

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Лаврухин Александр Сергеевич

**Магнитосферы небесных тел в разных условиях
обтекания потоком замагниченной плазмы**

Специальность 1.3.1. «Физика космоса, астрономия»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Алексеев Игорь Иванович

Москва — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Головная ударная волна и магнитопауза	
магнитосферы Меркурия	13
1.1 Введение	13
1.2 Используемые данные и их предварительная обработка	17
1.3 Методика обнаружения пересечений головной ударной волны и магнитопаузы	18
1.3.1 Определение пересечений головной ударной волны	18
1.3.2 Определение пересечений магнитопаузы	23
1.3.3 Сравнение результатов работы алгоритма с предыдущими работами	26
1.4 Оптимальные геометрические формы, описывающие поверхности головной ударной волны и магнитопаузы	31
1.4.1 Поверхность головной ударной волны	33
1.4.2 Поверхность магнитопаузы	35
1.5 Вариации магнитосферы Меркурия	38
1.5.1 Флэринг магнитопаузы	40
1.5.2 Результаты	41
1.5.3 Вариации межпланетного магнитного поля и магнитного поля переходного слоя Меркурия	44
1.6 Выводы	46
Глава 2. Исследование условий существования радиационных	
поясов на примере Меркурия	48
2.1 Введение	48
2.2 Математическая формулировка задачи	50
2.3 Параметры разрешенной области движения	58
2.4 Характер движения частиц в области захвата	60
2.5 Разновидности траекторий частиц в возможной области захвата	63
2.5.1 Численный счет	63
2.5.2 Результаты моделирования	64
2.6 Обсуждение результатов	68

2.7	Выводы	71
Глава 3. Влияние величины кольцевого тока магнитосферы Земли на области Штермера разрешенного и запрещенного движения заряженных частиц		
		73
3.1	Введение	73
3.2	Метод Штермера	75
3.3	Математическая формулировка задачи	76
3.4	Моделирование разрешенных и запрещенных областей Штермера с учетом кольцевого тока	81
3.5	Выводы	89
Глава 4. Глобальные изменения сверх-альфвеновской магнитосферы во время сильных внешних возмущений		
		92
4.1	Введение	92
4.2	Параметры межпланетной среды и магнитосферы 26-28 февраля 2023 г.	94
4.3	Экспериментальные данные	97
4.4	Параболоидная модель магнитосферы	101
	4.4.1 Субмодель кольцевого тока	104
	4.4.2 Поле токового слоя хвоста	106
4.5	Динамика магнитосферы во время магнитной бури	106
	4.5.1 Магнитное поле, измеренное на борту КА GOES-16 и 18	109
	4.5.2 Авроральный овал	111
4.6	Выводы	113
Глава 5. Авроральные свечения на Ганиমেде		
		116
5.1	Введение	116
5.2	Полярные свечения на Ганимеде	119
5.3	Поля и токи альвеновских крыльев	120
5.4	Расчет необходимого тока	124
5.5	Выводы	126
Заключение		128

Благодарности	131
Список литературы	132

Введение

Актуальность темы и степень её разработанности

Магнитосферы планет и спутников являются очень сложными, структурированными и зависящими от времени системами, постоянно взаимодействующими с солнечным ветром и составляющими планетарной среды: ионосферой, атмосферой, поверхностью и спутниками/планетой. Магнитосфера каждого небесного тела имеет свои собственные уникальные особенности, однако основные токовые системы и плазменные процессы описываются одинаково. Магнитосферы являются доступными естественными лабораториями для изучения фундаментальных процессов, имеющих универсальное применение. Более того, в случае Земли, магнитосфера является ключевым элементом околоземной среды, от состояния которой все больше зависит современное общество.

Невидимые человеческому глазу, магнитосферы можно изучать только при помощи различных инструментов, теоретических и численных моделей. За более чем 60 лет космической эры было накоплено большое количество данных, как наземных, так и измеренных непосредственно в космическом пространстве, которые характеризуют состояние магнитосфер планет. Имеющиеся наиболее популярные модели магнитосфер планет в основном являются либо численными (магнитогидродинамические (МГД) модели, гибридные модели), либо аналитическими, усредняющими большой массив данных КА для каждой фиксированной точки магнитосферы. Между тем, создание модульной модели магнитосферы, учитывающей вклады отдельных токовых систем, является более универсальным решением, на физическом уровне описывающем происходящие в магнитосфере процессы и позволяющее точно знать вклад каждой токовой системы в магнитное поле в данной точке. Развитие подхода рассмотрения модели каждой токовой системы в отдельности позволит в будущем создать универсальную модель, учитывающую глобальные процессы на всех уровнях.

Конечно, магнитосферы планет сохраняют свою специфику, определяемую как физическими размерами, так и конкретными деталями строения планетарной системы. Например, в магнитосфере Меркурия, где больше половины объема передней части магнитосферы занято самой планетой, уже не остается места для кольцевого тока и радиационных поясов. У него также нет спутников. А у Юпитера напротив есть мощные радиационные пояса и боль-

шое число спутников (63). Некоторые из них существенно меняют структуру магнитосферы. Так, например, самое активное по числу вулканических выбросов тело Солнечной системы — спутник Юпитера Ио, выбрасывает во время извержения вулканов так много вещества в магнитосферу, что после ионизации и раскручивания плазмы в магнитном поле Юпитера эти выбросы формируют экваториальный магнитодиск, который увеличивает эффективный магнитный момент планеты почти в три раза и дает определяющий вклад в баланс давления у магнитопаузы.

Исследования в обозначенных направлениях активно продолжаются, в том числе запускаются космические миссии и возрастает количество поступающих данных о структуре магнитосфер планет, способных пролить свет на происходящие процессы, что говорит о незавершенности исследований и подчеркивает актуальность поставленной задачи.

Целью данной работы является исследование состояния магнитосфер небесных тел в разных условиях обтекания потоком замагниченной плазмы (до- и сверх-альвеновском режимах) на примере магнитосфер планет Солнечной системы — Меркурия и Земли, а также спутника Юпитера Ганимеда с использованием данных измерений межпланетных космических миссий.

Задачи исследования:

Для достижения поставленной цели в работе необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать программные средства, позволяющие производить фиксацию пересечений КА головной ударной волны и магнитопаузы по данным магнитометра космического аппарата.
2. Исследовать форму и изменение расстояния до подсолнечной точки головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы Меркурия по данным КА MESSENGER.
3. Исследовать возможность существования радиационных поясов Меркурия.
4. Исследовать влияние величины кольцевого тока на движение формирующих его заряженных частиц в магнитном поле Земли при помощи теории Штермера.
5. Провести анализ данных магнитометров космических аппаратов THEMIS A, E и GOES 16, 18, полученные во время магнитной бури 26-28 февраля 2023 года.

6. Выявить механизмы, которые привели к наблюдению полярных сияний на широтах Москвы во время бури 26-28 февраля 2023 года при помощи параболической модели магнитосферы Земли.
7. Исследовать механизмы ускорения заряженных частиц, приводящих к появлению полярных сияний на спутнике Юпитера Ганимеде.

Объект и предмет исследования:

Объектами исследования являются физические условия в окрестностях планет Меркурия, Земли и спутника Юпитера Ганимеда на основе экспериментальных данных, полученных при работе межпланетных космических миссий. Предмет исследования — форма и интенсивность токовых слоев, формирующих магнитосферу.

Научная новизна

1. Впервые оценена степенная зависимость годовых изменений расстояния до подсолнечной точки головной ударной волны магнитосферы Меркурия в зависимости от гелиоцентрического расстояния. Сформирован временной ряд размеров магнитосферы и головной ударной волны для всех 4000 оборотов КА MESSENGER вокруг Меркурия. Это позволяет иметь реперные точки для всех параметров магнитосферных токовых систем, формирующих магнитосферу, со скважностью 8-10 часов для 2011-2015 годов.
2. Впервые сделана оценка скачка магнитного поля при переходе из области межпланетного пространства в область переходного слоя для магнитосферы Меркурия. Определены годовые вариации этого одного из центральных параметров головной ударной волны перед магнитосферой.
3. Впервые показана принципиальная возможность существования вблизи Меркурия области захвата протонов с энергиями до 100 кэВ. Новизна использованного подхода состоит также в том, что мы производим рассмотрение движения захваченных частиц как с помощью анализа разрешенных областей движения по Штермеру, отталкиваясь от сохранения обобщенного момента импульса, так и используя анализ тестовых траекторий в модельном поле.
4. Впервые показано, что существует критическая величина кольцевого тока, при достижении которой дальнейший захват частиц геомагнит-

- ным полем Земли становится невозможным. Сделаны оценки величины данного тока.
5. Определены параметры глобальных магнитосферных токовых систем и их вклады в наблюдавшееся уменьшение магнитного поля на экваторе Земли для магнитной бури 27 февраля 2023 года, во время которой полярные сияния наблюдались на широтах Москвы.
 6. Предложен новый механизм возникновения ускоряющего продольного потенциала в магнитосфере Ганимеда, приводящая к ускорению электронов и генерации полярных сияний. Впервые численно оценена эффективность этого механизма.

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая значимость состоит в разработке новых методов и подходов к определению и моделированию магнитосферного магнитного поля, в том числе и самосогласованного, т.е. созданного самой плазмой. Исследовано влияние этого поля на движение заряженных частиц и на динамику магнитосферы в целом как для кометообразной сверх-альвеновской магнитосферы, так и для до-альвеновской магнитосферы с альвеновскими крыльями, уходящими на значительные расстояния к центральному телу. Полученные результаты могут использоваться как для изучения глобальной пространственной структуры токовых систем, так и для описания внутренних магнитных полей небесных тел, при котором важен вопрос определения и разделения полей как внутрипланетных, так и внешних (магнитосферных) источников. Разработанные подходы могут быть в дальнейшем использованы для уточнения параметров внутренних полей планет. Практическая значимость обусловлена возможностью применения разработанных методик для анализа данных с космических аппаратов.

Методология и методы исследования

Методология исследования основана на анализе экспериментальных данных, полученных от межпланетных космических миссий, и создании и применении физических моделей, описывающих процессы, происходящие в окрестностях рассматриваемых небесных тел. Исследование было проведено с использованием специально созданных для этой цели методов обработки больших массивов — измерений вектора магнитного поля вдоль траектории КА на орбите спутника Меркурия или Земли с учетом конкретной задачи, а также на основе существующих результатов плазменных измерений КА в пространстве возле Меркурия, Земли и Ганимеда.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Расстояние от центра Меркурия до подсолнечной точки головной ударной волны перед магнитосферой Меркурия практически не зависит от гелиоцентрического расстояния до планеты.
2. Среднее магнитное поле при пересечении головной ударной волны (при переходе из области межпланетного пространства в область переходного слоя) возрастает примерно в 1.5 раза в перигелии орбиты Меркурия и — в 2.1 раза в афелии.
3. Заряженные частицы в магнитосфере Меркурия могут быть захвачены по крайней мере на несколько дрейфовых периодов (как протоны, так и ионы натрия Na^+).
4. Существует критическая величина кольцевого тока в магнитосфере Земли, при достижении которой дальнейший захват частиц геомагнитным полем Земли становится невозможным.
5. Во время магнитной бури 27 февраля 2023 года наибольший вклад в максимальное наблюдавшееся значение SYM-H индекса дало магнитное поле токового слоя хвоста магнитосферы.
6. Ускорение электронов, приводящих к появлению авроральных свечений на Ганимеде, происходит на скачке продольного потенциала электрического поля, возникающего из-за недостатка тепловых электронов, необходимых для поддержания соответствующего тока в цепи Альвеновских крыльев.

Достоверность полученных результатов обеспечивается большим объемом проанализированного материала, использованием методов статистики и моделирования, соответствующих поставленным целям и задачам. Результаты были получены с использованием надежных публично доступных данных измерений. Выносимые на защиту положения работы опубликованы в рецензируемых журналах, относящихся к спискам WoS, Scopus и RSCI, обсуждены на семинарах и конференциях.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на:

1. Конференция Magnetospheres of Outer Planets 2015 (Атланта, США).
2. Семинар Физика авроральных сияний 2015 (Апатиты)
3. Конференция Europlanet Planetary Science Congress 2019 (Женева, Швейцария)

4. Конференция Europlanet Planetary Science Congress 2020, 2021 (онлайн)
5. Конференция European Geophysical Union Meeting 2021 (онлайн)
6. Конференция Ломоносовские чтения 2021, 2022 (Москва)
7. Конференция Физика плазмы в Солнечной системе 2020, 2022, 2023 (Москва)
8. Конференция Проблемы космофизики 2023 (Дубна)

Личный вклад

Результаты, вошедшие в диссертацию, получены автором самостоятельно при консультациях с научным руководителем. Роль автора в получении результатов, выносимых на защиту, является определяющей. Личное участие автора в получении результатов, изложенных в работе, подтверждено соавторами и отражено в совместных публикациях [A1-A7].

В статье A1 (полярные сияния на Ганимеде) автор принимал участие в написании всех разделов, а также провел все расчеты, личный вклад 85%. В статье A2 (влияние силы кольцевого тока на области движения частиц энергий кольцевого тока в магнитосфере Земли) автором были написаны все разделы; автор принимал участие в подготовке программы для расчетов, а также провел все необходимые расчеты, личный вклад 80%. В статье A3 (захваченная радиация в магнитосфере Меркурия) автор принимал участие в подготовке программы для расчетов, а также в написании введения и обобщении результатов, вклад 30%. В статье A4 (автоматическое определение пересечений головной ударной волны и магнитопаузы Меркурия) автор принимал участие в разработке метода автоматического определения пересечений головной ударной волны и магнитопаузы по данным магнитометра космического аппарата, визуализации результатов, а также им были написаны введение и описание изучаемых физических объектов, вклад 40%. В статье A5 (годовые вариации головной ударной волны и магнитопаузы Меркурия) автор принял участие в написании всех разделов, а также принимал участие в визуализации результатов, вклад 40%. В статье A6 (глобальное моделирование магнитосферы Земли во время магнитной бури) автор подготовил программы для анализа и визуализации данных магнитометров космических аппаратов MESSENGER, THEMIS, GOES, а также визуального представления их траекторий, принимал участие в написании всех разделов, а также проведении расчетов по модели, вклад 50%. В тезисе доклада A7 (определение пересечений головной ударной волны и магнитопаузы Меркурия при помощи нейронных сетей), автор принимал участие в форму-

лировке целей и написании введения, а также в предварительной подготовке данных для обучения нейронных сетей, вклад 20%.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты изложены в 6 статьях, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science/Scopus/RSCI, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности, и одном тексте доклада.

