P. 2509.
- Cornwall J.M. Cyclotron instabilities and electromagnetic emissions in the ultra low frequency and very low frequency ranges // *Journal of Geophysical Research* – 1965. – Vol. 70 – P. 61–69. <https://doi.org/10.1029/JZ070i001p00061>
- Cowley, S.W.H. and Lockwood M., Excitation and decay of solar-wind driven flows in the magnetosphere-ionosphere system // *Annales Geophys.* – 1992 – Vol. 10 – P. 103-115.

- Crooker N.U., et al. Energetic magnetosheath ions and the interplanetary magnetic field orientation // *J. Geophys. Res.* – 1981. – Vol. 86. – P. 4455-4460.
- Cummings W.D. Asymmetric ring current and the low-latitude disturbance daily variation // *J. Geophys. Res.* – 1966. – Vol. 71 – P. 4495.
- Daglis I.A. Ring Current Dynamics // *Space Sci. Rev.* – 2006. – Vol. 124. – P. 183.
- Dessler A.J., and Karplus R. Some effects of diamagnetic ring current on Van Allen Radiation // *J. Geophys. Res.* – 1961. – Vol. 66 – P. 2289.
- Dmitriev A.V., et al. Statistical Characteristics of the Heliospheric Plasma and Magnetic Field at the Earth's Orbit during Four Solar Cycles 20-23, in *Handbook on Solar Wind: Effects, Dynamics and Interactions*, Ed. Hans E. Johannson, NOVA Science Publishers, Inc., New York, 2009, P. 81-144.
- Dmitriev A.V., et al. Longitudinal variations of positive dayside ionospheric storms related to recurrent geomagnetic storms // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2013 – Vol. 118 – P. 6806–6822. <https://doi.org/10.1002/jgra.50575>.
- Dubouloz N., and Scholer M. 2D hybrid simulations of short large-amplitude magnetic structures (SLAMS) upstream of quasi-parallel collisionless shocks // *Adv. Space Res.* – 1995. – Vol. 15 – P. 175-178. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00100-F](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00100-F)
- Dušík S., et al., IMF cone angle control of the magnetopause location: Statistical study // *Geophys. Res. Lett.* – 2010. – Vol. 37 – P. L19103.
- Eastwood J.P., et al. The foreshock // *Space Science Reviews* – 2005. – Vol. 118(1-4) – P. 41–94. doi:10.1007/s11214-005-3824-3.
- Eastwood J.P., et al. THEMIS observations of a hot flow anomaly: Solar wind, magnetosheath, and ground-based measurements // *Geophys. Res. Lett.* – 2008. – Vol. 35 – P. 1–5.
- Eastwood, J.P., et al. The Scientific Foundations of Forecasting Magnetospheric Space Weather // *Space Sci. Rev.* – 2017. – Vol. 212 – P. 1221–1252.
- Echim M.M., and Lemaire J.F. Laboratory and numerical simulations of the impulsive penetration mechanism // *Space Sci. Rev.* – 2000. – Vol. 92 – P. 565-601.

- Echim M., et al. On the phenomenology of magnetosheath jets with insight from theory, modelling, numerical simulations and observations by Cluster spacecraft // *Front. Astron. Space Sci.* – 2023. –10:1094282. doi: 10.3389/fspas.2023.1094282
- Elkington S.R., Hudson M.K. and Chan A.A. Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations // *Geophys. Res. Lett.* – 1999. – Vol. 26 – P. 3273.
- Elphic R., and Southwood D. Simultaneous measurements of the magnetopause and flux transfer events at widely separated sites by AMPTE UKS and ISEE 1 and 2 // *J. Geophys. Res.* – 1987. – Vol. 92(A12) – P. 13,666–13,672.
- Elphic R.C. Observations of flux transfer events: A review // *Physics of the Magnetopause*, AGU Monograph – 1995. – Vol. 90 – P. 225–233.
- Engebretson M. et al., The dependence of high-latitude Pc5 wave power on solar wind velocity and on the phase of high-speed solar wind streams // *J. Geophys. Res.* – 1998. – Vol. 103 – P. 26,271.
- Engebretson M.J., et al. Observations of two types of Pc1-2 pulsations in the outer dayside magnetosphere // *Journal of Geophysical Research* – 2002. – Vol. 107(A12) – P. 1451.
- Engebretson M.J. et al. On the source of Pc1-2 waves in the plasma mantle // *Journal of Geophysical Research* – 2005. – Vol. 110 – P. A06201.
- Engebretson M.J., et al. Multi-instrument observations from Svalbard of a traveling convection vortex, electromagnetic ion cyclotron wave burst, and proton precipitation associated with a bow shock instability // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2013. – Vol. 118 – P. 2975–2997. <https://doi.org/10.1002/jgra.50291>.
- Eriksson S., et al. Magnetic island formation between large-scale flow vortices at an undulating postnoon magnetopause for northward interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* – 2009. – Vol. 114 – P. A00C17. doi:10.1029/2008JA013505.
- Evans D.S., and Greer M.S. Polar Orbiting Environmental Satellite Space Environment Monitor: 2. Instrument Descriptions and Archive Data Documentation // *Tech. Rep.*, Space Environment Center: Boulder, CO, USA, 2004.

- Facsó G., et al. A global study of hot flow anomalies using Cluster multi-spacecraft measurements // *Ann. Geophys.* – 2009. – Vol. 27 – P. 2057–2076.
- Fairfield D.H., et al. Upstream pressure variations associated with the bow shock and their effects on the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1990. – Vol. 78. – P. 3731–3744. <https://doi.org/10.1029/JA095iA04p03773>.
- Fairfield, D. H., et al. Geotail observations of the Kelvin-Helmholtz instability at the equatorial magnetotail boundary for parallel northward fields // *J. Geophys. Res.* – 2000. – Vol. 105(A9) – P. 21,159–21,173.
- Fanselow J.L., and Stone E.C. Geomagnetic cutoff for cosmic-ray protons for seven energy intervals between 1.2 and 39 MeV // *J. Geophys. Res.* – 1972. – Vol. 77(22) – P. 3999-4009.
- Farris M.H. and Russell C.T. Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models // *J. Geophys. Res.* – 1994. – Vol. 99. – P. 17681.
- Fedorov E.N., et al. Transmission of a magnetospheric Pc1 wave beam through the ionosphere to the ground // *Journal of Geophysical Research Space Physics* – 2018. – Vol. 123 – P. 3965– 3982. <https://doi.org/10.1029/2018JA025338>
- Feng H.-T., et al. Interhemispheric conjugacy of concurrent onset and poleward traveling geomagnetic responses for throat aurora observed under quiet solar wind conditions // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2020. – Vol. 125 – P. e2020JA027995. <https://doi.org/10.1029/2020JA027995>.
- Feygin F.Z., et al. Nonstationary pearl pulsations as a signature of magnetospheric disturbances // *Annales Geophysae* – 2000. – Vol. 18(5) – P. 517-522.
- Feygin F.Z., et al. Pc1 pearl waves with magnetospheric dispersion // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* – 2007. – Vol. 69 – P. 1644-1650.
- Fok M.-C., Moore T.E., and Spjeldvik W.N. Rapid enhancement of radiation belt electron fluxes due to substorm dipolarization of the geomagnetic field // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106 – P. 3873.

- Frank L.A., Van Allen J.A., and Graven J.D., Large diurnal variations of geomagnetically trapped and precipitated electrons observed at low altitudes // J. Geophys. Res. – 1964. – Vol. 69 – P. 3155-3167.
- Frank L.A. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms // J. Geophys. Res. – 1967. – Vol. 72 – P. 3753.
- Freeman J.W. et al., Energetic electron at geostationary orbit during the November 3-4, 1993 storm: Spatial/temporal morphology, characterisation by a power law spectrum and, representation by an artificial neural network // J. Geophys. Res. – 1998. – Vol. 103 – P. 26,251.
- Fukunishi H. et al. Classification of hydromagnetic emissions based on frequency-time spectra // Journal of Geophysical Research – 1981. – Vol. 86 – P. 9029-9039.
- Ganushkina N.Y., et al. Defining and resolving current systems in geospace // Ann. Geophys. – 2015. – Vol. 33 – P. 1369-1402. doi:10.5194/angeo-33-1369-2015
- Galand M. Introduction to special section: Proton precipitation into the atmosphere // J. Geophys. Res. – 2001. – Vol. 106(A1) – P. 1-6.
- Ganushkina N.Yu. Proton isotropy boundaries as measured on mid- and low-altitude satellites // Annales Geophysicae – 2005. – Vol. 23 – P. 1839-1847.
- Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique // J. Geophys. Res. – 2012 – Vol. 117 – P. A09213. <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>.
- Gosling J.T., et al. Observations of two distinct populations of bow shock ions in the upstream solar wind // Geophys. Res. Lett. – 1978. – Vol. 5. – P. 957-960.
- Gosling J.T., and Skoug R.M. On the origin of radial magnetic fields in the heliosphere // J. Geophys. Res. – 2002. – Vol. 107(A10) – P. 1327.
- Gotselyuk Yu.V., et al. Dependence of polar cap size on interplanetary parameters according to "CORONAS-I" data // Adv. Space Res. – 1998. – Vol. 22(9) – P. 1323-1326.
- Gotselyuk Yu.V., et al. Dependence of the polar cap structure on parameters of the interplanetary medium based on penetration deduced from solar cosmic ray electrons // Ann. Geophys. – 1990. – Vol. 8(5) – P. 369-376.