Список публикаций в Web of Science/Scopus:

- A1. **Лаврухин А. С.**, Алексеев И. И. Авроральное свечение в высоких широтах Ганимеда // Письма в Астрономический журнал. — 2015. — Т.41, № 11. — С. 744–750. — Импакт-фактор РИНЦ 2018: 0.839. — Объем 0.81 печ. л. // Переводная версия: **Lavrukhin, A. S.**, Alexeev, I. I. Aurora at High Latitudes of Ganymede // Astronomy Letters. — 2015. — V.41, № 11. — P. 744–750. — Web of Science JIF 2023: 1.1. — Объем 0.69 печ. л. Личный вклад 85%.
- A2. **Lavrukhin A. S.**, Alexeev, I. I., Tyutin, I. V. Influence of the Earth's ring current strength on Størmer's allowed and forbidden regions of charged particle motion // Annales Geophysicae. — 2022. — V.37. — P. 535–547. — Web of Science JIF 2023: 1.7. — Объем 1.50 печ. л. Личный вклад 80%.
- A3. Лукашенко, А. Т., **Лаврухин, А. С.**, Алексеев, И. И., Беленькая, Е. С. Возможность существования захваченной радиации у Меркурия // Письма в Астрономический Журнал. — 2020. — Т.46, № 11. — С. 814–826. — Импакт-фактор РИНЦ 2022: 0.839. — Объем 1.50 печ. л. // Переводная версия: Lukashenko, A. T., **Lavrukhin, A. S.**, Alexeev, I. I., Belenkaya, E. S. Possibility of the Existence of Trapped Radiation near Mercury // Astronomy Letters. — 2020. — V.46, № 11. — P. 814–826. — Web of Science JIF 2023: 1.1. — Объем 1.39 печ. л. Личный вклад 30%.
- A4. Невский, Д. В., **Лаврухин, А. С.**, Алексеев, И. И. Автоматическое определение положения головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы меркурия по данным магнитометра космического аппарата MESSENGER // Космические Исследования. — 2023. — Т.61, № 3. — С. 189–201. — Импакт-фактор РИНЦ 2022: 0.820. — Объем 1.50 печ. л. // Переводная версия: Nevskii, D. V., **Lavrukhin, A. S.**, Alexeev, I. I. Automatic Detection of Bow Shock and Magnetopause Positions at

Mercury's Magnetosphere Using MESSENGER Magnetometer Data // Cosmic Research. — 2023. — V.61, № 3. — P. 189–201. — Web of Science 2023 JIF: 0.6. — Объем 1.39 печ. л. Личный вклад 40%.

A5. Nevsky, D., **Lavrukhin, A.**, Alexeev, I. Mercury's Bow Shock and Magnetopause Variations According to MESSENGER Data // Universe. — 2024. — V.10 № 40. — Web of Science 2023 JIF: 2.5. — Объем 1.39 печ. л. Личный вклад 40%.

A6. **Lavrukhin, A. S.**, Alexeev, I. I., Belenkaya, E. S., Kalegaev, V. V., Nazarkov, I. S., Nevsky, D. V. Magnetosphere and auroral oval dynamics during February 27, 2023 magnetic storm // Cosmic Research. — 2024. — V.62 № 2. — Web of Science 2022 JIF: 0.6. — Объем 1.85 печ. л. Личный вклад 50%.

Иные публикации:

A7. Julka, S., Kirschstein, N., Granitzer, M., **Lavrukhin, A.**, Amerstorfer, U., Deep Active Learning for Detection of Mercury's Bow Shock and Magnetopause Crossings // Machine Learning and Knowledge Discovery in Databases, ed. Amini, M.-R., Canu, S., Fischer, A., Guns, T., Kralj Novak, P., Tsoumakas, G. — 2023. — P. 452–467. Объем 1.85 печ. л. Личный вклад 20%.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и приложения. Объем диссертации составляет 142 страницы, 39 рисунков и 8 таблиц, общее число наименований литературы во всех главах, включая публикации автора — 125.

Глава 1. Головная ударная волна и магнитопауза магнитосферы Меркурия

Содержание данной главы основано на публикациях автора А4, А5 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus и публикации в сборнике тезисов А7.

1.1 Введение

Меркурий — наиболее к Солнцу планета Солнечной системы, орбита которой имеет высокий эксцентриситет ($\epsilon > 0.2$, перигелий — 0.307 а. е., афелий — 0.467 а.е. соответственно). Магнитное поле Меркурия было открыто при помощи измерений на борту КА Mariner 10 во время его первого пролета мимо планеты в марте 1974 года [1]. Однако, довольно большая величина перигермия орбиты (около 700 км), траектория в экваториальной плоскости и сильная изменчивость магнитного поля на восходящей части траектории вкупе не дали возможность сделать оценку величины собственного поля планеты. Третий пролет Mariner 10 с расстоянием наибольшего приближения в 327 км подтвердил существование внутреннего планетарного магнитного поля [2] с преобладающей дипольной компонентой с наклоном $10 - 20^\circ$ от оси вращения планеты и моментом, равным $136 - 350 \text{ нТл} \cdot R_M^3$ [3], где $R_M = 2439.25 \pm 0.69 \text{ км}$ — радиус Меркурия. Такой большой диапазон оценок дипольного момента возник из-за неопределенности вкладов магнитосферных токовых систем и возможных недипольных членов собственного поля планеты [2], которые невозможно было разделить из-за ограниченности геометрии доступных наблюдений.

Вторая автоматическая межпланетная станция, предназначенная для исследования Меркурия, MESSENGER вышла на орбиту Меркурия в 2011 году с перигермием $0.08 R_M$, апогермием $6.23 R_M$ и наклоном орбиты в 82.5° . Период орбиты составлял около 12 часов, но затем аппарат был переведен на орбиту с периодом 8 часов. КА MESSENGER совершил более 4000 оборотов вокруг планеты, дав большое количество данных о структуре внутреннего магнитного поля и магнитосферы планеты. По результатам первых пролетов КА

MESSENGER и данным КА Mariner 10 в работах [4; 5] был определен собственный магнитный момент планеты ($M = B_{\text{eq}} \cdot R_{\text{M}}^3 = 192 \text{ нТл} \cdot R_{\text{M}}^3$) и смещение диполя к северу от центра планеты, составляющее $0.18 R_{\text{M}}$. Дипольный момент имеет южное направление; угол наклона диполя относительно оси вращения мал, он составляет $0 \pm 3^\circ$ [6], поэтому его при проведении исследований можно не учитывать. Основной вклад в собственное магнитное поле Меркурия дает дипольная компонента, остальные компоненты разложения по сферическим гармоникам считаются малыми. Расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы было оценено в $\sim 1.45 R_{\text{M}}$ [7], оно может сильно изменяться, уменьшаясь в экстремальных условиях до нуля [8].

Слабое собственное магнитное поле и более высокая, чем на Земле, плотность солнечного ветра на орбите Меркурия приводят к тому, что пространственные масштабы магнитосферы в 20 раз меньше, чем у Земли. Следовательно, Меркурий занимает гораздо большую область магнитосферы, чем Земля. Ввиду своих небольших размеров, время за которое происходит полная перестройка от одного равновесного состояния к другому, так называемый цикл Данжи, для Меркурия составляет около 3 минут. Это тот интервал времени, за которое силовая линия магнитного поля совершает полный цикл, двигаясь от лобовой нейтральной линии до максимального удаления в хвост как магнитосферный отрезок открытой силовой линии, продолжающейся за магнитопаузу, как силовая линия межпланетного магнитного поля. Возвратное движение из далекого хвоста к дневной магнитосфере магнитосферные отрезки открытых линий обоих полушарий совершают совместно, как замкнутая силовая линия, соединяющая северное и южное полушарие. После возвращения к дневной магнитопаузе замкнутая силовая линия вновь размыкается на два магнитосферных отрезка двух открытых силовых линий, одна выходит из южного полушария, а другая входит в северную полярную область. Таким образом, изменение параметров межпланетной среды затрагивает всю магнитосферу целиком спустя относительно короткое время (2-3 минуты [9]). Вследствие этого, значительную часть времени магнитосфера Меркурия находится в квазистационарном состоянии, когда все переходные процессы закончены. Если внешние условия стабильны на более длительных интервалах времени, задача оптимизации параметров модели магнитосферы существенно упрощается — можно игнорировать все переходные токовые системы, ограничиваясь глобальными перманентными токами. Ожидаемая надежность результата растет, так как

ошибки, вносимые динамикой параметров за время пролета космического аппарата сквозь магнитосферу, составляющее по порядку величины около часа, невелики. Также, миниатюрность магнитосферы Меркурия дает возможность за сравнительно короткое время собрать большой массив данных, содержащих пересечения космическим аппаратом характерных токовых слоев — головной ударной волны и магнитопаузы. Под термином «пересечение космическим аппаратом токового слоя» в данном случае понимается не единичный резкий поворот вектора магнитного поля, а множественные изменения этого вектора, связанные как с перемещениями магнитопаузы и головной ударной волны как целого при изменении параметров набегающего потока солнечного ветра, так и с наличием большого набора колебаний в их окрестностях, где происходит релаксация многочисленных локальных плазменных неустойчивостей. Выделение относительно регулярной крупномасштабной структуры этих токовых слоев позволит в дальнейшем исследовать детальную динамику наблюдаемых нелинейных возмущений [10]. Зная координаты наблюдаемых точек пересечения головной ударной волны и магнитопаузы и геометрические формы их поверхностей, можно рассчитать расстояние до подсолнечной точки для каждой поверхности и исследовать вариации размеров магнитосферы в зависимости от положения планеты относительно Солнца.

Решать задачу определения пересечений поверхностей головной ударной волны и магнитопаузы можно при помощи различных подходов — как ручную, так и автоматическими методами. Задача автоматического определения координат головной ударной волны, магнитопаузы и областей между ними по данным магнитометра КА не нова и решалась для случая Земли [11] и Марса [12]. Метод, предложенный в работе [11] основан на одновременных измерениях параметров плазмы и магнитного поля в межпланетном пространстве (на аппарате ACE) и в изучаемых областях магнитосферы (на аппаратах THEMIS). Нормируя величины параметров в точке положения КА на их значения в межпланетном пространстве, можно выделить три области: солнечный ветер, переходный слой и магнитосфера. При этом головная ударная волна отделяет солнечный ветер от переходного слоя, а магнитопауза является границей магнитосферы. Задавая пороговые значения выбранного параметра для каждой из областей, можно определить, где находится КА в данный промежуток времени. Результаты работы предложенного метода затем были сопоставлены с результатами ручной обработки данных. В работе [12] были разработаны два

простых алгоритма для определения положения головной ударной волны по данным, полученным в окрестности Марса. В первом алгоритме местонахождение аппарата определялось относительно усредненного для многих витков положения головной ударной волны в форме конического сечения. Во втором алгоритме авторы дополнительно рассматривали данные магнитометра для улучшения работы первого алгоритма. Так как магнитное поле в межпланетном пространстве меньше величины магнитного поля в переходном слое, а также обладает меньшими флуктуациями, использование двух пороговых значений — для магнитного поля и величины флуктуаций, поможет определить области пересечения головной ударной волны. Данный метод представляется недостаточно надежным ввиду ручного задания пороговых значений. Можно было бы повысить уровень достоверности, к примеру, путем анализа степени усиления магнитного поля на фронте головной ударной волны.

Для Меркурия задача определения пересечений рассматриваемых поверхностей рассматривалась в работе [7], где был предложен «ручной» метод идентификации положения головной ударной волны и магнитопаузы для магнитосферы Меркурия для части витков, в результате чего были определены положения 1084 пересечений головной ударной волны и 1065 пересечений магнитопаузы. Впоследствии данный метод был обобщен в работе [13] на полный массив доступных данных. Из-за множественных пересечений головной ударной волны и магнитопаузы в работах [7] и [13] определялись внутренняя и внешняя границы положений поверхностей разрыва. В случаях, когда границы магнитопаузы нельзя было четко фиксировать по повороту вектора магнитного поля или по изменению дисперсии величины магнитного поля, границы выбирались таким образом, чтобы внутренняя граница явно находилась внутри магнитосферы, а внешняя граница — внутри переходного слоя магнитосферы. Минусом данного метода является большая трудозатратность определения пересечений «вручную» для большого массива данных.

Одним из способов значительно улучшить точность определения областей межпланетной среды, переходного слоя магнитосферы и внутренней области магнитосферы является использование данных плазменного спектрометра. Однако, на КА MESSENGER угол поля зрения плазменного спектрометра составлял ~ 1.4 стередиан [7], что существенно усложняет и ограничивает анализ, делая его очень зависимым от правильного определения направления прибора.

По этой причине в настоящей работе не были использованы данные, полученные при помощи плазменного спектрометра на борту КА MESSENGER.

1.2 Используемые данные и их предварительная обработка

Для определения координат точек пересечений головной ударной волны и магнитопаузы в работе был произведен анализ временного ряда данных показаний магнитометра на борту КА MESSENGER [14] с временным разрешением 1 минута и 1 секунда, представленных в орбитальной системе координат Меркурия MSO (Mercury Solar Orbiter). В ней ось x направлена на Солнце, ось z сонаправлена с осью вращения Меркурия и имеет положительное направление на север, y — имеет положительное направление на утро и дополняет правую тройку векторов. Центр системы координат является географическим центром планеты. Исходный массив с данными магнитометра, предоставленный NASA/JPL (по адресу <https://pds-ppi.igpp.ucla.edu/search/view/?f=yes&id=pds://PPI/mess-mag-calibrated>) был преобразован для предварительной фильтрации шума и ошибок в данных:

- Удалены сигналы калибровки магнитометра;
- Значения координат в системе MSO пересчитаны с учетом того, что направление на Солнце не совпадает с направлением набегающего солнечного ветра (который для простоты считается направленным радиально от Солнца) из-за достаточно большой орбитальной скорости Меркурия;
- Набор данных разделен на файлы по номерам витков, каждый виток центрирован на точке перигермия;
- Удалены данные для витков с неполными данными (непригодные к использованию в данной задаче).

Полученный набор данных доступен по ссылке: <https://zenodo.org/record/6417492#.Yo4PYqhBzIX>.

1.3 Методика обнаружения пересечений головной ударной волны и магнитопаузы

В упоминавшихся выше работах [7] и [13] границы головной ударной волны и магнитопаузы определялись «вручную» путем визуального анализа данных магнитометра. Пересечение головной ударной волны идентифицировалось по первому резкому возрастанию величины модуля магнитного поля и/или по резкому возрастанию величины $\sigma_{|\mathbf{B}|} = \sqrt{\sigma_{B_x}^2 + \sigma_{B_y}^2 + \sigma_{B_z}^2}$, где σ_{B_i} — стандартное отклонение компоненты магнитного поля B_i за 1 с. Пересечения магнитопаузы они определяли по значительному изменению направления вектора магнитного поля (одновременное резкое изменение двух или трех компонент магнитного поля), либо по возрастанию величины $\sigma_{|\mathbf{B}|}$. Если задать определенный пороговый уровень для $\sigma_{|\mathbf{B}|}$, можно автоматически выделить случаи сильных вариаций, связанных как раз с пересечениями границ. Другим признаком приближения КА к границе может служить возрастание второй производной величины $|\mathbf{B}|$ за 1 с. Однако, в зависимости от состояния магнитосферы при большом количестве флуктуаций нахождение порогового уровня может быть затруднено. Пример данных магнитометра, амплитуды $\sigma_{|\mathbf{B}|}$ и величины второй производной модуля $|\mathbf{B}|$ для одного из витков КА MESSENGER приведен на рисунке 1.1.