- Green, J.C., and Kivelson M.G. A tail of two theories: How the adiabatic response and ULF waves affect relativistic electrons // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106 – P. 25,777.
- Greenstadt E.W., Russell C.T., Hoppe M. Magnetic field orientation and suprathermal ion streams in the earth's foreshock // *J. Geophys. Res.* – 1980. – Vol. 85. – P. 3473-3479.
- Greenstadt E.W., et al. Observations of the flank of Earth's bow shock to  $-110 R_E$  by ISEE 3/ICE // *Geophys. Res. Lett.* – 1990. – Vol. 17. – P. 753.
- Guglielmi A. Diagnostics of the magnetosphere and interplanetary medium by means of pulsations // *Space Science Reviews* – 1974. – Vol. 16(3) – P. 331–345.
- Gunell H., et al. Plasma penetration of the dayside magnetopause // *Phys. Plasmas* – 2012. – Vol. 19(7) – P. 072906.
- Gvishiani A., Lukianova R., Soloviev A., Khokhlov A. Survey of Geomagnetic Observations Made in the Northern Sector of Russia and New Methods for Analysing Them // *Surv. Geophys.* – 2014 – V. 35(5) – P. 1123-1154.
- Haerendel G. and Paschmann G. Entry of Solar Wind Plasma into the Magnetosphere // Chapter in *Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere* – 1975 – P. 23-43, ISBN: 978-1-4613-4437-7.
- Hajj G.A., et al. COSMIC GPS ionospheric sensing and space weather // *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences* – 2000. – Vol. 11(1) – P. 235-272.
- Han D.-S. et al. Throat aurora: The ionospheric signature of magnetosheath particles penetrating into the magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* – 2016. – Vol. 43. – P. 1819–1827. [https://doi.org/ 10.1002/2016GL068181](https://doi.org/10.1002/2016GL068181).
- Han D.-S. et al. Direct evidence for throat aurora being the ionospheric signature of magnetopause transient and reflecting localized magnetopause indentations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2018. – Vol. 123 – P. 2658–2667.
- Hansen H.J. High-latitude Pc1 burst arising in the dayside boundary layer region // *Journal of Geophysical Research* – 1992. – Vol. 97(A4) – P. 3393-4008.

- Hartering M.D. The role of transient ion foreshock phenomena in driving Pc5 ULF wave activity // *Journal of Geophysical Research: Space Physics* – 2013. – Vol. 118 – P. 299–312. <https://doi.org/10.1029/2012JA018349>
- Hasegawa H., et al. The structure of flux transfer events recovered from Cluster data // *Ann. Geophys.* – 2006. – Vol. 24 – P. 603–618.
- Heino E., and Partamies N. Observational validation of cutoff models as boundaries of solar proton event impact area // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* – 2020. – Vol. 125 – P. e2020JA027935 <https://doi.org/10.1029/2020JA027935>
- Herrera D., et al. Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res. Space Physics* – 2016. – Vol. 121 – P. 9517-9530, doi:10.1002/2016JA022825.
- Hietala H., et al. Supersonic subsolar magnetosheath jets and their effect: From the solar wind to the ionospheric convection // *Ann. Geophys.* – 2012. – Vol. 30 – P. 33–48. <https://doi.org/10.5194/angeo-30-33-2012>.
- Hietala H. and Plaschke F. On the generation of magnetosheath high-speed jets by bow shock ripples // *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* – 2013. – Vol. 118 – P. 7237.
- Hocke K.; and Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophys.* – 1996. – Vol. 14 – P. 917.
- Hubert D., and Harvey C.C., Interplanetary rotational discontinuities: From the solar wind to the magnetosphere through the magnetosheath // *Geophys. Res. Lett.* – 2000. – Vol. 27(19) – P. 3149–3152.
- Huston S.L., and Pfitzer K.A. Space environment effects: low-altitude trapped radiation model // Marshall Space Flight Center, NASA/CR-1998-208593.
- Imhof W.L. et al. The precipitation of relativistic electrons near the trapping boundary // *J. Geophys. Res.* – 1991. – Vol. 96 – P. 5619–5629.
- Ingraham J.C., et al. Substorm injection of relativistic electrons to geosynchronous orbit during the great magnetic storm of March 24, 1991 // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106 – P. 25,759.

- Itoh K. and Araki T., Analysis of geosynchronous magnetopause crossings // Proceedings of Solar Terrestrial Predictions Workshop, Hitachi, Japan, Jan.23-27, 1996. – P. 26-29.
- Jacobsen K.S., et al. THEMIS observations of extreme magnetopause motion caused by a hot flow anomaly // J. Geophys. Res. – 2009. – Vol. 114 – P. A08210.
- Jakowski N., Angling M., Leitinger R. Radio occultation techniques for probing the ionosphere // Ann. Geophys. – 2004. – Vol. 47 – P. 1049–1066.
- Jayachandran P. T., et al. Canadian High Arctic Ionospheric Network (CHAIN) // Radio Sci. – 2009. – Vol. 44 – P. RS0A03, doi:10.1029/2008RS004046.
- Jelínek K., et al. Thin magnetosheath as a consequence of the magnetopause deformation: THEMIS observations // J. Geophys. Res. – 2010. – Vol. 115 – P. A10203, doi:10.1029/2010JA015345.
- Jones G.H., Balogh A., and Forsyth R.J. Radial heliospheric magnetic fields detected by Ulysses // Geophys. Res. Lett. – 1998. – Vol. 25(16) – P. 3109.
- Jordanova V. K., Farrugia C. J., Fennell J. F., Scudder J. D. Ground disturbances of the ring, magnetopause, and tail currents on the day the solar wind almost disappeared // J. Geophys. Res. – 2001. – Vol. 106. – P. 25,529.
- Jorgensen A.M., et al. Boundary detection in three dimensions with application to the smile mission: The effect of photon noise // Journal of Geophysical Research: Space Phys. – 2019 – V. 124 – P. 4365-4383.
- Kahler S., and Ling A. Comparisons of high latitude  $E > 20\text{MeV}$  proton geomagnetic cutoff observations with predictions of the SEPTR model // Ann. Geophys. – 2002. – Vol. 20 – P. 997-1005.
- Kajdic P., et al. Traveling Foreshocks and Transient Foreshock Phenomena // J. Geophys. Res. Sp. Phys. – 2017 – Vol. 122 – P. 9148–9168.
- Kanekal S.G., Baker D.N., Blake J.B. Multisatellite measurements of relativistic electrons: Global coherence // J. Geophys. Res. – 2001. – Vol. 106 – P. 29,721.
- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (a review) // Space Science Reviews – 1998. – Vol. 83 P. 435.