1.3.1 Определение пересечений головной ударной волны

В зависимости от наклона вектора ММП к поверхности головной ударной волны в данной точке, можно выделить два главных типа головной ударной волны: параллельная ($\theta_{Bn} = 0^\circ$) и перпендикулярная ($\theta_{Bn} = 90^\circ$), где θ_{Bn} — угол между вектором ММП в данной точке и нормалью к поверхности ударной волны. Также можно говорить о квазиперпендикулярных или квазипараллельных головных ударных волнах, когда θ_{Bn} не сильно отклоняется от перпендикулярного и параллельного направления соответственно. Типичный профиль магнитограммы при пересечении перпендикулярной ударной волны состоит из областей с меньшей и большей величиной магнитного поля, соеди-

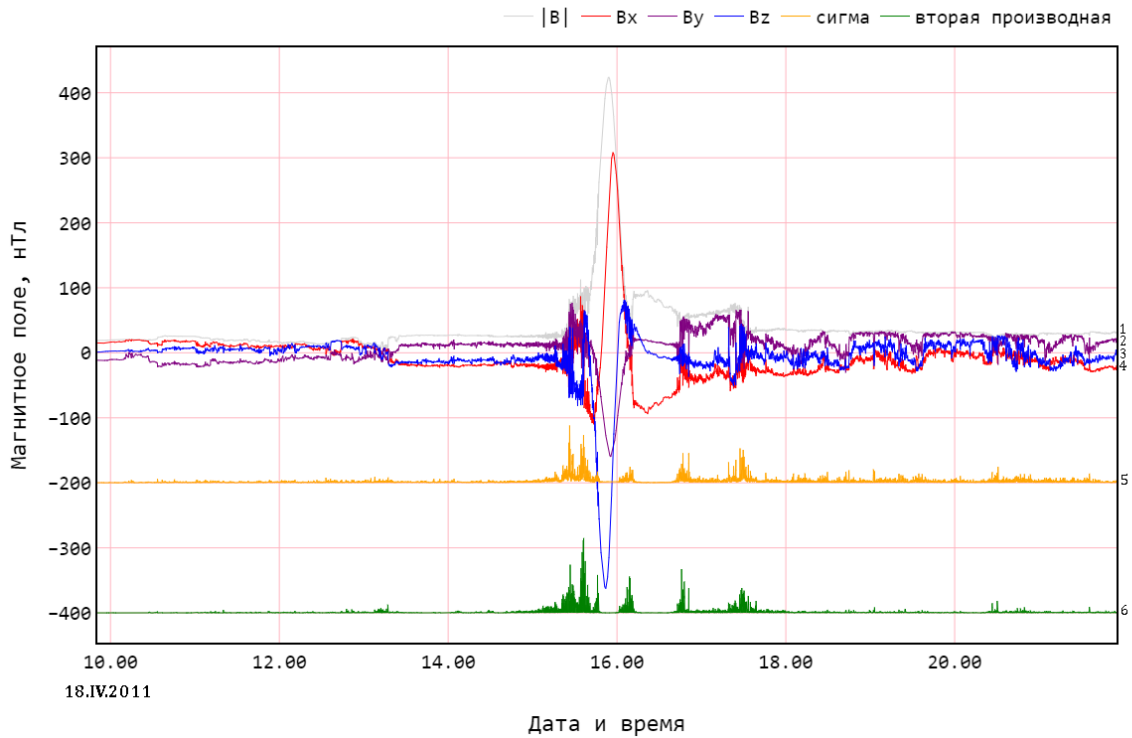


Рисунок 1.1 — Пример данных магнитометра для 43 витка КА MESSENGER. Серым показано значение модуля магнитного поля, три компоненты магнитного поля B_x — красным, B_y — фиолетовым и B_z — синим. Также показаны оранжевым величина $\sigma_{|B|}$ и зеленым — величина второй производной модуля магнитного поля.

ненных крутым скачком в точке пересечения (рис. 1.2). Перпендикулярные ударные волны перед скачком обычно имеют область, называемую подножием, где магнитное поле возрастает постепенно. Кроме того, уровень магнитного поля в окрестности ударной волны обычно превышает напряженность магнитного поля в области переходного слоя за головной ударной волной. Случай квазипараллельного магнитного поля является более сложным, при рассмотрении магнитограммы пересечение головной ударной волны можно обозначить как начало сильных вариаций в $|\mathbf{B}|$, однако в некоторых случаях определить их точное положение затруднительно (рис. 1.2).

Для поиска пересечений головной ударной волны на временном ряду необходимо выделить какие-либо особенные точки, в данном случае ими могут служить точки изменения модуля магнитного поля, либо его компонент. Следуя работам [7] и [13], квазиперпендикулярную головную ударную волну можно определить по резкому возрастанию модуля магнитного поля. Такое возрастание достаточно четко наблюдается на подавляющем большинстве вит-

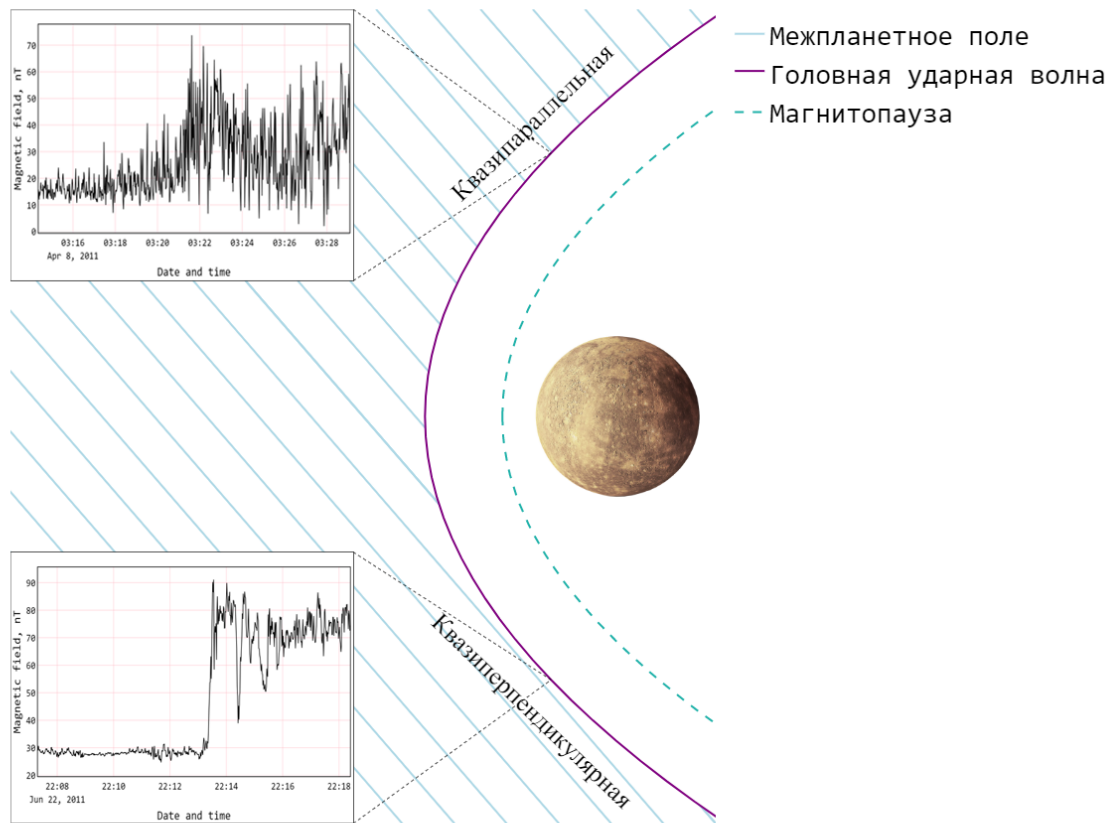


Рисунок 1.2 — Случаи квазипараллельной и квазиперпендикулярной головной ударной волны и соответствующие им магнитограммы для Меркурия и КА MESSENGER. Межпланетное магнитное поле показано косыми линиями, головная ударная волна — сплошной линией, магнитопауза — прерывистой линией.

ков. Этот случай достаточно просто определять с помощью самых простых методов, в частности, по резкому возрастанию второй производной магнитного поля. Случай квазипараллельной головной ударной волны более сложный, поэтому в итоге для определения пересечений была использована библиотека *Kats* для анализа данных временных рядов для языка программирования Python (<https://github.com/facebookresearch/Kats>). Она была разработана сравнительно недавно — первый релиз состоялся 17 июня 2021 года. Ее можно считать первой комплексной библиотекой на языке Python для общего анализа временных рядов, которая предоставляет как классические, так и продвинутые методы моделирования. Библиотека *Kats* содержит набор алгоритмов и модулей для различных областей анализа временных рядов, среди которых представляет интерес модуль, отвечающий за обнаружение особенностей во временном ряду

RobustStatDetector. Данный алгоритм сглаживает временной ряд с помощью скользящего среднего, рассчитывает разности между значениями сглаженного временного ряда по заданному количеству точек, вычисляет стандартизированную оценку ¹ и р-значения ² для ранее рассчитанных разностей. Результатом работы метода является набор точек, в которых р-значение меньше заранее установленного порога. Этот алгоритм определения точек способен фиксировать несколько точек изменения за один прогон по массиву данных. Для того, чтобы уменьшить амплитуду максимума магнитного поля в рассматриваемом временном ряде и сделать модуль магнитного поля более однородным, из измеренного вектора магнитного поля было вычтено поле планетарного диполя Меркурия. Эта процедура делает примерно одинаковыми по величине модуль магнитного поля в межпланетном пространстве и модуль разности между дипольным полем и магнитным полем, измеренным магнитометром внутри магнитосферы. Оставаясь сильно переменным во времени, анализируемый временной ряд становится более однородным по абсолютной величине. Поскольку все витки КА примерно симметричны относительно точки минимального сближения с планетой (перигермия), для удобства обработки каждый виток делится на нисходящую и восходящую части. Кроме того, прежде чем перейти к анализу разрыва, следует исключить стационарные источники поля, а вклад диполя по величине на порядок больше, чем среднее поле в межпланетном пространстве (рис. 1.1).

Задавая на вход размер окна скользящего среднего (*smoothing_windowsize*), количество точек для сравнения (*comparison_window*) и статистический порог р-значения (*p_value_cutoff*), в результате работы модуля *RobustStatDetector* получают точки, в которых р-значение меньше установленного порога, т.е. изменения велики. В случае, если число точек изменения оказывается большим, значения входных параметров необходимо изменить и повторить расчет. Полученные точки проходят отсев, исходя из их удаления от прогнозируемого положения разрыва, характера изменения модуля поля в окрестности разрыва

¹Стандартизированная оценка (или z-оценка) — это мера относительного разброса наблюдаемого или измеренного значения, которая показывает, сколько стандартных отклонений составляет его разброс относительного среднего значения.

²Р-значение — вероятность получить для данной вероятностной модели распределения значений случайной величины такое же или более экстремальное значение статистики (среднего арифметического, медианы и др.), по сравнению с ранее наблюдаемым, при условии, что нулевая гипотеза верна.

(средней величины магнитного поля по обе стороны от разрыва), а также путем анализа тренда изменения магнитного поля в данной точке (восходящий/нисходящий) при помощи модуля *MKDetector* библиотеки *Kats*. Для выбранных точек проводится проверка разности значений модуля поля в каждой из точек для их группировки в облако точек, таким образом происходит определение начала и конца области пересечения (первая и последняя точка в облаке) головной ударной волны КА для восходящей и нисходящей частей витка. Пример работы данного метода показан на рисунке 1.3 для квазиперпендикулярного случая и 1.4 для квазипараллельного случая. Из-за постоянно изменяющихся условий в межпланетном пространстве положение головной ударной волны в пространстве может довольно быстро изменяться, поэтому могут наблюдаться множественные пересечения космическим аппаратом головной ударной волны. Для квазиперпендикулярной ударной волны, как и для квазипараллельного случая, как правило, фиксируется несколько точек изменения (рис. 1.3). Эти точки или фиксируют случаи, когда две последовательные точки траектории, разделенные 1-секундным интервалом лежат по разные стороны от токового слоя, или представляют собой «ложные срабатывания», когда зафиксированный скачок не связан ни с ударной волной, ни с магнитопаузой.

Зная величину межпланетного магнитного поля в невозмущенном солнечном ветре выше по потоку от головной ударной волны, можно путем последовательных сравнений величин магнитного поля для каждой точки найти момент, когда она стала достаточно большой для того, чтобы считаться пересечением головной ударной волны. Как видно из рисунка 1.3 начало пересечения головной ударной волны и затем множественные пересечения определяются хорошо.

На рисунке 1.4 показаны точки, выделенные красным цветом, которые были выявлены при помощи работы алгоритма. Они определяют моменты, в которые магнитное поле изменялось сильнее всего. Учитывая небольшой интервал времени двумя последовательными точками, а также отсутствие уменьшения модуля магнитного поля до значений области невозмущенного межпланетного магнитного поля в период выделенный вертикальными линиями, можно считать, что область где может находиться токовый слой выделена правильно и алгоритм достаточно хорошо определяет область пересечения головной ударной волны. Начало пересечения головной ударной волны, как видно из рисунка, можно считать определенным хорошо, так как в данной точке заметно

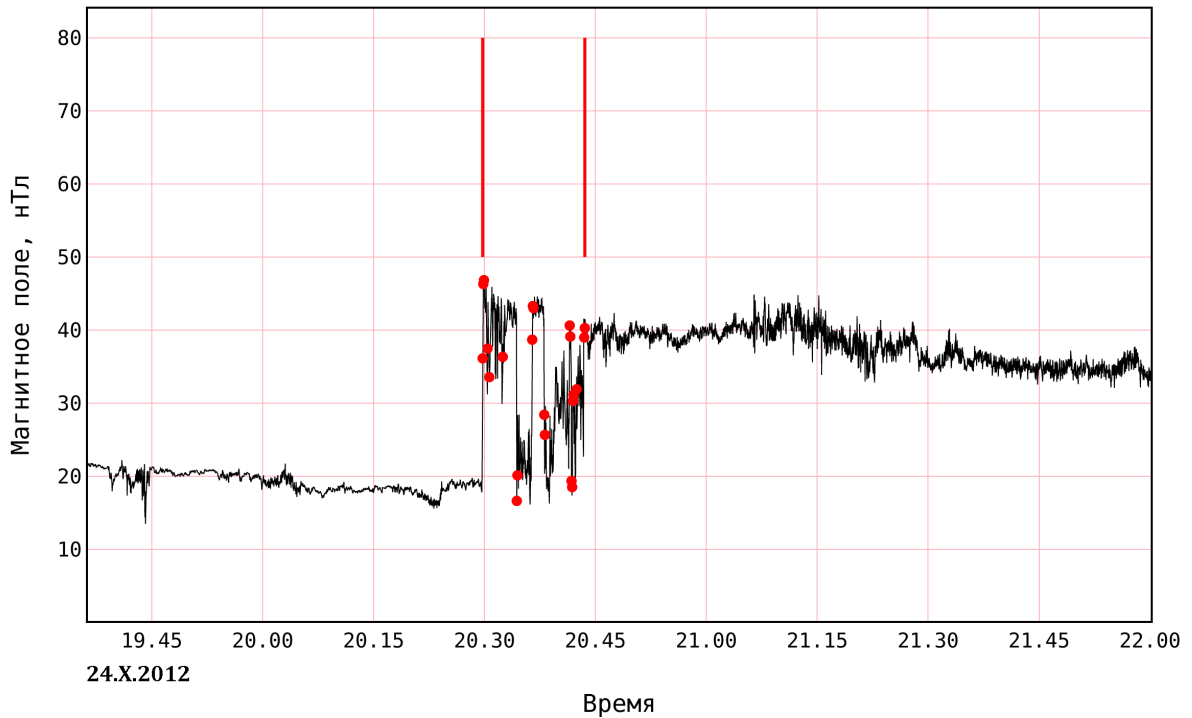


Рисунок 1.3 — Пересечение квазиперпендикулярной головной ударной волны Меркурия для витка 1372 КА MESSENGER. Черной линией показан модуль магнитного поля по данным магнитометра, красные точки — выявленные при помощи алгоритма точки изменения, вертикальные линии — определенные по алгоритму итоговые начало и конец пересечения головной ударной волны.

сильное возрастание величины модуля магнитного поля. Вместе с тем конец пересечения головной ударной волны определить сложнее из-за гораздо более масштабных флуктуаций. В результате работы алгоритма конец пересечения головной ударной волны определен в 23:30, так как количество флуктуаций после этого времени заметно уменьшается.

1.3.2 Определение пересечений магнитопаузы

Координаты пересечения магнитопаузы определить значительно сложнее, чем пересечения головной ударной волны из-за отсутствия характерного возрастания модуля поля при пересечении границы. После пересечения головной ударной волны космический аппарат попадает в область переходного слоя, где наблюдаются значительные флуктуации поля вплоть до пересечения

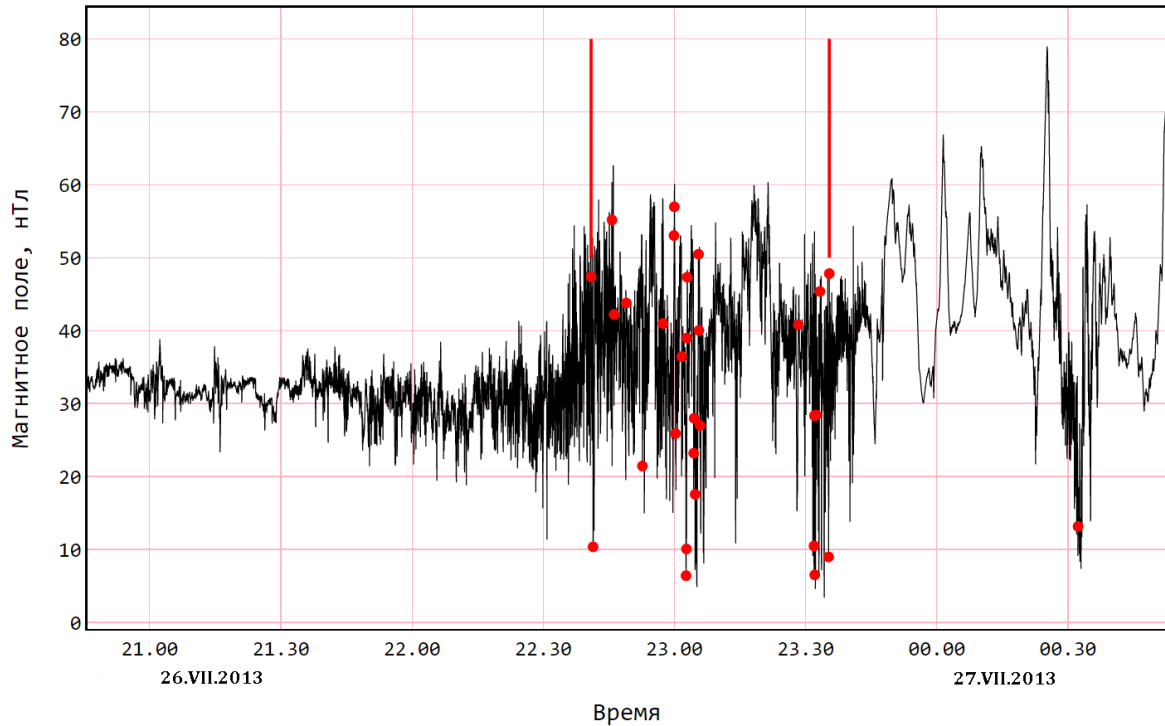


Рисунок 1.4 — Пересечение квазипараллельной головной ударной волны Меркурия для витка 2197 КА MESSENGER. Черной линией показан модуль магнитного поля по данным магнитометра, красные точки — выявленные при помощи алгоритма точки изменения, вертикальные линии — определенные по алгоритму итоговые начало и конец пересечения головной ударной волны.

магнитопаузы. При пересечении магнитопаузы направление магнитного поля поворачивается в сторону от направления ММП к направлению внутреннего планетарного поля, после него флуктуации переходного слоя пропадают и наблюдается «сглаженное» поле планеты. Само пересечение магнитопаузы легче определить не по модулю магнитного поля, а по анализу компонент, так как одна/несколько из компонент при пересечении токового слоя испытывает сильный скачок (возникающий из-за поворота вектора магнитного поля в пространстве при переходе из переходного слоя в магнитосферу). Также в окрестности слоя возрастает амплитуда флуктуаций магнитного поля, которая проявляется в увеличении второй производной отдельных компонент магнитного поля по времени. В случае возмущенной магнитосферы в результате сильных флуктуаций смена знака одной из компонент может происходить значительное число раз, поэтому для усреднения квазипериодических флуктуаций удобнее перейти к минутным данным. Таким образом, алгоритм поиска пересечений магнитопаузы отличается от алгоритма поиска пересечений головной ударной волны. Для бо-

лее точного поиска пересечений магнитопаузы можно использовать физические ограничения и соотношения. Зная связь между расстоянием до подсолнечной точки головной ударной волны R_{bs} и расстоянием до подсолнечной точки магнитопаузы R_{ss} , которое для Меркурия имеет вид: $R_{bs} = 1.45 R_{ss}$ [15], можно оценить ширину переходного слоя магнитосферы на линии Солнце — Меркурий, и затем ограничить область, в которой необходимо искать координаты точки пересечения траектории с магнитопаузой.

В разработанном в данной главе методе на усредненных минутных данных ограничивается область пространства, в которой необходимо искать соответствующую точку изменения при пересечении магнитопаузы, при помощи описанного выше физического соотношения. Затем, в выбранной области проводят поиск временных меток, в которых значение компонент магнитного поля изменяет знак. Для каждой из найденных временных меток определяют разности значений компонент магнитного поля в двух ближайших к ней точках и по максимальному значению разности определяют токовый слой магнитопаузы. Также, необходимо провести проверку и последующее удаление возможных пересечений токового слоя хвоста магнитосферы, в которых x компонента магнитного поля изменяет свой знак, а y и z компоненты остаются почти неизменными. В результате получается набор точек (или единственная точка), соответствующих пересечению токового слоя магнитопаузы.

Пример работы алгоритма показан на рисунке для случая спокойной магнитосферы (рис. 1.5). Так как пересечение слоя магнитопаузы длится меньше одной минуты даже в случае возмущенной магнитосферы (рис. 1.6), на усредненных за минуту данных будет определяться единственная точка пересечения магнитопаузы, в отличие от пересечений головной ударной волны, где для секундных данных определяются начало и конец временного интервала, когда фиксируются множественные пересечения.

Для случая спокойной магнитосферы их рисунка 1.5 видно, что исключение дипольного поля уменьшает амплитуду рассматриваемого временного ряда больше чем, в четыре раза — от 380 нТл для исходного поля, до < 90 нТл для $\Delta B = |\mathbf{V}_{exp} - \mathbf{V}_{dip}|$. Кроме того, на синей кривой четко видно положение токового слоя хвоста, где регистрируется минимальное значение поля порядка нескольких нТл.

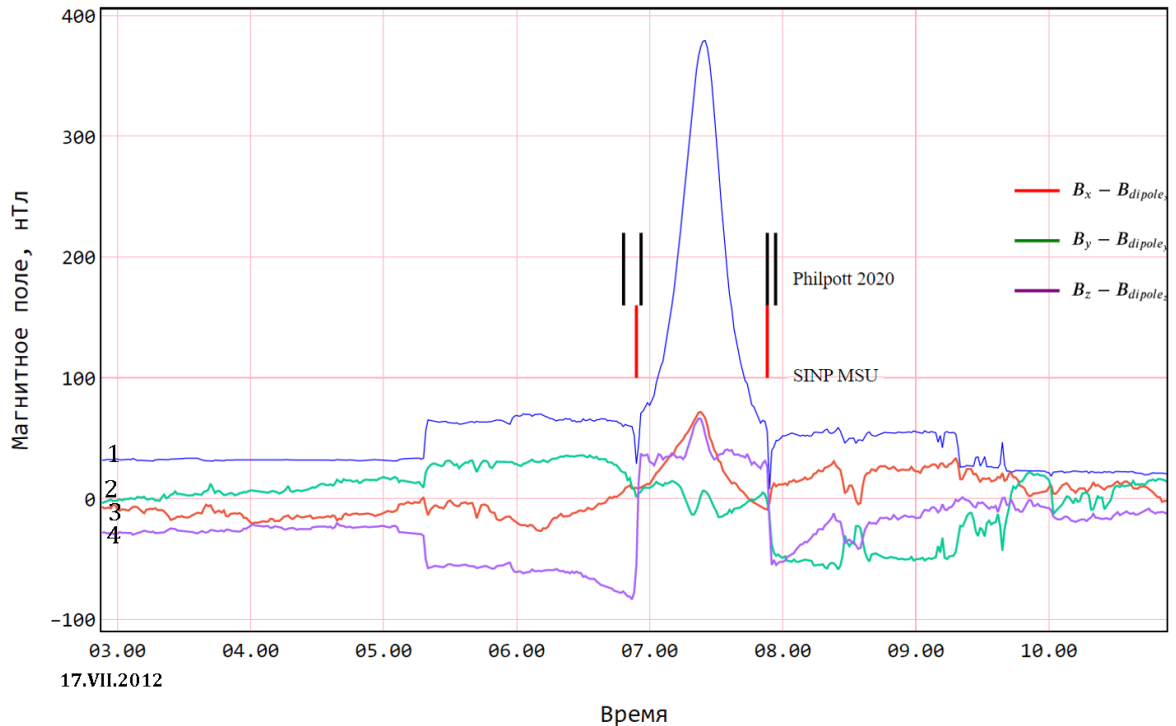


Рисунок 1.5 — Пример работы алгоритма по определению пересечений магнитопаузы в невозмущенной магнитосфере для витка 1073 КА MESSENGER. Синей кривой для сравнения показан модуль полного поля без вычета планетарного диполя. Красным, зеленым и фиолетовым соответственно показаны B_x , B_y и B_z компоненты магнитного поля после вычитания дипольного поля. Красными вертикальными линиями внизу показаны фиксирующие магнитопаузу метки, полученные в результате обработки автоматическим методом, черными вверху — после «ручной» обработки данных из работы [13].

1.3.3 Сравнение результатов работы алгоритма с предыдущими работами

Наиболее полным и точным массивом меток пересечений головной ударной волны и магнитопаузы Меркурия является массив точек, определенных «вручную» в работе [13], поэтому точность работы алгоритма логично определять именно по сравнению с ним. Было проведено сравнение средних положений пересечений головной ударной волны (середины отрезков между началом и концом области ударной волны), полученных в результате работы алгоритма и в работе [13]. Для магнитопаузы середину отрезка между первым и последним пересечением, найденным в работе [13] было проведено сравнение с точкой пе-

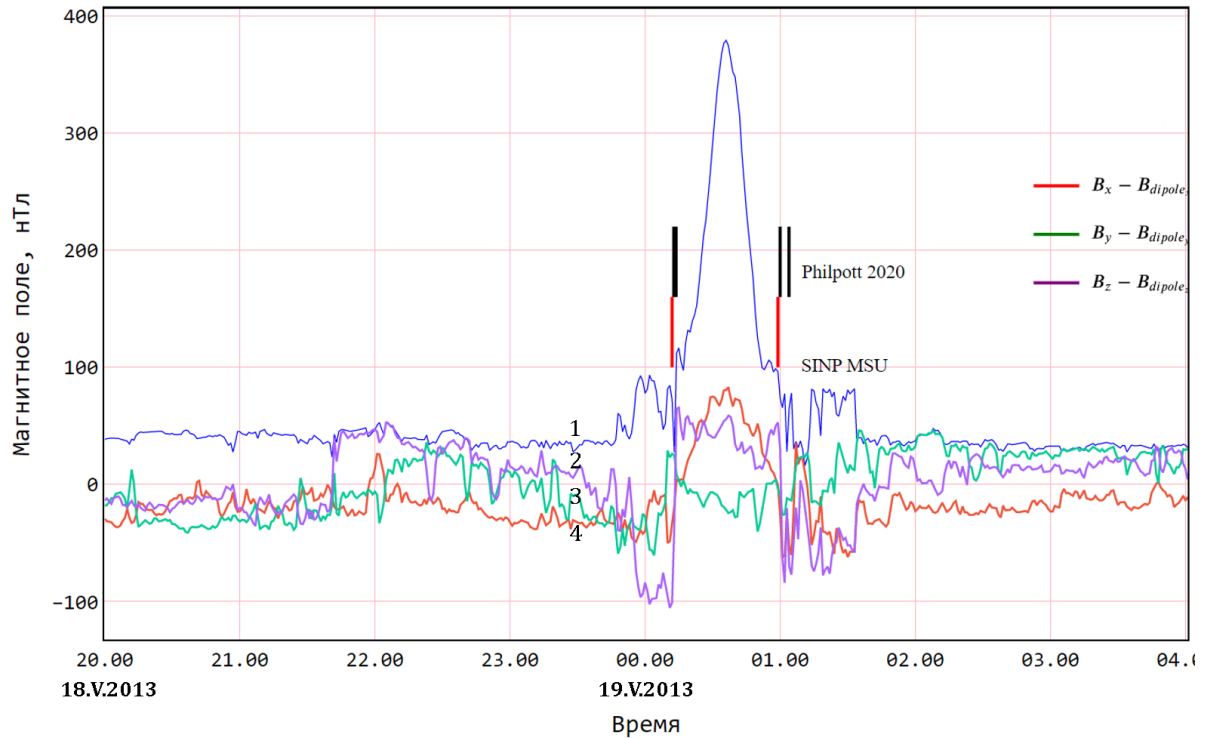


Рисунок 1.6 — Пример работы алгоритма по определению пересечений магнитопаузы в возмущенной магнитосфере для витка 1990 КА MESSENGER. Синей кривой для сравнения показан модуль полного поля без вычета планетарного диполя. Красным, зеленым и фиолетовым соответственно показаны B_x , B_y и B_z компоненты магнитного поля после вычитания дипольного поля. Красными вертикальными линиями внизу показаны фиксирующие магнитопаузу метки, полученные в результате обработки автоматическим методом, черными вверху — после «ручной» обработки данных из работы [13].

ресечения, найденной по описанному выше алгоритму. Под средним значением следует понимать точку между началом и концом пересечения токового слоя согласно магнитограмме, равноудаленную от начала и конца. Результаты сравнения представлены в виде гистограмм (рис. 1.7 и 1.8), где по оси y указано количество витков, а по оси x — разница во времени между метками разработанного алгоритма и меток, определенных «вручную» [13] (в минутах).