- Karlsson T., et al. Localized density enhancements in the magnetosheath: Three-dimensional morphology and possible importance for impulsive penetration // *J. Geophys. Res.* – 2012. – Vol. 117 – P. A03227. doi:10.1029/2011JA017059.
- Karlsson T., et al. On the origin of magnetosheath plasmoids and their relation to magnetosheath jets. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics* – 2015. – Vol. 120(9) – P. 7390-7403. <https://doi.org/10.1002/2015JA021487>
- Kawano H., Kokubun S., Takahashi K., Survey of transient magnetic field events in the dayside magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1992. – Vol. 97(A7) – P. 10,677.
- Kim H.-J., et al., Can substorm produce relativistic outer belt electrons? // *J. Geophys. Res.* – Vol. 105 – P. 7721, 2000.
- Kim H., et al. Localized magnetopause erosion at geosynchronous orbit by reconnection // *Geophysical Research Letters*. – 2024. – Vol. 51. – P. e2023GL107085. <https://doi.org/10.1029/2023GL107085>
- Knetter T., et al. A. Four-point discontinuity observations using Cluster magnetic field data: A statistical survey // *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* – 2004 – Vol. 109 – P. 1-12.
- Koons. H.C., and Gorney D.J. A neural network model of the relativistic electron flux at geosynchronous orbit // *J. Geophys. Res.* – 1991. – Vol. 96 – P. 5549.
- Kress B.T., et al. Dynamic modeling of geomagnetic cutoff for the 23-24 November 2001 solar energetic particle event // *Geophys. Res. Lett.* – 2004. – Vol. 31 – P. L04808, doi:10.1029/2003GL018599.
- Kuznetsov S.N., Zastenker G.N., Suvorova A.V., Correlation between interplanetary conditions and the dayside magnetopause // *Cosmic.Res., Engl. Transl.* – 1992. – Vol. 30(6) – P. 466-471.
- Kuznetsov S.N., and Suvorova A.V. Solar wind control of the magnetopause shape and location // *Radiat. Meas.* – 1996. – Vol. 26(3). – P. 413-416.
- Kuznetsov S.N., and Suvorova A.V. Magnetopause shape near geosynchronous orbit // *Geomagn. Aeron.* – 1997. – Vol. 37 – P. 1.
- Kuznetsov S.N., and Suvorova A.V., An empirical model of the magnetopause for broad ranges of solar wind pressure and Bz IMF // *Polar cap boundary phenomena, NATO*

- ASI Ser.*, edited by J. Moen, A. Egeland and M. Lockwood, Kluwer Acad., Norwell, Mass. - 1998a – P. 51-61.
- Kuznetsov S.N., and Suvorova A.V., Solar wind magnetic field and plasma during magnetopause crossings at geosynchronous orbit // *Adv. Space Res.* – 1998b. – Vol. 22(1) – P. 63.
- Kuznetsov S.N., Suvorova A.V., Dmitriev A.V. Magnetopause shape and size: Relation with parameters of the interplanetary medium // *Geomagn. Aeron., Engl. Transl.* – 1998 – Vol. 38 – P. 7.
- Laakso H., et al., Oscillations of magnetospheric boundaries driven by IMF rotations, // *Geophys. Res. Lett.* – 1998. – Vol. 25(15) – P. 3007–3010.
- Laundal K.M., and Richmond A.D. Magnetic Coordinate Systems // *Space Science Rev.* - 2017. Vol. 206. - P. 27-59. DOI 10.1007/s11214-016-0275-y
- Lemaire J. Impulsive penetration of filamentary plasma elements into the magnetospheres of the Earth and Jupiter // *Planet. Space Sci.* – 1977. – Vol. 25 – P. 887-890. doi:10.1016/0032-0633(77)90042-3.
- Lemaire J. Plasmoid motion across a tangential discontinuity (with application to the magnetopause) // *J. Plasma Phys.* – 1985. – Vol. 33(3) – P. 425-436.
- Leske R.A., et al. Observations of geomagnetic cutoff variations during solar energetic particle events and implications for the radiation environment at the Space Station, // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106(A12) – P. 30,011-30,022.
- Li X., et al. Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993 magnetic storm // *J. Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102(A7) – P. 14,123-14,140. doi:10.1029/97JA01101.
- Li X. et al. Quantitative Prediction of Radiation Belt Electrons at Geostationary Orbit Based on Solar Wind Measurements // *Geophys. Res. Lett.* – 2001. – Vol. 28 – P. 1887.
- Liemohn M.W., et al. Plasma properties of superstorms at geosynchronous orbit: How different are they? // *Geophys. Res. Lett.* – 2008. – Vol. 35 – P. L06S06.

- Lin Y., Swift D., Lee L. Simulation of pressure pulses in the bow shock and magnetosheath driven by variations in interplanetary magnetic field direction // *J. Geophys. Res.* – 1996 – V. 101(A12) – P. 27,251-27,269, doi:10.1029/96JA02733.
- Lin Y. Global hybrid simulation of hot flow anomalies near the bow shock and in the magnetosheath // *Planet. Space Sci.* – 2002. – Vol. 50 – P. 577–591.
- Lin Y., and Wang X. Three-dimensional global hybrid simulation of dayside dynamics associated with the quasiparallel bow shock // *J. Geophys. Res.* – 2005. – Vol. 110 – P. A12216, doi:10.1029/2005JA011243.
- Lin R.L., et al. A three-dimensional asymmetric magnetopause model // *J. Geophys. Res.* – 2010. – Vol. 115. – P. A04207. doi:10.1029/2009JA014235.
- Lin, Y., Swift D., and Lee L. Simulation of pressure pulses in the bow shock and magnetosheath driven by variations in interplanetary magnetic field direction // *J. Geophys. Res.* – 1996. – Vol. 101(A12) – P. 27,251–27,269.
- Liou Y.-A., et al. FORMOSAT-3/COSMIC GPS Radio Occultation Mission: Preliminary Results // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* – 2007 – Vol. 45 – P. 3813–3826. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2007.903365>.
- Liu, W.W., Rostoker G., Baker D.N. Internal Acceleration Of Relativistic Electrons By Large-Amplitude ULF Pulsations // *J. Geophys. Res.* – 1999. – Vol. 104 – P. 17391.
- Lockwood M. The day the solar wind nearly died // *Nature* – 2001. – Vol. 409 – P. 677–679. doi:10.1038/35055654
- Lu S.W., et al. Prolonged Kelvin-Helmholtz Waves at Dawn and Dusk Flank Magnetopause: Simultaneous Observations by MMS and THEMIS // *Astrophys. J.* – 2019 – Vol. 875 – P. 57.
- Lucek E.A., et al. Cluster observations of the Earth's quasi-parallel bow shock // *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* – 2008 – Vol. 113 – P. 1–11.
- Luhmann J. G., et al. Solar cycle 21 effects on the interplanetary magnetic field and related parameters at 0.7 and 1.0 AU // *J. Geophys. Res.* – 1993. – Vol. 98 – P. 5559.
- Lui, A.T.Y., McEntire R.W., Krimings S.M., Evolution of the ring current during two geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* – 1987. – Vol. 92 – P. 7459.

- Lui, A.T.Y., and Hamilton D.C. Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters // *J. Geophys. Res.* – 1992. – Vol. 97 – P. 19,325.
- Liu W.W., and Rostoker G. Energetic ring current particles generated by recurring substorm cycles // *J. Geophys. Res.* – 1995. – Vol. 100 – P. 21,897.
- Lui A.T.Y. Inner magnetospheric plasma pressure distribution and its local time asymmetry // *Geophys. Res. Lett.* – 2003. – Vol. 30(16). – P. 1846. doi:10.1029/2003GL017596, 2003.
- Lukianova R. Magnetospheric response to sudden changes in solar wind dynamic pressure inferred from polar cap index // *Journal of Geophysical Research* – 2003. – Vol. 106(A12) – P. 1428.
- Ma Z.W., Hawkins J.G., Lee L.C. A simulation study of impulsive penetration of solar wind irregularities into the magnetosphere at the dayside magnetopause // *J. Geophys. Res.* – 1991. – Vol. 96(A9) – P. 15,751-15,765, doi:10.1029/91JA01322.
- Maltsev Y.P., et al. Magnetic flux redistribution in the storm time magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1996. – Vol. 101. – P. 7697. doi:10.1029/95JA03709
- Mann I.R., et al. The upgraded CARISMA magnetometer array in the THEMIS era // *Space Science Reviews* – 2008. – Vol. 141 – P. 413–451.
- Marmet P. New digital filter for analysis of experimental data // *Rev. of Scientific Instruments* – 1979. – Vol. 50(1) – P. 79–83.
- McAdams K.L., and Reeves G.D. Non-adiabatic response of relativistic radiation belt electrons to GEM magnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* – 2001. – Vol. 28 – P. 1897.
- McComas D.J., et al. Magnetospheric plasma analyzer (MPA): Initial three-spacecraft observations from geosynchronous orbit // *J. Geophys. Res.* – 1993. – Vol. 98 – P. 13,453.
- McComas D.J. Plasma observations of magnetopause crossings at geosynchronous orbit // *J. Geophys. Res.* – 1994. – Vol. 99 – P. 21249.
- McDiarmid I.B., et al. Average characteristics of Magnetospheric Electrons (150 eV to 200 keV) at 1400 km // *J. Geophys. Res.* – 1975. – Vol. 80(1) – P. 73-79.

- McIlwain C.E., Processes acting upon outer zone electrons, in Radiation Belt: Models and Standards // Geophys. Monogr. Ser., edited by J.F. Lemaire, D. Heynderickx, and D.N. Baker, AGU, Washington, DC – 1996. – Vol. 97 – P. 15.
- Mead G.D., and Beard D.B. Shape of the geomagnetic field solar wind boundary // J. Geophys. Res. – 1964. – Vol. 69(7). – P. 1169.
- Merka J., et al. Earth's bow shock and magnetopause in the case of a field-aligned upstream flow: Observation and model comparison // J. Geophys. Res. – 2003. – V. 108(A7) – P. 1269, doi:10.1029/2002JA009697.
- Mewaldt R.A., et al. Proton, helium, and electron spectra during the large solar particle events of October–November 2003 // J. Geophys. Res. – 2005. – Vol. 110 – P. A09S18. doi:10.1029/2005JA011038.
- Millan R.M., and Thorne R.M. Review of radiation belt relativistic electron losses // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. – 2007. – Vol. 69(3) – P. 362-377.
- Mishin V.V. On the MHD instability of the Earth's magnetopause and its geophysical effects // Planet. Space Sci. – 1981. V. 29. P. 359–363.
- Mishin V.V. Accelerated Motions of the Magnetopause as a Trigger of the Kelvin-Helmholtz Instability // J. Geophys. Res. – 1993. – V. 98(A12). – P. 21365-21371.
- Mishin V.V. et al. About “inclusion” of flute instability at the magnetopause during passing of the interplanetary magnetic cloud on January, 10 and 11 1997 // Geomagn. Aeron. – 2001 – Vol. 41 – P. 165. (In Russian)
- Mishin V.V. Velocity boundary layers in the distant geo-tail and the Kelvin–Helmholtz instability // Planet. Space Sci. – 2005. – V. 53. – P. 157–160.
- Moldwin M.B., et al. A new model of the location of the plasmapause: CRRES results // Journal of Geophysical Research – 2002. – Vol. 107(A11) – P. 1339.
- Mursula, K., Kangas, J., Pikkarainen, T. Properties of structured and unstructured Pc 1 pulsations at high latitudes: Variation over the 21st solar cycle, in Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves // Geophys. Monogr., Ser., edited by M. J. Engebretson, K. Takahashi, and M. Scholer, AGU, Washington, D.C. – 1994. – Vol 81 – P. 409-415.

- Mursula K. Satellite observations of Pc1 pearl waves: The changing paradigm // *Journal Atmospheric Solar-Terrestrial Physics* – 2007. – Vol. 69 – P. 1623-1634.
- Nagai T. Local time dependence of electron flux changes during substorms derived from multi-satellite observations at synchronous orbit // *J. Geophys. Res.* – 1982. – Vol. 87 – P. 3456.
- Nagai T, “Space weather forecast”: prediction of relativistic electron intensity at synchronous orbit // *Geophys. Res. Lett.* – 1988. – Vol. 15 – P. 425.
- Nakano S., and Iyemori T. Local time distribution of net field-aligned currents derived from high-altitude satellite data // *J. Geophys. Res.* – 2003. – Vol. 108(A8) – P. 1314, doi:10.1029/2002JA009519.
- Němeček Z., et al. Transient flux enhancements in the magnetosheath // *Geophys. Res. Lett.* – 1998 – V. 25(8). – P. 1273-1276. doi:10.1029/98GL50873
- Neugebauer M., et al. Reexamination of Rotational and Tangential Discontinuities in the Solar Wind // *J. Geophys. Res.* – 1984. – Vol. 89 – P. 5395-5408.
- Neugebauer M., Goldstein R., Goldstein B.E. Features observed in the trailing regions of interplanetary clouds from coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102 – P. 19,743.
- Ness N.F., Scarce C.S., and Seek J.B. Initial results of the Imp 1 magnetic field experiment // *J. Geophys. Res.* – 1964. – Vol. 69 – P. 3531.
- Norenus L., et al. Groundbased magnetometer response to impacting magnetosheath jets // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2021. – Vol. 126 – P. e2021JA029115.
- Ober D.M., Thomsen M.F., Maynard N.C. Observations of bow shock and magnetopause crossings from geosynchronous orbit on 31 March 2001 // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107(A8) – P. 1206; doi:10.1029/2001JA000284.
- Ober D.M., et al., “Shoulders” on the high-latitude magnetopause: Polar/GOES observations // *J. Geophys. Res.* – 2006. – Vol. 111 – P. A10213.
- O’Brien B.J., Laughlin C.D., Gurnett D.A. High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3 // *J. Geophys. Res.* – 1964. – Vol. 69 – P. 13.
- O'Brien T.P., and McPherron R.L., Seasonal and diurnal variation of Dst dynamics // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107(A11) – P. 1341, doi:10.1029/2002JA009435.

- Odenwald S.F., and Green, J.L., Forecasting the impact of an 1859-caliber superstorm on geosynchronous Earth-orbiting satellites: Transponder resources // *Space Weather* – 2007. – Vol. 5 – P. S06002. doi:10.1029/2006SW000262.
- Ogliore R.C., et al. A direct measurement of the geomagnetic cutoff for cosmic rays at space station latitudes // *Proc. Int. Conf. Cosmic Rays* – 2001. – Vol 27 – P. 4112.
- Olson J.V., and Lee L.C. Pc 1 wave generation by sudden impulses // *Planetary Space Science* – 1983. – Vol. 31 – P. 295–302.
- Omidi N., and Sibeck D.G. Formation of hot flow anomalies and solitary shocks // *J. Geophys. Res.* – 2007. – Vol. 112 – P. A01203. doi:10.1029/2006JA011663.
- Omidi N., Phan T., Sibeck D. Hybrid simulations of magnetic reconnection initiated in the magnetosheath // *J. Geophys. Res.* – 2009. – Vol. 114 – P. A02222.
- Omidi N., Eastwood J.P., Sibeck D.G. Foreshock bubbles and their global magnetospheric impacts // *Journal of Geophysical Research* – 2010. – Vol. 115 – P. A06204. <https://doi.org/10.1029/2009JA014828>
- Otto A. Magnetic reconnection at the magnetopause: A fundamental process and manifold properties // *Rev. Geophys.* – 1995. – Vol. 33(S1) – P. 657-663. doi:10.1029/95RG00351.
- Park J.-S., et al. Global expansion of the dayside magnetopause for long-duration radial IMF events: Statistical study on GOES observations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2016. – Vol. 121 – P. 6480–6492.
- Paul Cannon, FREng. Extreme space weather: impacts on engineered systems and infrastructure // Published by Royal Academy of Engineering, February 2013, ISBN 1-903496-95-0
- Paulikas G.A. and Blake J.B., Effects of the solar wind on the magnetospheric dynamics: Energetic electrons at the geosynchronous orbit // in *Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes*, Geophys. Monogr. Ser., edited by W.P. Olson, AGU, Washington, D.C. – 1979. – Vol. 21 – P. 180.
- Peredo M., Slavin J.A., Mazur E., Curtis S.A. Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variations with Alfvénic, sonic and magnetosonic Mach

- numbers and interplanetary magnetic field orientation // *J. Geophys. Res.* – 1995. – Vol. 100. P. 7907-7916.
- Petrinec S.M. and Russell C.T. An examination of the effect of dipole tilt angle and cusp regions on the dayside magnetopause // *J. Geophys. Res.* – 1995. – Vol. 100 – P. 9559.
- Petrinec S.M. and Russell C.T. Near-Earth magnetotail shape and size as determined from the magnetopause flaring angle // *J. Geophys. Res.* – 1996. – Vol. 101 – P. 137.
- Plaschke F., Hietala H., Angelopoulos V. Anti-sunward high-speed jets in the subsolar magnetosheath // *Ann. Geophys.* – 2013. – Vol. 31 – P. 1877–1889.
- Plaschke F., Hietala H., Angelopoulos V., Nakamura R. Geoeffective jets impacting the magnetopause are very common // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2016 – Vol. 121 – P. 3240–3253. <https://doi.org/10.1002/2016JA022534>.
- Plaschke F., et al. Jets downstream of collisionless shocks // *Space Sci. Rev.* – 2018. – Vol. 214 – P. 81. <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0516-3>.
- Plaschke F., Hietala H., & Voros Z. Scale sizes of magnetosheath jets. *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2020. – Vol. 125 – P. e2020JA027962.
- Posch J.L. et al., Simultaneous traveling convection vortex events and Pc1 wave bursts at cusp latitudes observed in Arctic Canada and Svalbard // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2013 – Vol. 118 – P. 6352–6363. <https://doi.org/10.1002/jgra.50604>.
- Raptis S., et al. On magnetosheath jet kinetic structure and plasma properties // *Geophys. Res. Lett.* – 2022 – Vol. 49 – P. e2022GL100678.
- Reischung P., et al. IGS08: The IGS realization of ITRF2008 // *GPS Solut.* – 2012 – Vol. 16 – P. 483–494. <https://doi.org/10.1007/s10291-011-0248-2>.
- Riazantseva M.O., et al. A multifactor analysis of parameters controlling solar wind ion flux correlations using an artificial neural network technique // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 2002 – Vol. 64 – P. 657-660.
- Rice R.C., et al. Dynamics of the storm time magnetopause and magnetosheath boundary layers: An MMS-THEMIS conjunction // *Geophysical Research Letters.* – 2024. – Vol. 51. – P. e2023GL106600. <https://doi.org/10.1029/2023GL106600>