Как видно из рисунков 1.7 и 1.8, разработанный нами алгоритм определяет пересечения магнитопаузы в пределах одной минуты от значений из работы [13] в 83% случаев для магнитопаузы и в 87% для головной ударной волны, что составляет около 100 км. Ларморовский радиус для протонов со скоростью 400 км/с при средней величине ММП в 23 нТл составляет 180 км. КА

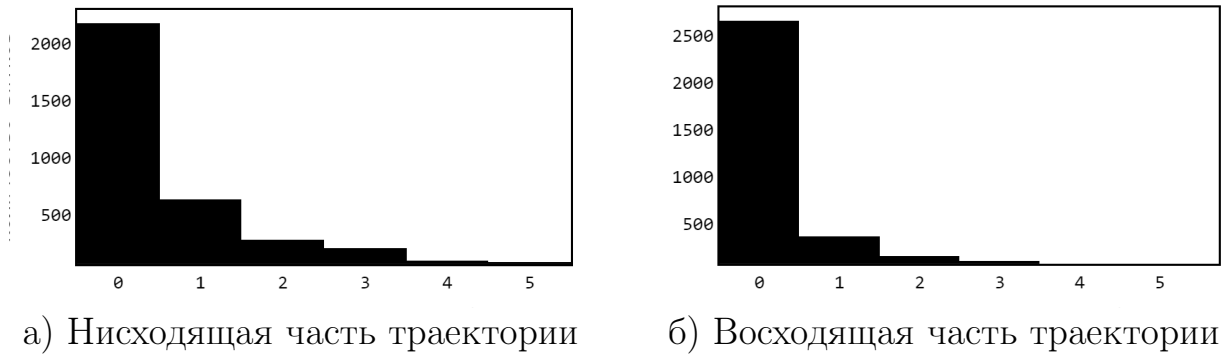


Рисунок 1.7 — Разница между временными метками, полученными в результате использования разработанного алгоритма по определению пересечения головной ударной волны и метками, определенными «вручную» в работе [13]. По оси абсцисс показана разница в минутах, по оси ординат — количество пересечений.

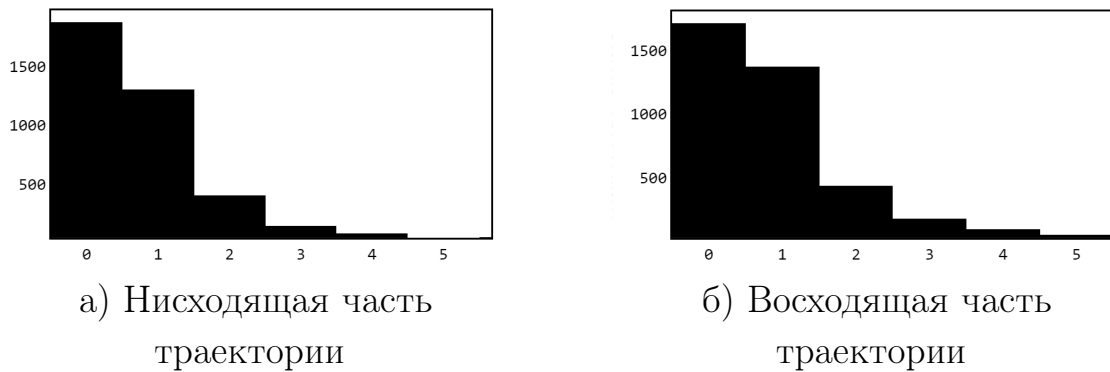


Рисунок 1.8 — Разница между временными метками, полученными в результате использования разработанного алгоритма по определению пересечения магнитопаузы и метками, определенными «вручную» в работе [13]. По оси абсцисс показана разница в минутах, по оси ординат — количество пересечений.

MESSENGER, летящий со скоростью ~ 1.5 км/с преодолевает это расстояние за ~ 120 секунд. Большая часть расхождений определенных нами пересечений головной ударной волны с данными [13] лежит в пределах одного ларморовского радиуса (рис. 1.7). Среднее магнитное поле в переходном слое, рассчитанное как сумма измеренных полей на отрезках траектории КА MESSENGER между головной ударной волной и магнитопаузой деленная на число использованных точек траектории, равно 51 нТл. Поле в переходном слое может быть довольно возмущенным и сильно отличаться от витка к витку. Ларморовский радиус протона с энергией 1 кэВ в поле 51 нТл составляет 89 км.

Также, для иллюстрации точности результатов, полученных по предложенному методу, на рисунке 1.9 показана траектория 38 витка КА MESSENGER с найденными точками пересечений и параболоиды, описывающие головную

ударную волну и магнитопаузу. Для иллюстративных целей используются аксиально симметричные фигуры параболоидов вращения, оси которых сдвинутых относительно нуля по оси z на $0.18 R_M$ — величину вертикального смещения диполя Меркурия относительно центра планеты.

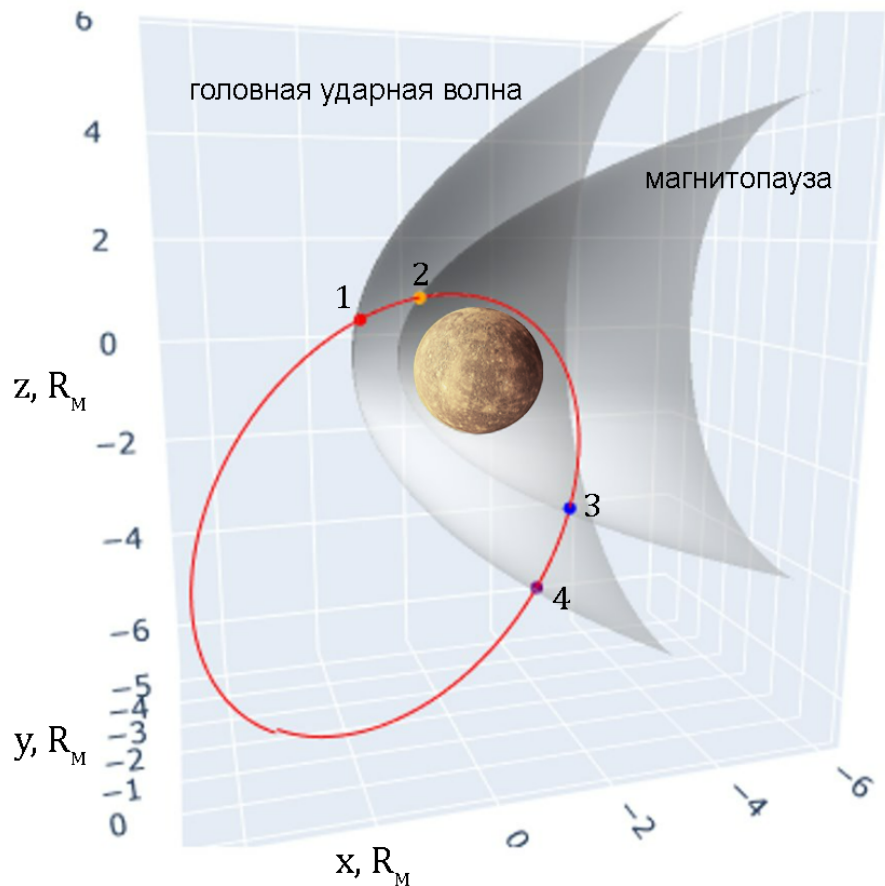


Рисунок 1.9 — Траектория 38 витка КА MESSENGER вокруг Меркурия. Координаты выражены в радиусах Меркурия. Показаны средние положения головной ударной волны и магнитопаузы (прозрачно-серым) в приближении параболоида вращения. Красной линией показана траектория КА, красной и фиолетовой точками обозначены точки пересечения головной ударной волны, оранжевой и синей — магнитопаузы. При своем движении по орбите КА перемещается от красной точки к фиолетовой.

При отражении части набегающих на головную ударную волну частиц солнечного ветра выше по потоку в зоне так называемого форшока формируются возмущения, регистрируемые магнитометром как периодические изменения вектора магнитного поля. Эти колебания хорошо видны на данных магнитометра для части витков. Разработанный алгоритм успешно справляется с обработкой форшока и не определяет в этой области точек пересечения разрыва (рис. 1.10).

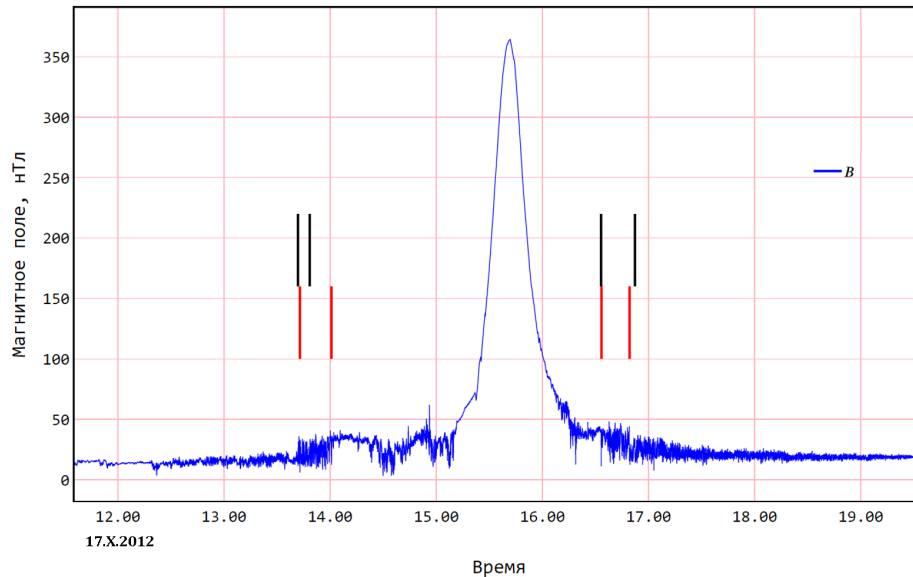


Рисунок 1.10 — Пример магнитограммы витка 1350 КА MESSENGER с форшоком. Видны значительные флуктуации перед пересечением головной ударной волны, определенной как «вручную» в работе [13] (черные линии вверху), так и разработанным алгоритмом (красные линии внизу). Сплошной синей линией показан модуль величины измеренного магнитного поля вдоль витка.

Для небольшой части витков, когда разработанный метод и определенные «вручную» точки [13] сильно разнятся, как правило реализуется необычный сценарий, связанный с экзотическими параметрами потока солнечного ветра. Например, на витке 1977 (рис. 1.11) разница между определенными автоматически и «вручную» метками составляет чуть более получаса. При этом, как видно из рисунка, наблюдается два скачка, связанных с пересечением перпендикулярной головной ударной волны. В первый раз КА пересек головную ударную волну около 14:35 и попал в область переходного слоя, при этом модуль магнитного поля возрос с ~ 30 до ~ 60 нТл. Затем, через 40 минут, в 15:10, КА MESSENGER догнала вторая ударная волна, движущаяся быстрее первой, сопровождавшаяся резким скачком параметров плазмы солнечного ветра. В результате, магнитное поле снова возросло в два раза до ~ 120 нТл. Такие случаи требуют специального рассмотрения и должны быть исключены из массива, который подвергается автоматической обработке.

Повысить возможности разработанного алгоритма можно было бы при переходе к естественным координатам, когда одна из осей лежит в плоскости разрыва и ортогональна направлению тока, а другая перпендикулярна плоскости разрыва и изменение поля в этом направлении меньше скачков по двум

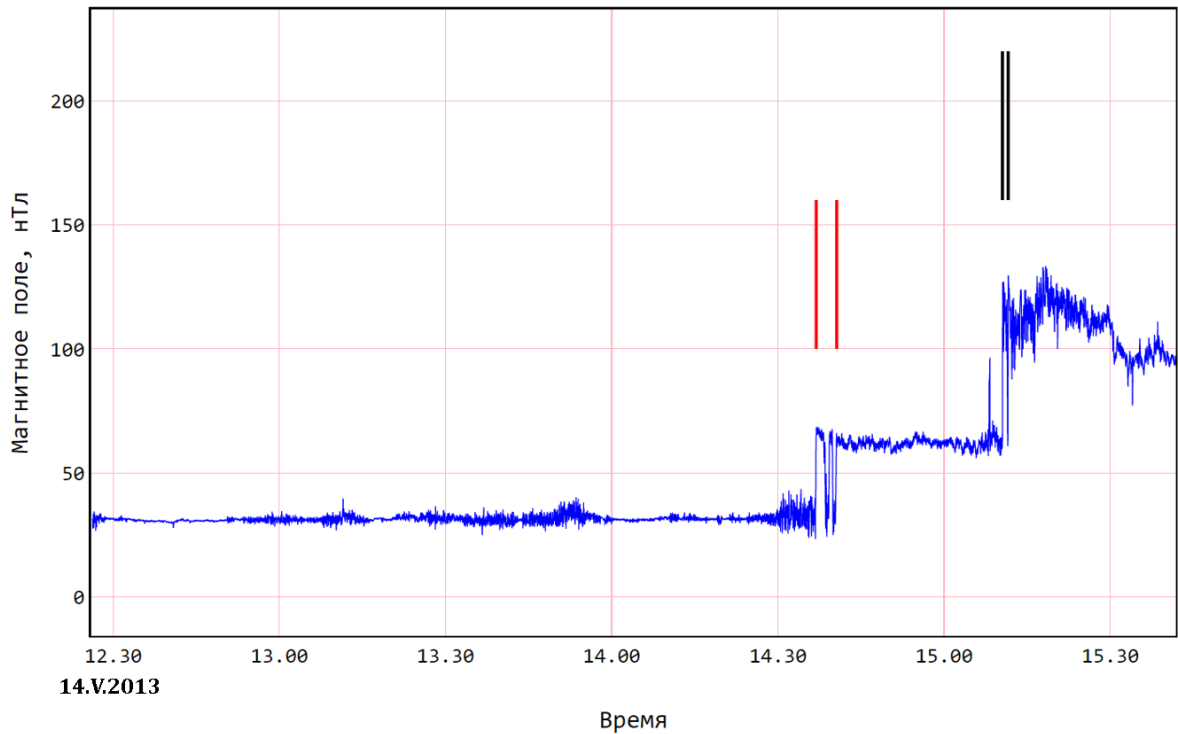


Рисунок 1.11 — Пример двойного пересечения головной ударной волны в изменившихся условиях в межпланетном пространстве. Красным показаны границы пересечения, определенные при помощи разработанного алгоритма, черным — границы пересечений, определенные «вручную» в работе [13].

другим осям. В работе [13] этот метод использовался для определения минимальной вариации поля для нахождения направления нормали и выделения зоны так называемых каспов в месте разветвления магнитных потоков, выносимых в хвост магнитосферы, и замкнутых силовых линий, формирующих дневную магнитосферу. В рассматриваемом в работе случае подобная предобработка с определением нормали к фронту могла бы помочь заранее разделить случаи параллельной и перпендикулярной волны, и затем выбрать необходимую методику точного определения пересечения.

1.4 Оптимальные геометрические формы, описывающие поверхности головной ударной волны и магнитопаузы

Для правильного глобального моделирования магнитосферы планеты необходимо задать поверхности, ограничивающие как область собственно маг-

нитосферы (магнитопаузу), так и переходный слой перед ней (головную ударную волну). Ни головная ударная волна, ни магнитопауза не являются стационарными структурами. Из-за изменений динамического давления солнечного ветра они будут постоянно изменять свое положение и форму. На магнитопаузе может наблюдаться неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [16]; разнообразные погранслойные эффекты приведут к тому, что ее модельная форма будет отличаться от наблюдаемой из-за появления «волн» на поверхности токового слоя, которые КА может пересекать несколько раз. Также, у Меркурия известен эффект «двойной» магнитопаузы [17; 18], который возникает из-за значительной доли экзосферных ионов, в частности наиболее распространенных в магнитосфере планеты ионов Na^+ . Их ларморовский радиус много больше, чем у протонов, в результате чего магнитопауза приобретает сложную структуру. Таким образом, КА может пересекать каждую поверхность несколько раз (в нескольких близких точках), по сравнению с единственным пересечением модельной поверхности. Эти эффекты будут вносить свой вклад в ошибку определения координат точки пересечения и, таким образом, параметров поверхности.