- Richardson I.G., et al., Solar-cycle variation of low density solar wind during more than three solar cycles // *Geophys. Res. Lett.* – 2000. – Vol. 27(23) – P. 3761.
- Richardson J.D., Paularena K. Plasma and Magnetic Field Correlations in the Solar Wind // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106. – P. 239.
- Riley P., and Gosling J.T., On the origin of near-radial magnetic fields in the heliosphere: Numerical simulations // *J. Geophys. Res.* – 2007. – Vol. 112 – P. A06115, doi:10.1029/2006JA012210.
- Rodger C.J., et al. Dynamic geomagnetic rigidity cutoff variations during a solar proton event // *J. Geophys. Res.* – 2006. – Vol. 111 – P. A04222.
- Rothwell P., and McIlwain C. Magnetic storms and the Van Allen radiation belts – observations from satellite 1958 (Explorer IV) // *J. Geophys. Res.* – 1960. – Vol. 65 – P. 799.
- Rufenach C.L., Martin R.F., Jr., Sauer H.H., A study of geosynchronous magnetopause crossings // *J. Geophys. Res.* – 1989. – Vol. 94 – P. 15,125.
- Russell C.T. On the occurrence of magnetopause crossings at 6.6 Re // *Geophys. Res. Lett.* – 1976. – Vol. 3 – P. 10, 593.
- Russell C.T., et al. The effect of Solar wind dynamic pressure changes on low and mid-latitude magnetic records // *Geophys. Res. Lett.* – 1992. – Vol. 19. –P. 1227.
- Russell C.T., Ginskey M., Petrinec S.M. Sudden impulses at low-latitude stations: Steady state response for northward interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* – 1994a. – Vol. 99. – P. 253.
- Russell C.T., Ginskey M., Petrinec S.M. Sudden impulses at low-latitude stations: Steady state response for southward interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* – 1994b. – Vol. 99. – P. 13403.
- Russell C.T., Petrinec S.M. Comments on “Towards an MHD theory for the standoff distance of Earth’s bow shock” by I.H. Cairns and C.L. Grabbe // *Geophys. Res. Lett.* – 1996. – Vol. 23. – P. 309-310.
- Russell, C.T., et al. The effect of foreshock on the motion of the dayside magnetopause // *Geophys. Res. Lett.* – 1997. – Vol. 24(12) – P. 1439–1441.

- Samsonov A.A., et al. Propagation of a sudden impulse through the magnetosphere initiating magnetospheric Pc5 pulsations // *J. Geophys. Res.* – 2011. – V. 116. – P. A10216. doi:10.1029/2011JA016706.
- Samsonov A.A., et al., Why does the subsolar magnetopause move sunward for radial interplanetary magnetic field? // *J. Geophys. Res.* – 2012. – Vol. 117 – P. A05221, doi:10.1029/2011JA017429.
- Savin S., et al. High kinetic energy jets in the Earth's magnetosheath: Implications for plasma dynamics and anomalous transport // *JETP Lett.* – 2008. – Vol. 87 – P. 593–599. <https://doi.org/10.1134/S0021364008110015>.
- Savin S., et al. Super fast plasma streams as drivers of transient and anomalous magnetospheric dynamics // *Ann. Geophys.* – 2012 – Vol. 30 – P. 1–7.
- Schild M.A. Pressure Balance between solar wind and magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1969. – Vol. 74. – P. 1275.
- Schwartz S.J., and Burgess D. Quasi-parallel shocks: A patchwork of three-dimensional structures // *Geophys. Res. Lett.* – 1991 – Vol. 18 – P. 373–376.
- Schild M.A. Pressure Balance between solar wind and magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1969. – Vol. 74 – P. 1275.
- Sergeev V.A., et al. Pitch-angle scattering of energetic protons in the magnetotail current sheet as the dominant source of their isotropic precipitation into the nightside ionosphere // *Planetary Space Science* – 1983. – Vol. 31 – P. 1147–1155.
- Sergeev V.A., Malkov M., Mursula K. Testing the isotropic boundary algorithm method to evaluate the magnetic field configuration in the tail // *Journal of Geophysical Research* – 1993. – Vol. 98 – P. 7609–7620.
- Sergeev V.A. et al. Survey of large-amplitude flapping motions in the midtail current sheet // *Ann. Geophys.* – 2006. – Vol. 24 – P. 2015–2024.
- Shabansky V.P. Phenomena in the Earth's environment, Nauka, Moscow. – 1972.
- Shea M.A., and Smart D.F. Preliminary study of cosmic rays, geomagnetic field changes and possible climate changes // *Adv. Space Res.* – 2004. Vol. 34 – P. 420.

- Shevyrev N.N., and Zastenker G.N. Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasiparallel and quasiperpendicular bow shocks // *Planet. Space Sci.* – 2005. Vol. 53 – P. 95–102.
- Shevyrev N.N., Zastenker G.N., Du J. Statistics of low-frequency variations in solar wind, foreshock and magnetosheath: INTERBALL-1 and CLUSTER data // *Planet. Space Sci.* – 2007. – Vol. 55(15) – P. 2330–2335.
- Shue J.-H., et al. A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape // *J. Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102(A5) – P. 9497.
- Shue J.-H., et al. Magnetopause location under extreme solar wind conditions // *J. Geophys. Res.* – 1998. – Vol. 103 – P. 17,691-17,700. doi:10.1029/98JA01103.
- Shue J.-H., et al. Toward predicting the position of the magnetopause within geosynchronous orbit // *J. Geophys. Res.* – 2000. – Vol. 105. – P. 2641.
- Shue J.-H., et al. Anomalous magnetosheath flows and distorted subsolar magnetopause for radial interplanetary magnetic fields // *Geophys. Res. Lett.* – 2009. – Vol. 36 – P. L18112. <https://doi.org/10.1029/2009GL039842>.
- Sibeck D.G., et al. The magnetospheric response to 8-minute-period strong-amplitude upstream pressure variations // *J. Geophys. Res.* – 1989. – Vol. 94 – P. 2505–2519.
- Sibeck D.G., et al., Solar wind control of the magnetopause shape, location, and motion // *J. Geophys. Res.* – 1991. – Vol. 96 – P. 5489-5495.
- Sibeck D.G. Transient events in the outer magnetosphere: Boundary waves or flux transfer events? // *J. Geophys. Res.* – 1992. – Vol. 97 – P. 4009–4026.
- Sibeck D.G. Signatures of flux erosion from the dayside magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1994. – Vol. 99 – P. 8513–8529.
- Sibeck D.G. The magnetospheric response to foreshock pressure pulses // *Physics of the Magnetopause*, AGU Monograph – 1995. – Vol. 90 – P. 293–302.
- Sibeck D.G., and Gosling J.T. Magnetosheath density fluctuations and magnetopause motion // *J. Geophys. Res.* – 1996. – Vol. 101(A1) – P. 31–40.
- Sibeck D.G., and Korotova G.I. Occurrence patterns for transient magnetic field signatures at high latitudes // *J. Geophys. Res.* – 1996. – Vol. 101 – P. 13413–13428. <https://doi.org/10.1029/96JA00187>.

- Sibeck D.G., et al. Gross deformation of the dayside magnetopause // *Geophys. Res. Lett.* – 1998. – Vol. 25(4) – P. 453–456.
- Sibeck D.G. Plasma transfer processes at the magnetopause // *Space Sci. Rev.* – 1999. – Vol. 88 – P. 207–283. <https://doi.org/10.1023/a:1005255801425>.
- Sibeck D.G., et al. Magnetopause motion driven by interplanetary magnetic field variations // *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* – 2000. – Vol. 105 – P. 25155–25169.
- Sibeck D.G., et al. Wind observations of foreshock cavities: A case study // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107(A10) – P. 1271, doi:10.1029/2001JA007539.
- Sibeck D.G., et al. Pressure-pulse interaction with the magnetosphere and ionosphere // *J. Geophys. Res.* – 2003. – Vol. 108(A2) – P. 1095.
- Sibeck D.G., et al., Crater FTEs: Simulation results and THEMIS observations // *Geophys. Res. Lett.* – 2008. – Vol. 35 – P. L17S06. doi:10.1029/2008GL033568.
- Sibeck D.G., et al. Quantifying the global solar wind magnetosphere interaction with the Solar-Terrestrial Observer for the Response of the Magnetosphere (STORM) mission concept // *Front. Astron. Space Sci.* – 2023 – P. 10:1138616. doi: 10.3389/fspas.2023.1138616
- Siscoe G., Raeder J., Ridley A.J. Transpolar potential saturation models compared // *J. Geophys. Res.* – 2004. – Vol. 109 – P. A09203, doi:10.1029/2003JA010318.
- Siscoe G.R., et al. Reconciling prediction algorithms for *Dst* // *J. Geophys. Res.* – 2005. – P. 110 – P. A02215, doi:10.1029/2004JA010465.
- Smart D.F., and Shea M.A. Geomagnetic cutoffs: A review for space dosimetry applications // *Adv. Space Res.* – 1994. – Vol. 14(10) – P. 787-796.
- Smart D.F., Shea M.A., Fluckiger E.O. Magnetospheric models and trajectory computations // *Space Sci. Rev.* – 2000. – Vol. 93 – P. 281-308.
- Smart D.F., and Shea M.A. The space-developed dynamic vertical cutoff rigidity model and its applicability to aircraft radiation dose // *Adv. Space Res.* – 2003. – Vol. 32(1) – P. 103-108.
- Smart D.F., et al. A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: Accuracy verification and application to space weather // *Adv. Space Res.* – 2006. – Vol. 37 – P. 1206-1217.

- Smith C., and Phillips J. The role of coronal mass ejections and interplanetary shocks in interplanetary magnetic field statistics and solar magnetic flux ejection // *J. Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102(A1) – P. 249-261.
- Sonnerup B., et al. Magnetopause properties from AMPTE/IRM observations of the convection electric field: Method development // *J. Geophys. Res.* – 1987. – Vol. 92(A11) – P. 12,137-12,159. doi:10.1029/JA092iA11p12137.
- Sonnerup B., and Scheible, M. Minimum and maximum variance analysis // *Anal. Methods Multi-Spacecr. Data* – 1998. – Vol. 1 – P. 185-220.
- Sonnerup B.U.O. Orientation and motion of two-dimensional structures in a space plasma // *J. Geophys. Res.* – 2005. – Vol. 110 – P. A06208.
- Spreiter J.R., Summers A.L., and Alksne A.Y. Hydromagnetic flow around the magnetosphere // *Planet. Space Sci.* – 1966. – Vol. 14. – P. 223.
- Spreiter J.R. and Alksne A.Y. Plasma flow around the magnetosphere // *Reviews of Geophysics* – 1969. – V. 7(1) – P. 11. doi:10.1029/rg007i001p00011
- Staples, F. A., et al. Resolving magnetopause shadowing using multission measurements of phase space density // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2022. – Vol. 127 – P. e2021JA029298. <https://doi.org/10.1029/2021JA029298>
- Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.M. Radial distribution of the inner magnetosphere plasma pressure using low-altitude satellite data during geomagnetic storm: the March 1-8, 1982 Event // *Adv. Space Res.* – 2008. – Vol. 41. – P. 1658-1665. doi:10.1016/j.asr.2007.06.002
- Stern D.P. Modeling the field of the global magnetopause // *Physics of the Magnetopause*, edited by P. Song, B.U.O. Sonnerub, and M.F. Thomsen. – 1995. – AGU Geophysical Monograph 90. – P. 45-51.
- Suvorova A.V., Dmitriev A.V., Kuznetsov S.N. Dayside magnetopause models // *Radiat. Meas.* – 1999. – Vol. 30 – P. 687.
- Takahashi S., Takeda M., Yamada Y. Simulation of storm-time partial ring current system and the dawn-dusk asymmetry of geomagnetic variation // *Planetary and Space Science.* – 1991. – V. 39(6) – P. 821-832.

- Tang B.B., Wang C., Li W.Y. The magnetosphere under the radial interplanetary magnetic field: A numerical study // *J. Geophys. Res. Space Physics* – 2013. – Vol. 118 – P. 7674–7682. doi:10.1002/2013JA019155.
- Terasawa T. Energy spectrum of ions accelerated through Fermi process at the terrestrial bow shock // *J. Geophys. Res.* – 1981. – Vol. 86(A9) – P. 7595–7606. doi:10.1029/JA086iA09p07595
- Terasawa T., et al. GEOTAIL observations of anomalously low density plasma in the magnetosheath // *Geophys. Res. Lett.* – 2000. – Vol. 27(23) – P. 3781 - 3784.
- Thomas V.A., and Brecht S.H. Evolution of diamagnetic cavities in the solar wind // *Journal of Geophysical Research* – 1988. – Vol 93(11) – P. 341-11,353.
- Thomsen M., et al. Hot, diamagnetic cavities upstream from the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* – 1986. – Vol. 91(A3) – P. 2961–2973.
- Trattner K.J., et al., The free escape continuum of diffuse ions upstream of the Earth's quasi-parallel bow shock // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2013. – Vol. 118 – P. 4425-4434, doi:10.1002/jgra.50447.
- Trattner K.J., Petrinec S.M., Fuselier S.A. The Location of Magnetic Reconnection at Earth's Magnetopause // *Space Sci. Rev.* – 2021. – Vol. 217. – P. 41. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00817-8>
- Troitskaya V.A. Pulsations of the earth's electromagnetic field and their connection with phenomena in the high atmosphere // *J. Geophys. Res.* – 1961. – Vol. 66 P. 5.
- Troshichev O.A., et al. Magnetic activity in the polar cap – a new index // *Planet. Space Sci.* 1988. – Vol. 36 – P. 1095-1102.
- Troshichev O., Sormakov D., Behlke R. Relationship between Pc Index, and Magnetospheric Field-Aligned Currents Measured by Swarm Satellites // *J Space Explor* – 2016. – Vol. 5(3) – P. 107.
- Tsubouchi K., and Matsumoto H. Effect of upstream rotational field on the formation of magnetic depressions in a quasi-perpendicular shock downstream // *J. Geophys. Res.* – 2005. – Vol. 110 – P. A04101. doi:10.1029/2004JA010818.
- Tsurutani B., et al. A review of interplanetary discontinuities and their geomagnetic effects // *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* – 2011. – Vol. 73 – P. 5–19.

- Tsurutani B.T., et al. Interplanetary origin of geomagnetic activity in the declining phase of the solar cycle // *J. Geophys. Res.* – 1995. – Vol. 100 – P. 21717-21733.
- Tsyganenko N.A. Effects of the Solar Wind Conditions on the Global Magnetospheric Configurations as Deduced from Data-Based Field Models // *Proc. Third International Conference on Substorms (ICS-3), Versailles, France, 12-17 May 1996, ESA SP-389, October 1996*
- Tsyganenko N.A. Solar wind control of the tail lobe magnetic field as deduced from Geotail, AMPTE/IRM, and ISEE 2 data // *J. Geophys. Res.* – 2000. – Vol. 105 – P. 5517.
- Tsyganenko N.A., and Andreeva V.A. An empirical RBF model of the magnetosphere parameterized by interplanetary and ground-based drivers // *J. Geophys. Res. Space Physics.* – 2016 – V. 121. doi:10.1002/2016JA023217
- Turner N.E., et al. Evaluation of the tail current contribution to Dst // *J. Geophys. Res.* – 2000. – Vol. 105 – P. 5431.
- Turner D.L., et al. Multispacecraft observations of a foreshock-induced magnetopause disturbance exhibiting distinct plasma flows and an intense density compression // *J. Geophys. Res.* – 2011. – Vol. 116 – P. A04230, doi:10.1029/2010JA015668.
- Usanova M.E., et al. Multipoint observations of magnetospheric compression-related EMIC Pc1 waves by THEMIS and CARISMA // *Geophysical Research Letters* – 2008. – Vol. 35 – P. L17S25. <https://doi.org/10.1029/2008GL034458>
- Usanova M.E., et al. Conjugate ground and multisatellite observations of compression-related EMIC Pc1 waves and associated proton precipitation // *J. Geophys. Res.* – 2010. – Vol. 115. A07208. <https://doi.org/10.1029/2009JA014935>
- Usanova M. E., et al. THEMIS observations of electromagnetic ion cyclotron wave occurrence: Dependence on AE, SYMH, and solar wind dynamic pressure // *J. Geophys. Res.* – 2012. – Vol 117. A10218. <https://doi.org/10.1029/2012JA018049>
- Vadas S.L. Horizontal and vertical propagation and dissipation of gravity waves in the thermosphere from lower atmospheric and thermospheric sources // *J. Geophys. Res.* – 2007. – Vol. 112 – P. A06305. <https://doi.org/10.1029/2006JA011845>.