Исходный массив для каждого пересечения дает по три координаты двух точек в системе MSO, которые ограничивают участок траектории, на котором КА находится в зоне головной ударной волны/магнитопаузы. В качестве координат точки пересечения удобнее всего использовать середину этого отрезка. Из-за значительного эксцентриситета орбиты Меркурия, его орбитальная скорость существенно изменяется от перигелия к афелию. Поэтому, направление на Солнце (ось x в системе MSO) из-за аберации не совпадает с направлением набегающего солнечного ветра и необходимо повернуть оси x и y на угол аберации, который определяется орбитальной скоростью Меркурия. Величины этой скорости были получены с веб сервиса NASA Horizons (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>). Скорость солнечного ветра принималась равной средней скорости в 400 км/с [19–21]. Основная причина состоит в том, что наличие теплового экрана на КА MESSENGER сильно ограничивало возможность прямых измерений параметров солнечного ветра на борту КА. Поэтому, можно либо использовать моделирование параметров солнечного ветра, которое сильно усложнит задачу, не давая существенного уменьшения ошибки из-за небольших вариаций угла аберации, либо путем учета регулярных изменений

скорости на больших масштабах, которые, однако, малы и иногда скрыты большими флуктуациями [22].

Для определения оптимальной формы поверхности головной ударной волны и магнитопаузы необходимо фитировать все полученные точки их пересечения космическим аппаратом MESSENGER различными геометрическими моделями в меркурианской солнечно-магнитосферной системе координат MSM. В ней ось x направлена от центра диполя Меркурия на Солнце вдоль направления скорости солнечного ветра, плоскость $x - z$ содержит вектор дипольного момента и ось y формирует правую тройку векторов. В системе MSM, привязанной к центру диполя, учитывается также вертикальное смещение начала координат вдоль оси z , возникающее из-за сдвига диполя относительно центра планеты.

1.4.1 Поверхность головной ударной волны

Среднюю форму головной ударной волны можно описать либо параболоидом вращения [23], либо гиперболоидом вращения [24], который переходит в конус Маха на больших расстояниях. Гиперболоид, как коническое сечение, фокус которого свободно лежит вдоль оси x в точке $x = X_0$, может быть описан следующим уравнением [24]:

$$\sqrt{(X - X_0)^2 + Y^2 + Z^2} = \frac{L}{1 + \varepsilon \cdot \cos \theta}, \quad (1.1)$$

где ε — эксцентриситет и L — фокальный параметр, который определяет размер головной ударной волны в плоскости терминатора. Полярный угол θ измеряется от положительного направления оси x вокруг точки фокуса X_0 к радиальному вектору, который направлен от точки фокуса к точке пересечения с координатами X , Y и Z . Оптимальные параметры гиперболоида были взяты из работы [13], где было получено наилучшее фитирование головной ударной волны Меркурия с изменяющимися параметрами L и ε в системе координат MSM. Параметры наилучшего фитирования следующие: фокальная точка $X_0 = 0.4 R_M$, эксцентриситет $\varepsilon = 1.02$ и фокальный параметр $L = 3.03 R_M$. Также эти параметры были получены в работе [25], где

авторы, используя свой набор пересечений головной ударной волны, получили $X_0 = 0.5067 R_M$, $\varepsilon = 1.036$, $L = 2.992 R_M$.

Для фитирования головной ударной волны параболоидом вращения было использовано уравнение с изменяющимися параболической координатой β_{bs} и параметром флэринга γ [26]:

$$\left(\frac{Z}{R_1 \beta_{bs}}\right)^2 + \left(\frac{Y}{R_1 \beta_{bs}}\right)^2 + 2\frac{X}{R_1} = \gamma^2 + \beta_{bs}^2, \quad (1.2)$$

где расстояние до подсолнечной точки головной ударной волны $R_{bs} = R_1(\gamma^2 + \beta_{bs}^2)/2$. Из этих уравнений можно получить R_{bs} для каждой точки пересечения используя следующее уравнение:

$$R_{bs} = \frac{(Y^2 + Z^2) \cdot (1 + \gamma^2/\beta_{bs}^2)}{2 \cdot \left(-X + \sqrt{X^2 + (Y^2 + Z^2) \cdot (1 + \gamma^2/\beta_{bs}^2)}\right)}. \quad (1.3)$$

На рисунке 1.12 показаны результаты фитирования всех пересечений головной ударной волны для всех витков КА MESSENGER с упомянутыми выше поверхностями с использованием функции *curve_fit* из библиотеки Python *scipy* (<https://scipy.org/>). Показано облако точек пересечений из работы [13]. Цвет точки зависит от гелиоцентрического расстояния в момент пересечения, где красные точки обозначают пересечение ближе к афелию, голубые — ближе к перигелию, а белыми — к середине. Величины параметров наилучшего фитирования являются: $R_{bs} = 1.73$, $\beta_{bs} = 3.19$ и $\gamma = 1.1 \times 10^{-5}$. В дальнейшем эти параметры будут использоваться для определения мгновенного R_{bs} для каждой точки пересечения.

Если все точки отнормировать на динамическое давление солнечного ветра, тогда рассеяние точек уменьшится. Облако точек станет более компактным и фитирование различными поверхностями даст меньшее стандартное отклонение. Фитирование как параболоидом, так и гиперболоидом хорошо описывает весь набор точек пересечения, особенно в ночной стороне, однако полученная величина фитирования параболоидом $R_{bs} = 1.73 R_M$ меньше, чем для гиперболоида ($1.89 R_M$) и чем среднее облака точек.

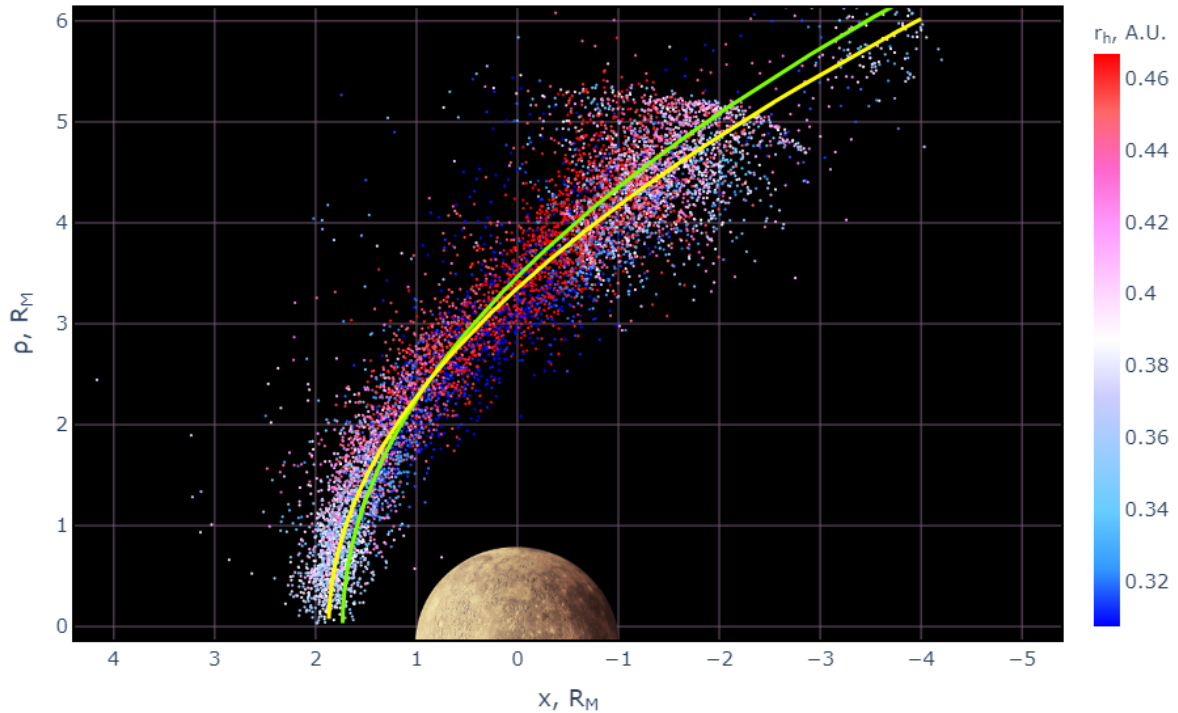


Рисунок 1.12 — Среднее положение пересечений головной ударной волны космическим аппаратом MESSENGER для всех витков КА. Цвет пересечений зависит от расстояния до Солнца (красный — для витков в афелии, голубой — для витков в перигелии и белый — для витков в середине). Точки пересечения фитированы параболоидом вращения (светло зеленая кривая) и гиперболоидом [24] (желтая кривая). Меркурий схематично показан сдвинутым на юг для учета сдвига диполя в северное полушарие.

1.4.2 Поверхность магнитопаузы

Сглаженную форму поверхности магнитопаузы Меркурия можно описать как аксиально симметричными формами (модель Шу [27] и конические сечения), в частности параболоидом вращения; так и трехмерной асимметричной поверхностью, содержащей углубления в областях каспов и различной шириной хвоста магнитосферы в направлениях север-юг и запад-восток [28]. Из всего многообразия возможных модельных поверхностей была выбрана форма Шу [27], которая хорошо зарекомендовала себя при описании земной магнитосферы и форму параболоида вращения, которая ранее использовалась для определения параметров магнитосферы Меркурия [4; 5; 29; 30]. Трехмерная асимметричная поверхность модели из работы [28] ближе к реальности, чем аксиально-симмет-

ричные модели, однако различить пересечение в области каспа и пересечение сильно сжатой дневной магнитосферы, имея один КА, очень сложно. Таким образом, для анализа данных одиночного КА MESSENGER логично рассматривать аксиально симметричные модели, указанные выше. Ограничения на координату x_{MSM} не накладывались, как делалось в работе [28], так как апогермий КА естественным образом ограничивает область рассмотрения в ночной стороне ($x_{\text{MSM}} > -4 R_{\text{M}}$). Также, были учтены пересечения со всех витков КА, не исключая интервалы, когда наблюдались корональные выбросы массы в межпланетном пространстве [31], как делалось, к примеру, в работе [32].

Расстояние до подсолнечной точки по модели Шу [27] рассчитывается при помощи следующего уравнения:

$$R_{\text{ss}} = \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^{-\alpha} \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}, \quad (1.4)$$

где $\theta = \text{tg}^{-1}(\sqrt{Y^2 + Z^2}/X)$ и α — параметр флэринга хвоста магнитосферы с оптимальной величиной, равной 0.5 в случае Меркурия [7; 13].

Поверхность параболоида вращения с фиксированной параболической координатой $\beta = \beta_{\text{m}} = 1$ и изменяющимся параметром флэринга γ в случае магнитопаузы определяется следующим образом [26]:

$$\left(\frac{Z}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{Y}{R_1} \right)^2 + 2 \frac{X}{R_1} = \gamma^2 + 1, \quad (1.5)$$

где расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы $R_{\text{ss}} = R_1(\gamma^2 + 1)/2$. Из этих уравнений можно рассчитать R_{ss} для каждой точки пересечения, используя следующее уравнение:

$$R_{\text{ss}} = \frac{(Y^2 + Z^2)(\gamma^2 + 1)}{2 \cdot (-X + \sqrt{X^2 + (Y^2 + Z^2)} \cdot (\gamma^2 + 1))}. \quad (1.6)$$

В уравнении (1.5) X , Y и Z — координаты точки пересечения магнитопаузы с орбитой КА, которая находится на поверхности параболоида с $\beta_{\text{mp}} = 1$ с расстоянием от диполя до подсолнечной точки R_{ss} .

На рисунке 1.13 показаны результаты фитирования пересечений магнитопаузы для всех витков КА MESSENGER указанными выше модельными поверхностями. Показано облако точек пересечения магнитопаузы из работы [13]. Цвет точек зависит от гелиоцентрического расстояния в момент пересечения с красными точками ближе к афелию, голубыми — ближе к

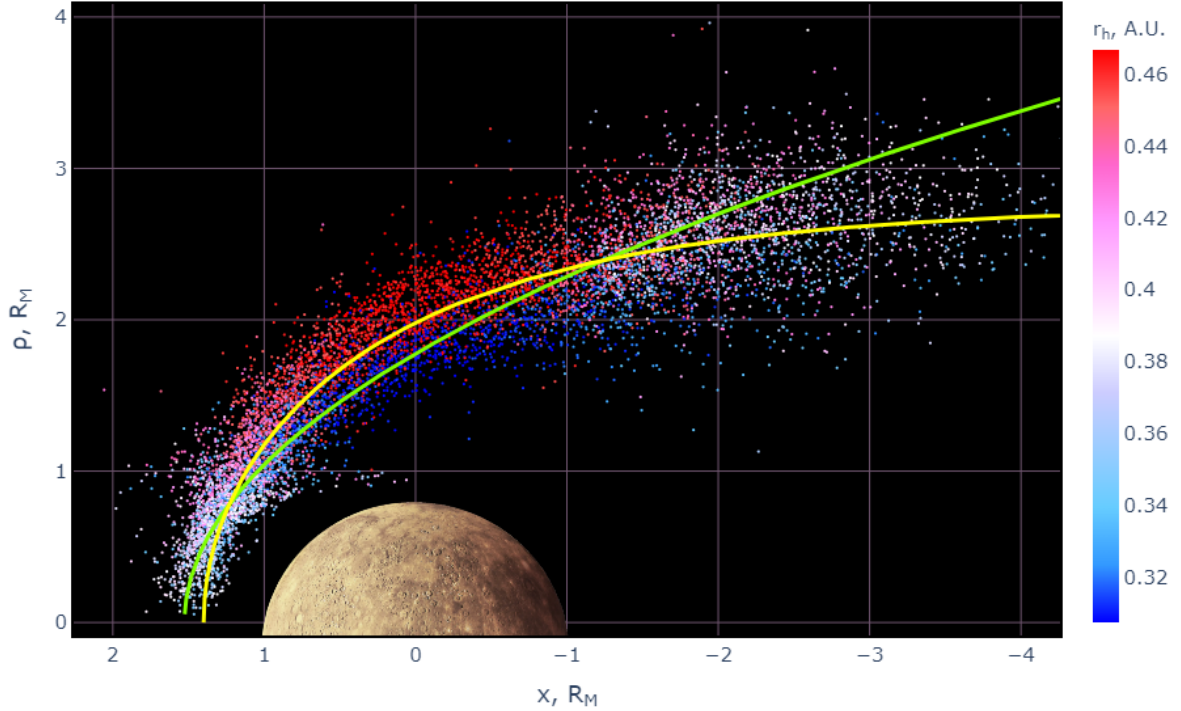


Рисунок 1.13 — Усредненное положение пересечений магнитопаузы и головной ударной волны КА MESSENGER для всех витков. Цвет точек пересечения зависит от расстояния до Солнца (красные — для витков в афелии, синие — для витков в перигелии, белые — посередине). Точки пересечения фитированы параболоидом вращения (светло-зеленая кривая) и поверхностью Шу [27] (желтая кривая). Меркурий показан сдвинутым в южном направлении для учета сдвига диполя в северном полушарии.