- Vaisberg O.L., et al. Initial observations of RNE plasma structures at the flank magnetopause with the complex plasma analyzer SCA-1 onboard the Interball Tail Probe // *Ann. Geophysicae* - 1997a. – Vol. 15 – P. 570-586.
- Vaisberg O.L., et al. Interball observations of the dayside magnetopause // *Adv. Space Res.* – 1997b. – Vol. 20(45) – P. 789-800.
- Vasyliūnas V.M. Reinterpreting the Burton-McPherron-Russell equation for predicting Dst // *J. Geophys. Res.* – 2006. – Vol. 111 – P. A07S04, doi:10.1029/2005JA011440.
- Verigin M.I., et al. Analysis of the 3-D shape of the terrestrial bow shock by Interball/MAGION 4 observations // *Adv. Space Res.* – 2001. – V. 28. – P. 857- 862.
- Vennerstrom S.E., et al., Comparison between the polar cap index, *PC*, and the auroral electrojet indices *AE*, *AL*, and *AU* // *J. Geophys. Res.* – 1991. – Vol. 96 – P. 101.
- Voitcu G., and Echim M. Tangential deflection and formation of counterstreaming flows at the impact of a plasma jet on a tangential discontinuity // *Geophys. Res. Lett.* – 2017 – Vol. 44 – P. 5920-5927.
- Vorobjev V.G., et al. Polar UVI observations of dayside auroral transient events // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106 – P. 28897–28911.
- Walén C. On the Theory of Sunspots // *Arkiv för Matematik Astronomi och Fysik* – 1944. – Vol. 30A – P. 1–87.
- Walsh A.P., et al.: Dawn–dusk asymmetries in the coupled solar wind–magnetosphere–ionosphere system: a review // *Ann. Geophys.* – 2014. – Vol. 32. – P. 705–737. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-705-2014>, 2014.
- Wang B., et al. Impacts of magnetosheath high-speed jets on the magnetosphere and ionosphere measured by optical imaging and satellite observations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2018. – Vol. 123 – P. 4879–4894.
- Weimer D.R., et al. Variable time delays in the propagation of the interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107(A8). – P. 10.1029/2001JA009102.
- West H.I., et al. The dynamics of energetic electrons in the earth's outer radiation belt during 1968 as observed by the Lawrence Livermore National Laboratory's spectrometer on OGO 5 // *J. Geophys. Res.* – 1981. – Vol. 86 – P. 2111.



- Wilkinson W.P. The Earth's quasi-parallel bow shock: Review of observations and perspectives for Cluster // *Planet. Space Sci.* – 2003. – Vol. 51. – P. 629–647.
- Williams D.J., and Smith A.M. Daytime trapped electron intensities at high latitudes at 1100 kilometers // *J. Geophys. Res.* – 1965. – Vol. 70 – P. 541.
- Williams D.J., and Mead G.D. Nightside Magnetosphere Configuration as Obtained from Trapped Electrons at 1100 km // *J. Geophys. Res.* – 1965. – Vol. 70 – P. 3017-3024.
- Wrenn G.L., et al. GEOS-2 magnetopause encounters: Low energy (<500 eV) particle measurements // *Adv. Space Res.* – 1981. – Vol. 1 – P. 129.
- Wrenn G.L., Rodgers D.J., Ryden K.A. A solar cycle of spacecraft anomalies due to internal charging // *Annals of Geophys.* – 2002. – Vol. 20(7) – P. 953-956. <https://doi.org/10.5194/angeo-20-953-2002>
- Yahnina T.A., et al. Proton precipitation related to Pc1 pulsations // *Geophys. Res. Lett.* – 2000. – Vol. 27 – P. 3575-3578. <https://doi.org/10.1029/2000GL003763>
- Yahnin A. G., and Yahnina T.A. Energetic proton precipitation related to ion-cyclotron waves // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* – 2007. – Vol. 69 – P. 1690-1706.
- Yang Y.-H., et al. Comparison of three magnetopause prediction models under extreme solar wind conditions // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107(A1). – P. 10.1029/2001JA000079.
- Yang Y.-H., Chao J.-K., Dmitriev A.V., et al. Saturation of IMF Bz influence on the position of dayside magnetopause // *J. Geophys. Res.* – 2003. – Vol. 108(A3). – P. 1104. doi:10.1029/2002JA009621.
- Yermolaev Yu.I., et al. Interplanetary conditions for CIR-induced and MC-induced geomagnetic storms // *Bulg. J. Phys.* – 2007. – Vol. 34. – P. 128-135.
- Yermolaev Y.I., et al., Peculiarities of the Heliospheric State and the Solar-Wind // *Magnetosphere Coupling in the Era of Weakened Solar Activity, Universe* – 2022. – V. 8 – P. 495. <https://doi.org/10.3390/universe8100495>
- Yue X., et al. Evaluation of the orbit altitude electron density estimation and its effect on the Abel inversion from radio occultation measurements // *Radio Sci.* – 2011 – Vol. 46 – P. RS1013. <https://doi.org/10.1029/2010RS004514>.

- Zastenker G.N., et al. Plasma and magnetic field variations in the magnetosheath: Interball–1 and ISTP spacecraft observations // *Interball in the ISTP Program*, Ed. Sibeck and Kudela, NATO Science Series – 1999. – Vol. 537 – P. 277–294.
- Zastenker G.N., et al. Multispacecraft measurements of plasma and magnetic field variations in the magnetosheath: Comparison with Spreiter models and motion of the structures // *Planet. Space Sci.* – 2002. – Vol. 50 – P. 601–612.
- Zhang M., et al. Ulysses observations of solar energetic particles from the 14 July 2000 event at high heliographic latitudes // *J. Geophys. Res.* – 2003. – Vol. 108 – P. 1154. doi:10.1029/2002JA009531.
- Zhang Y., et al. Thermospheric composition variations due to nonmigrating tides and their effect on ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* – 2010. – Vol. 37 – P. L17103. <https://doi.org/10.1029/2010GL044313>.
- Zhang H., et al. Spontaneous flow anomalies at quasi-parallel shocks: 1. Observations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2013. – Vol. 118 – P. 3357–3363. <https://doi.org/10.1002/jgra.50376>
- Zhang H., et al. Dayside transient phenomena and their impact on the magnetosphere and ionosphere // *Space Sci. Rev.* – 2022 – Vol. 218 – P. 40.

## Приложение А

FORTRAN код качественной модели геостационарных пересечений магнитопаузы (ГПМ) [A21]

Вычисляет давление солнечного ветра  $P_{dm}$ , требуемое для ГПМ.

Параметры модели в аберрированной системе координат GSM:

местное время  $vLT$  (в часах)

широта  $vLat$  (в градусах)

ММП компонента  $Bz$  (нТ)

$Dst$  – вариация (нТ)

```

subroutine GMCmod
  * (
  *   vLT,      ! aGSM local time (h)
  *   vLat,     ! aGSM latitude (deg)
  *   Dst,      ! 1-min Dst variation (nT)
  *   Bz,       ! aGSM Bz (nT)
  *   Pdm       ! modelled total pressure (nPa)
  *)

  pi=acos(-1.)
  s=sin((vLT-12.)*15*pi/180.)
  s2=s*s
  s3=s2*s
  s4=s3*s
  sLat=sin(abs(vLat)*pi/180.)

```

```

sLat2=sLat*sLat
vLT->{b, Bz0, Pmax, Pmin}
b=0.142621-0.018836*s
Bz0=1.88986+3.61671*s-8.22981*s2
Pmax&Pmin=F{vLT}
Pmax=17.3+70.2*s2
Pmin=5.56673+1.73167*s+7.60775*s3+15.7509*s4
Lat
if(vLT.ge.9.and.vLT.le.15) then
  Pmax=Pmax+(10**1.69873)*(sLat**1.65733)
  Pmin=Pmin+(10**1.31338)*(sLat**1.92242)
endif
Dst
Pmax=Pmax+6.99418*exp(0.0094883*Dst)
Pmin=Pmin+8.68686*exp(0.0174171*Dst)
bDst=0.2
if (Dst.ge.-150) bDst=0.0739-Dst/1300.
b=sqrt(abs(b)*abs(bDst))

Pdm=Pmax-(Pmax-Pmin)/(1.+exp(b*(Bz+Bz0)))
return
end

```

## Приложение Б

Набор подпрограмм на FORTRAN для вычисления широты обрезания для проникновения заряженных частиц в полярные шапки магнитосферы Земли [A19].