перигелию и белыми — в середине. Величины параметров для наилучшего фитирования равны $R_{ss} = 1.52$, $\gamma = 1.34$. Как можно видеть из рисунка, форма параболоида вращения неудовлетворительно описывает форму магнитопаузы на расстояниях $x < -3 R_M$. Из-за того, что алгоритм также фитирует удаленные точки, модель Шу [27] лучше описывает среднюю форму магнитопаузы. Таким образом, для определения мгновенного R_{ss} для каждой точки пересечения вместо оптимального $\gamma = 1.34$, полученного из фитирования, правильнее будет использовать $\gamma = 1$, которое зарекомендовало себя в описании дневной магнитосферы, которая более важна для определения R_{ss} [7; 26]. Также можно видеть, что в перигелии точки пересечения в среднем слегка ближе к планете, чем в афелии, т.е. некоторая зависимость от гелиоцентрического расстояния заметна уже здесь. Средняя величина R_{ss} , определенная для параболоида вращения, составляет $1.52 R_M$, что хорошо согласуется с оценкой $R_{ss} = 1.45 R_M$ [4;

5], полученной при помощи метода минимизации χ^2 — квадратичной невязки данных MESSENGER и модельных формул для поля вдоль траектории КА. Это совпадение свидетельствует в пользу обоих, совершенно разных, способов определения расстояния до подсолнечной точки R_{ss} .

Величины ошибки для всех моделей приблизительно такие же, как и неопределенность в положении магнитопаузы, т.е. разницы между внутренним и внешним пересечением ее поверхности. Большая неопределенность в пересечении хвоста магнитосферы связана с его возможностью в быстрые сроки сжиматься и расширяться. Изменчивость положения магнитопаузы, а также распределения пересечений магнитопаузы, накладывают некоторые фундаментальные ограничения на возможность точного определения формы границы.

1.5 Вариации магнитосферы Меркурия

Величина расстояния до подсолнечной точки контролируется, в основном, динамическим давлением солнечного ветра P_{sw} , величина которого обратно пропорциональна квадрату расстояния до Солнца r_h . Для орбиты Меркурия, которая имеет большой эксцентриситет, эта зависимость является довольно существенной — значение P_{sw} уменьшается в 2.31 раз при движении от перигелия к афелию. В первом приближении, расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы R_{ss} прямо пропорционально $P_{sw}^{-1/6}$ в предположении, что магнитосферное магнитное поле в подсолнечной точке пропорционально величине поля внутреннего диполя планеты [5]. В результате, $R_{ss} \sim r_h^{1/3}$, и оно должно изменяться в 1.15 раз за один Меркурианский год.

Изменение расстояния до подсолнечной точки в перигелии и афелии Меркурия было впервые рассмотрено при помощи уравнения баланса динамического давления солнечного ветра (по данным КА Explorer 33 и 35, полученным на расстоянии 1 а. е. и пересчитанным на орбиту Меркурия) с давлением дипольного магнитного поля, полученным на КА Mariner 10 [33]. Также, данные пересечений магнитопаузы Mariner 10 использовались для анализа среднего расстояния до подсолнечной точки при помощи аппроксимации поверхности коническим сечением [34]. Следующая оценка изменений расстояний до подсолнечной точки была получена при помощи наблюдений КА MESSENGER,

с использованием формы магнитопаузы Шу [27] и параболоида вращения для пересечений магнитопаузы (1) с 23 марта 2011 до 19 декабря 2011 [7], (2) с 24 марта 2011 по 31 октября 2014 [20], и (3) для всей миссии MESSENGER [13] с использованием «ручного» метода определения пересечений магнитопаузы из работы [7]. Следующим продвижением в работе [28] стало использование несимметричной трехмерной модели магнитосферы для изучения перпендикулярного смещения наблюдаемых координат точек пересечения магнитопаузы от поверхности модельной магнитопаузы [32; 35]. В соответствии с этими результатами, изменение направления ММП приводит к сжатию магнитосферы Меркурия на тот же порядок величины, что и из-за изменений динамического давления солнечного ветра.

Изменение расстояний до подсолнечной точки головной ударной волны ранее оценивалось в меньшем количестве работ при помощи формы конического сечения и данных КА Mariner 10 [34], данных КА MESSENGER с 23 марта 2011 по 19 декабря 2011 и формы конического сечения [7] и для всей миссии MESSENGER с тем же коническим сечением в работе [25].

Для изучения возможных эффектов вариаций магнитосферы наиболее продуктивным является рассмотрение ее глобальных пространственных параметров — расстояний до подсолнечной точки магнитопаузы R_{ss} и до головной ударной волны R_{bs} . Имея точку пересечения для каждой из этих поверхностей и для каждого витка КА, можно построить геометрическую форму искомых поверхностей и определить значения нужных параметров R_{ss} и R_{bs} . С использованием этой формы «средней» поверхности магнитосферы точка пересечения поверхности КА фактически проецируется в подсолнечную точку для данной «мгновенной» поверхности и, таким образом, можно изучить вариации данного глобального параметра магнитосферы, в отличие от работ [32; 35], где изучалось отклонение точки пересечения поверхности от ее средней формы, или от работы [25], где проводилось фитирование групп точек пересечения вблизи перигелия и афелия с выбранной формой поверхности. Рассматриваемый метод «мгновенной» поверхности уже использовался для определения пересечений магнитопаузы на КА Mariner 10, когда магнитопауза аппроксимировалась эллипсоидом вращения [36], а также в работах [13; 20], где для каждого положения магнитопаузы были рассчитаны величины R_{ss} с использованием формы магнитопаузы Шу [27] в предположении аксиальной симметрии и средним параметром флэринга $\alpha = 0.5$.

Для определения вариаций магнитопаузы была выбрана поверхность параболоида вращения, несмотря на тот факт, что поверхность Шу [27] лучше описывает среднюю форму магнитопаузы. Это было сделано из-за возможности унификации (возможности применять одинаковый тип зависимости для описания различных поверхностей) и дальнейшего использования полученных результатов, например для моделирования магнитного поля переходного слоя в параболических координатах [37], в предположении, что поверхности магнитопаузы и головной ударной волны представляют собой параболоиды вращения; а также для глобального моделирования магнитосферы Меркурия [4; 5]. Также, в работе [13] при помощи формы магнитопаузы Шу [27] и метода «мгновенной» поверхности уже были рассчитаны вариации магнитопаузы, поэтому, применяя форму поверхности параболоида вращения, можно сравнивать полученные результаты с теми, что были получены с использованием модели Шу.

1.5.1 Флэринг магнитопаузы

При рассмотрении величин R_{ss} и R_{bs} для точек пересечений во всем рассматриваемом интервале координат x_{MSM} , возникает искусственный эффект «наблюдателя», связанный с планетарным локальным временем плоскости орбиты КА. Если рассчитывать расстояния до подсолнечных точек только для нисходящей (или восходящей) части траектории КА, будут наблюдаться гораздо большие вариации. Траектория КА MESSENGER фиксирована относительно планеты, тогда как сама планета вращается вокруг Солнца и, следовательно, магнитосфера вращается вокруг географических координат планеты. Следовательно, для половины года, на нисходящей части траектории КА будет пересекать магнитосферу на дневной стороне, а для другой половины года — на ночной стороне. Когда плоскость орбиты КА проходит через плоскость терминатора, восходящая (нисходящая) часть траектории КА будет пересекать поверхность на противоположной стороне относительно плоскости терминатора, таким образом вклад флэринга будет добавляться (для ночного пересечения) и исчезать (для дневного). В результате получается бимодальное распределение расстояний от дневных и от ночных пересечений.

При построении поверхности мгновенной магнитопаузы, содержащей точку пересечения на дневной стороне, наиболее значительно изменение именно в значении R_{ss} , а вариации флэринга магнитопаузы не играют роли. В случае аппроксимации точек пересечения на ночной стороне, существенны оба фактора. Так как размер параболоида на ночной стороне обычно больше, чем реальная магнитопауза, величина R_{ss} , рассчитанная для ночного пересечения, всегда меньше, чем R_{ss} для дневного пересечения на одном и том же витке. Таким образом, для определения вариаций R_{ss} и R_{bs} , нужно рассматривать точки пересечения только на дневной стороне Меркурия. Для ночных пересечений, в $R_{ss}(t)$ и $R_{bs}(t)$ будет добавляться вклад флэринга, который приведет к дополнительному изменению этих величин. И наоборот, для изучения эффекта флэринга и его относительного вклада логично изучать как раз ночные пересечения обеих поверхностей.

1.5.2 Результаты

На рисунке 1.14 показаны расстояния до подсолнечной точки головной ударной волны и магнитопаузы в зависимости от гелиоцентрического расстояния до планеты, рассчитанные по описанному выше методу. Из рисунка видно, что как расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы, так и головной ударной волны возрастают с ростом расстояния от Солнца. Данный эффект представляет собой просто радиальный профиль давления плазмы, который при фиксированном планетарном диполе дает видимые степенные зависимости.

При фитировании зависимостью вида $f(r) = F \cdot r^b/a^b$, где $a = \langle r_h \rangle = 0.3871$ а.е. — среднее расстояние между Меркурием и Солнцем, а $F = \langle f(r) \rangle$ — среднее значение рассматриваемой величины за один оборот Меркурия вокруг Солнца. Для магнитопаузы $F = \langle R_{ss} \rangle = 1.48 R_M$, а степенной коэффициент $b = 0.29$, что близко к теоретически предсказываемой величине $1/3$, но несколько отлчно от нее. Этот эффект возможно возникает из-за индукции в ядре Меркурия [20]. Для головной ударной волны $F = \langle R_{bs} \rangle = 1.92 R_M$, а степенной коэффициент $b = 0.09$, т.е. R_{bs} хоть и возрастает с увеличением гелиоцентрического расстояния r_h , что подтверждается другими оценками [38], однако очень медленно по сравнению с R_{ss} . Таким образом, используя метод мгновенной поверхности для всех

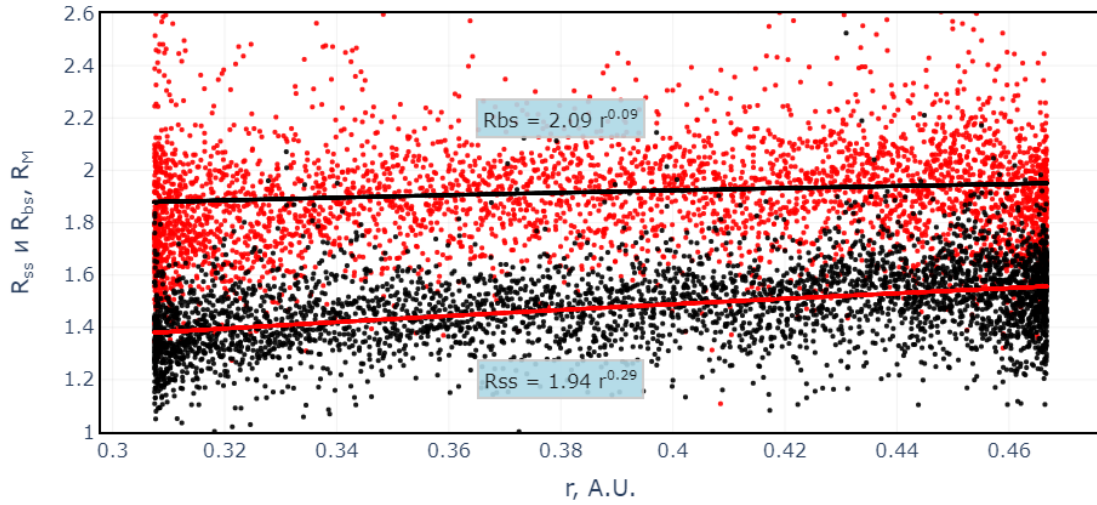


Рисунок 1.14 — Распределение расстояний до магнитопаузы и головной ударной волны в зависимости от гелиоцентрического расстояния до Меркурия, рассчитанные по координатам точек пересечений траектории КА MESSENGER с магнитопаузой (красные точки) и с головной ударной волной (черные точки). Расстояние до подсолнечной точки поверхности в радиусах Меркурия показано по вертикальной оси. Прямые наклонные линии показывают фитирование размеров магнитопаузы (черная линия) и головной ударной волны (красная линия) для всего набора данных. Вдоль горизонтальной оси отложено гелиоцентрическое расстояние до Меркурия в а. е.

витков MESSENGER, было получено, что расстояния до подсолнечной точки головной ударной волны R_{bs} изменяются от $1.88 R_M$ до $1.95 R_M$ со средней величиной $1.92 R_M$ и расстоянием до подсолнечной точки магнитопаузы R_{ss} , изменяющимся от $1.38 R_M$ до $1.55 R_M$ со средней величиной, равной $1.48 R_M$.

Сравнение полученных в различных работах результатов показано в таблицах 1 и 2. Полученная степенная зависимость R_{ss} от r_h наиболее близка к значению, полученному в работе [20], которые ограничивали свои расчеты пересечениями магнитопаузы до расстояний $X > -2 R_M$, для минимизации эффекта вариаций флэринга. Кроме того, они ограничились рассмотрением орбит с индексом активности меньше 33 [39], таким образом используя только около 1/3 от всех данных.

Значение ΔR_{ss} , полученное при помощи параболической формы магнитопаузы, очень близко к ΔR_{ss} , полученному при помощи модели Шу [27] в

Таблица 1 — Сравнение зависимостей расстояний до подсолнечной точки магнитопаузы R_{ss} Меркурия от гелиоцентрического расстояния до планеты

Работа	$\langle R_{ss} \rangle, R_M$	$\Delta R_{ss}, R_M$	Показатель степени R_{ss}
Siscoe (1975) [33]	1.9	1.7 – 2.0	—
Russell (1977) [34]	1.3	—	—
Winslow (2013) [7]	1.45	1.35 – 1.55	0.30
Zhong (2015b) [35]	1.51	1.38 – 1.65	0.42
Johnson (2016) [20]	—	—	0.29
Zhong (2020) [32]	—	1.43 – 1.60	0.22
Philpott (2020) [13]	1.46	1.40 – 1.54	—
Параболоид	1.48	1.38 – 1.55	0.29

работе [13], что говорит о том, что хотя поверхность Шу лучше описывает облако точек пересечения магнитопаузы, обе геометрические формы валидны и могут использоваться для дальнейшего изучения динамики как магнитопаузы, так и переходного слоя магнитосферы. Отношение расстояний до подсолнечной точки в перигелии и афелии составляет 1.12, что довольно близко к теоретически предсказанному значению, равному 1.15.

Таблица 2 — Сравнение зависимостей расстояний до головной ударной волны R_{bs} Меркурия от гелиоцентрического расстояния до планеты

Работа	$\langle R_{bs} \rangle, R_M$	$\Delta R_{bs}, R_M$	Показатель степени R_{bs}
Russell (1977) [34]	1.9	—	—
Winslow (2013) [7]	1.96	1.89 – 2.29	—
He (2022) [25]	—	1.92 – 2.10	—
Параболоид	1.92	1.88 – 1.95	0.09

Степенная зависимость размеров головной ударной волны R_{bs} от r_h была рассмотрена впервые в данной работе. Полученное среднее значение расстояния до подсолнечной точки головной ударной волны, равное $1.92 R_M$ находится в соответствии с другими работами.