PCNP(cLat,R,rMLT,Dst,vKp,PS)

proton cutoff invariant colatitude cLat in the Northern polar cap

proton energy range: from 0.03 to 100 MeV

```
subroutine PCNP
  o( cLat,      ! cutoff invariant co-latitude (deg)
    i R,        ! rigidity in MV R=sqrt(E*E+2*988.*E), E in
MeV
```

```
  i rMLT,      ! rotated magnetic local time (deg):
rMLT=(MLT-6)*15. (deg)
```

```
  i Dst,vKp,! geomagnetic indices Dst and digital Kp
(Kp*10=0~90)
```

```
  ! PS      )! geodipole tilt angle (deg)
```

```
  radeq=180./acos(-1.) ! radians to degrees
```

```
  gR=alog(R)          ! natural logarithm exp(alog(R))=R
```

semiaxes

magnetic quiet

```
  as=6.2338E-005*R          +0.0240963          -exp(-
0.0219198*R)*0.0126371
```

```
  as=asin(as**0.25)*radeq
```

```
  bs=6.20775E-005*R          +0.0211002          -exp(-
0.018097*R)*0.0118746
```

```
  bs=asin(bs**0.25)*radeq
```

magnetic disturbances

as

```
  asDst=-9.738E-02 +1.156E-02*gR
```

```
  asKp=8.550E-02 -7.461E-03*gR
```

```
  das=-0.5683+asDst*Dst+asKp*vKp
```

```
  as=as+das
```

bs

```
  bsDst=-9.539E-02 +1.155E-02*gR
```

```
  bsKp=7.657E-02 -7.487E-03*gR
```

```

dbs=-0.6483+bsDst*Dst+bsKp*vKp
bs=bs+dbs
Xo
  XoA=-2.907E-01 +1.293E-01*gR
  XoDst=3.685E-02 -5.437E-03*gR
  XoKp=-2.936E-02 +3.400E-03*gR
  Xo=XoA+XoDst*Dst+XoKp*vKp
Yo
  YoA=-9.265E+00 + 1.526E+00*gR
  YoDst=-5.430E-02 + 8.268E-03*gR
  YoKp= -6.602E-02 + 1.048E-02*gR
  YoPS= -7.400E-02 + 1.115E-02*gR
  Yo=YoA + YoDst*Dst + YoKp*vKp + YoPS*PS
fi
  fi=-5.487E+01 + 1.134E+01*gR
ellipse
  a=rMLT/radeg
  fir=fi/radeg
  x=Xo + as*cos(a)*cos(fir) - bs*sin(a)*sin(fir)
  y=Yo + as*cos(a)*sin(fir) + bs*sin(a)*cos(fir)
  cLat=sqrt(x*x+y*y)

  return
  end

proton cutoff invariant colatitude cLat in the Southern
polar cap
proton energy range: from 0.03 to 100 MeV
PCSP(cLat,R,rMLT,Dst,vKp,PS)
  subroutine PCSP
    o( cLat,      ! cutoff invariant co-latitude (deg)
      i R,       ! rigidity in MV R=sqrt(E*E+2*988.*E)
      i rMLT,    ! rotated magnetic local time (deg):
rMLT=(MLT-6)*15.
      i Dst,vKp,! geomagnetic indices Dst and digital Kp
(Kp*10=0~90)
      ! PS      )! geodipole tilt angle (deg)

    radeg=180./acos(-1.) ! radians to degrees
    gR=alog(R)           ! natural logarithm exp(alog(R))=R

  semiaxes
  magnetic quiet
    as=6.62736E-005*R          +0.024596          -exp(-
0.0127964*R)*0.00922368

```

```

as=asin(as**0.25)*radeg
bs=7.01822E-005*R          +0.0194598          -exp(-
0.00817293*R)*0.00895325
bs=asin(bs**0.25)*radeg

```

magnetic disturbances

as

```

asDst=-6.40E-02 +5.97E-03*gR
asKp= 1.15E-01 -1.37E-02*gR
das=-0.740429
das=das + asDst*Dst + asKp*vKp
as=as+das

```

bs

```

bsDst=-5.139E-02 +4.454E-03*gR
bsKp= 5.207E-02 -3.509E-03*gR
dbs= -0.4 +bsDst*Dst+bsKp*vKp
bs=bs+dbs

```

Xo

```

XoA= -2.299E-01 +3.132E-02*gR
XoA= -0.302
XoDst=5.526E-02 -7.292E-03*gR
XoKp=-4.107E-02 +5.514E-03*gR
Xo=XoA + XoDst*Dst + XoKp*vKp

```

Yo

```

YoA= -8.544E+00 + 1.432E+00*gR
YoDst=-3.928E-02 + 4.325E-03*gR !best
YoKp= -7.893E-02 + 1.172E-02*gR !orig
YoPS= -7.273E-02 + 1.295E-02*gR
Yo=YoA + YoDst*Dst + YoKp*vKp + YoPS*PS

```

fi

```

fi=-4.450E+01 + 7.830E+00*gR

```

ellipse

```

a=rMLT/radeg
fir=fi/radeg
x=Xo + as*cos(a)*cos(fir) - bs*sin(a)*sin(fir)
y=Yo + as*cos(a)*sin(fir) + bs*sin(a)*cos(fir)
cLat=sqrt(x*x+y*y)

```

```

return
end

```

PCNe(cLat,R,rMLT,Dst,AE,vKp,PS)

electron cutoff invariant colatitude cLat in the Northern polar cap

electron energy range: from 0.03 to 1 MeV

```

subroutine PCNe
  o( cLat,          ! cutoff invariant co-latitude (deg)
    i R,            ! (not used) rigidity in MV
  R=sqrt(E*E+2*988.*E)
    i rMLT,        ! rotated magnetic local time (deg):
  rMLT=(MLT-6)*15.
    i Dst,AE,vKp, ! geomagnetic indices Dst, AE and
  digital Kp (Kp*10=0~90)
    ! PS          )! geodipole tilt angle (deg)

  radeg=180./acos(-1.) ! radians to degrees

  as=1.89E+01 - 4.30E-02*Dst + 9.86E-02*vKp
  bs=1.71E+01 - 4.97E-02*Dst + 8.42E-02*vKp
  Xo= 7.58E-01 + 4.82E-04*Dst - 2.58E-02*vKp
  Yo=-5.47E+00 + 4.67E-04*AE - 4.68E-02*PS
  fi= 1.76E+01 - 6.70E-01*Dst + 1.78E+00*PS
  fir=fi/radeg
  a=rMLT/radeg
  x=Xo + as*cos(a)*cos(fir) - bs*sin(a)*sin(fir)
  y=Yo + as*cos(a)*sin(fir) + bs*sin(a)*cos(fir)
  cLat=sqrt(x*x+y*y)

  return
end

```

PCSe(cLat,R,rMLT,Dst,AE,vKp,PS)

electron cutoff invariant colatitude cLat in the Southern polar cap

electron energy range: from 0.03 to 1 MeV

```

subroutine PCSe
  o( cLat,          ! cutoff invariant co-latitude (deg)
    i R,            ! (not used) rigidity in MV
  R=sqrt(E*E+2*988.*E)
    i rMLT,        ! rotated magnetic local time (deg):
  rMLT=(MLT-6)*15.
    i Dst,AE,vKp, ! geomagnetic indices Dst, AE and
  digital Kp (Kp*10=0~90)
    ! PS          )! geodipole tilt angle (deg)

  radeg=180./acos(-1.) ! radians to degrees

  as=1.847E+01 -2.826E-02*Dst +1.212E-01*vKp

```



```
bs=1.695E+01 -1.885E-02*Dst +8.867E-02*vKp
Xo=5.055E-01 +2.731E-02*Dst -2.545E-02*vKp
Yo=-5.595E+00+3.588E-04*AE -4.02E-02*PS
fi=-3.124E+01+2.252E-01*Dst -7.88E-01*PS
fir=fi/radeg
    a=rMLT/radeg
x=Xo + as*cos(a)*cos(fir) - bs*sin(a)*sin(fir)
y=Yo + as*cos(a)*sin(fir) + bs*sin(a)*cos(fir)
cLat=sqrt(x*x+y*y)

return
end
```