По результатам анализа было обнаружено, что магнитопауза достигает поверхности планеты в менее, чем 1% случаев. Это несколько меньше, чем получено в работе [20], которые получили, что этот случай реализуется для 1.5–4% витков для средней формы магнитопаузы Шу. Средняя толщина подсолнечного переходного слоя в этом случае составляет $0.44 R_M$ с отношением $R_{bs}/R_{ss} = 1.3$.

Стоит отметить, что в дополнение к главному фактору, который приводит к вариациям давления солнечного ветра в зависимости от гелиоцентрического расстояния, наблюдаются также другие эффекты, которые не рассматриваются в данной главе, но которые могут играть определенную роль: эффект эрозии дневной магнитопаузы, который приводит к уменьшению расстояния до подсолнечной точки при южном ММП [36]; влияние радиального направления ММП [32; 40]; влияние магнитного поля, индуцированного в проводящем ядре планеты [20; 41].

1.5.3 Вариации межпланетного магнитного поля и магнитного поля переходного слоя Меркурия

Ориентация и величина межпланетного магнитного поля играет важную роль в динамике планетарных магнитосфер. В работе [42] были детально изучены вариации величины и направления ММП, в частности часовой угол и угол конуса ММП, а также те же величины в области переходного слоя. Однако, вызывает интерес изучение изменений скачка магнитного поля на фронте головной ударной волны при переходе из области межпланетного пространства в область переходного слоя, которому ранее не уделялось должного внимания. Для определения вектора ММП, было использовано среднее измеренное поле на отрезке от начала витка (апогермия) выбран интервал измерений с начала орбиты до первого пересечения головной ударной волны и та же величина для отрезка траектории после последнего пересечения головной ударной волны в конце витка на восходящей части. Эти две величины затем усреднялись для определения вектора ММП для данного витка. Для определения поля в переходном слое выбирался интервал от последнего пересечения головной ударной волны до первого пересечения магнитопаузы на нисходящей части траектории и от последнего пересечения магнитопаузы до первого пересечения головной

ударной волны на восходящей части траектории. Затем, величины магнитного поля для этих интервалов усреднялись. При описании вариаций скачка поля в зависимости от гелиоцентрического расстояния до Меркурия в перигелии были выбраны данные, полученные на расстояниях в диапазоне с $0.307 < r_h < 0.315$, а для афелия — $0.459 < r_h < 0.467$.

Средняя величина магнитного поля в дневном переходном слое в перигелии равна 70.38 нТл, а невозмущенное ММП — 46.98 нТл, что дает усиление $\langle V_{\text{msh}} \rangle / \langle V_{\text{IMF}} \rangle = 1.50$ — степень сжатия солнечного ветра. Такие же величины в афелии составляют 35.63 нТл и 16.99 нТл, давая таким образом $\langle V_{\text{msh}} \rangle / \langle V_{\text{IMF}} \rangle = 2.10$ (см. рисунок 1.15). Можно видеть, что отношение $\langle V_{\text{msh}} \rangle / \langle V_{\text{IMF}} \rangle$ увеличивается с увеличением гелиоцентрического расстояния в 1.4 раза. Также было рассчитано среднее отношений $\langle V_{\text{msh}} / V_{\text{IMF}} \rangle$ для каждого витка в перигелии и афелии. Это дало слегка отличные величины по сравнению с отношением средних, 1.75 в перигелии и 2.46 в афелии. Отношение этих величин также равно 1.4. Рассчитанная величина ММП V_{IMF} пропорциональна $1/r_h^{2.5}$, тогда как $V_{\text{msh}} \sim 1/r_h^{1.7}$.

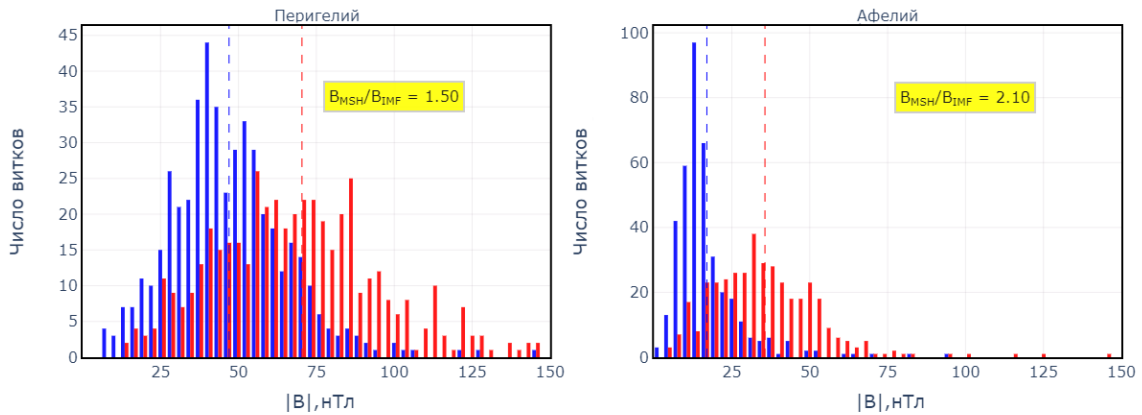


Рисунок 1.15 — Гистограмма распределений числа витков по величине ММП (синим) и такое же распределение величины магнитного поля в переходном слое (красным) для витков в перигелии (слева) и в афелии (справа). Вертикальные пунктирные линии показывают средние значения модуля поля.

1.6 Выводы

1. В работе создан способ автоматической обработки массивов данных магнитометра на борту космического аппарата на примере КА MESSENGER, позволяющий путем выделения особенностей в данных, определять пересечения головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы планеты. Сопоставление с результатами обработки данных пересечений «вручную» [13] подтверждает работоспособность разработанного алгоритма — определение координат головной ударной волны по данным магнитометра КА в 87% случаев происходит с точностью до нескольких десятков км, а магнитопаузы — в 83% витков. Показано, что определение координат головной ударной волны возможно только по данным магнитометра, без использования данных плазменных измерений. Преимуществом данного метода является возможность обработки в автоматическом режиме больших объемов данных в короткие сроки. Данная задача актуальна в свете приближающегося выхода на орбиту вокруг Меркурия КА BepiColombo, запланированного на 2025 год.
2. Точки пересечения головной ударной волны и магнитопаузы КА MESSENGER, определенные в работе [13] были использованы для определения средних форм этих поверхностей. Обе поверхности были аппроксимированы параболоидом вращения. Затем точки для каждого витка при помощи средней формы каждой поверхности были спроектированы в подсолнечные точки для определения расстояний до них и их вариаций. Расчеты показывают существование годовых вариаций положений магнитопаузы и головной ударной волны. Положения этих токовых систем сильно влияют на магнитосферное магнитное поле. Так как давление солнечного ветра на дневной магнитопаузе изменяется из-за большого эксцентриситета орбиты Меркурия вокруг Солнца, была подтверждена зависимость магнитосферы от динамического давления солнечного ветра. Индекс степенной зависимости составляет 0.29, что согласуется с полученными ранее другими методами результатами [7; 20]. По сравнению с другими работами, было впервые рассчитано расстояние до подсолнечной точки головной ударной волны, как функции

динамического давления солнечного ветра и в итоге было обнаружено, что это расстояние почти не зависит от давления.

3. Были рассмотрены вариации магнитного поля в межпланетном пространстве и переходном слое магнитосферы Меркурия для каждого витка КА. Эти величины также изменяются с гелиоцентрическим расстоянием до планеты. Кроме того, была рассчитана степень сжатия магнитного поля на фронте головной ударной волны. В среднем, величина магнитного поля во время перехода из межпланетного пространства в область подсолнечного переходного слоя возрастает в 1.5 раза в перигелии и в 2.1 раза в афелии орбиты Меркурия. Можно сказать, что ниже по потоку за фронтом магнитное поле в среднем в два раза больше невозмущенного межпланетного поля выше по потоку от головной ударной волны перед магнитосферой Меркурия.

Глава 2. Исследование условий существования радиационных поясов на примере Меркурия

Содержание данной главы основано на публикации автора АЗ из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

2.1 Введение

Основным источником плазмы в магнитосфере Меркурия является солнечный ветер, о чем свидетельствует преобладание протонов солнечного ветра в большинстве областей магнитосферы при различных условиях. Они попадают в магнитосферу в результате пересоединения на дневной магнитопаузе, но также могут попадать в магнитосферу напрямую через неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на флангах магнитопаузы [43]. Также наблюдаются тяжелые ионы, вылетающие с поверхности, и создающие давление, сопоставимое с давлением протонов. Заряженные частицы образуются либо непосредственно на поверхности, либо косвенно в результате ионизации нейтральных атомов, улетевших с поверхности. Экзосфера пополняется нейтральными частицами, возникающими в результате падения микрометеоритов, десорбции под воздействием фотонов и электронов и процессов распыления заряженными частицами [44]. В результате распыления также могут появляться ионы, но в значительно меньших объемах, около $\leq 10\%$ от всех распыленных частиц [45]. Среди магнитосферных ионов преобладают Na^+ [46], затем O^+ и ионы He^+ , с содержанием в 16% и 6.7% соответственно от группы Na^+ [47].

Вопрос о существовании захваченной радиации у Меркурия возник сразу с открытием у него собственного магнитного поля. Однако, в миниатюрной магнитосфере Меркурия тело планеты занимает почти всю переднюю часть магнитосферы, и, на первый взгляд, для радиационных поясов не остается места. Из-за слабого планетарного поля Меркурия область квазидипольной конфигурации магнитного поля находится очень близко к планете, в пределах $1 R_M$, а в остальных областях магнитосферы градиентный дрейф пренебрежимо мал по сравнению с конвективным движением $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Следовательно, на расстоянии в

пределах $\sim 1 R_M$ градиентный дрейф может играть важную роль, и, в целом может существовать очень узкое кольцо вблизи планеты у ее магнитного экватора, где частицы могут совершать полный дрейфовый оборот. В итоге возникает вопрос: возможно ли существование радиационных поясов у Меркурия в принципе, и каковы критерии формирования области захваченной радиации у некоей планеты (например, экзопланеты, находящейся на околозвездной орбите, подобной Меркурию) с дипольным магнитным полем в общем случае? Классическая теория радиационных поясов изучает механизмы наполнения и потерь частиц радиационных поясов Земли. Динамическое равновесие между этими процессами и определяет равновесный профиль пояса [48]. Заполнение радиационного пояса энергичными частицами будет осуществляться под влиянием различных механизмов наполнения и потерь частиц, подробное исследование которых в данной главе не рассматривается. Больше внимание уделено самой ловушке: где в обычном пространстве располагается область фазового пространства, отделенная от бесконечности, где потоки захваченных частиц в принципе могут существенно отличаться от интенсивности потоков частиц в окружающем космосе, и где, при сохранении точных интегралов движения, частицы могут находиться сколь угодно долго.

Потоки ионов на замкнутых силовых линиях по наблюдениям КА MESSENGER очень малы, что говорит об отсутствии на Меркурии постоянной захваченной плазмы [49]. Распределение электронов по питч-углам также предполагает, что основная часть частиц не совершает полного дрейфа вокруг планеты [50] и, следовательно, они не образуют долгоживущего радиационного пояса. Однако, при анализе потоков электронов с энергиями ~ 200 кэВ, была обнаружена периодичность, соответствующая времени азимутального дрейфа электронов вокруг планеты, но со временем жизни не более примерно пяти полных оборотов [51]. Кроме того, по результатам последних исследований данных КА MESSENGER обнаруживаются вероятные признаки частичного кольцевого тока [52].

Движение заряженных частиц в магнитосфере Меркурия исследовалось в ряде работ. Так, в статьях [53; 54] рассматривалось движение электронов, протонов, ионов натрия и кальция во время процессов диполяризации поля в хвосте магнитосферы в ходе суббури. Авторы рассматривали процессы, которые могут приводить к ускорению захваченных заряженных частиц, и их дальнейшую судьбу. Было показано, что электроны при определенных усло-

виях могут оставаться захваченными, не высыпаясь на поверхность планеты и не уходя за пределы магнитосферы. В работе [55] рассматривалось движение электронов, протонов и ионов натрия в параболоидной модели магнитного поля Меркурия [4; 5]. Авторами было показано, что возможно существование квазизахваченных частиц, которые дрейфуют вокруг планеты, проходя из приэкваториальных широт на ночной стороне магнитосферы в область высокоширотных минимумов поля вблизи каспов на сжатой дневной стороне. При этом наблюдались частицы, которые могли совершить более одного оборота вокруг Меркурия, не сталкиваясь с планетой и не выходя на магнитопаузу. Вместе с тем моделирование показало, что для выбранного диапазона энергий из-за больших гирорадиусов энергичные ионы H^+ (24 кэВ) и Na^+ (5 кэВ) будут сталкиваться с планетой или магнитопаузой, не успев совершить полный оборот по дрейфовой орбите. Таким образом, проведенные ранее моделирования движения заряженных частиц не дают однозначного ответа на вопрос о принципиальной возможности существования радиационных поясов у Меркурия.

Для изучения областей движения частиц различных энергий в магнитном поле Меркурия можно использовать теорию движения заряженных частиц Штермера [56], в результате может быть дан ответ на вопрос, существуют ли у Меркурия радиационные пояса, и могут ли они наблюдаться. Аксиальная симметрия задачи является в данном случае первым приближением, использование которого существенно снижает численную трудоемкость. Можно предполагать, что если стабильный захват не возникает в симметричном поле, то и в несимметричном он наблюдаться не будет.

2.2 Математическая формулировка задачи

В начале XX века норвежский математик Карл Штермер рассчитывал траектории движения заряженных частиц в дипольном магнитном поле для объяснения и интерпретации результатов Кристиана Биркеланда, полученных им в эксперименте с тереллой по моделированию авроральных сияний. Эксперименты Биркеланда показали, что электроны, падающие на шар с дипольным магнитным полем, создают узор, очень напоминающий авроральные области. В своих расчетах Карл Штермер обнаружил, что существуют такие траекто-

рии движения частиц, которые не могут уйти на бесконечность или прийти из бесконечности и всегда находятся в определенной разрешенной области движения. Таким образом, если в результате радиоактивного распада нейтральных частиц или после ионизации нейтрального атома или молекулы в зоне захвата образуется заряженный ион и/или электрон, то они сформируют радиационные пояса, потоки в которых определяются балансом рождения и гибели заряженных частиц.

Так как даже в простейших случаях, исключая однородное магнитное поле, решить задачу расчета траекторий без применения численных методов практически невозможно, Штермер использовал несколько упрощающих предположений: на заряженную частицу действует магнитное поле только планетарного источника (магнитный диполь), магнитные и электрические поля других источников, включая сами потоки заряженных частиц, не учитываются [56]. Геометрия задачи была ограничена аксиально симметричным случаем — магнитный момент диполя направлен вдоль оси вращения планеты. Для полного аналитического решения задачи необходимо найти три интеграла движения. В данной задаче закон сохранения обобщенного углового момента частицы следует из изотропии пространства (Лагранжиан не изменяется относительно поворота системы координат); закон сохранения энергии возникает в результате того, что Лагранжиан не изменяется относительно сдвига по времени. Третий интеграл движения найти невозможно. Штермер получил форму разрешенных и запрещенных областей, анализируя специальный параметр γ , который определяет проекцию момента импульса на меридиональную плоскость. Условие, что эта проекция должна быть меньше абсолютной величины самого момента определяет геометрию разрешенных и запрещенных зон движения заряженных частиц. Частицы с различными энергиями имеют различные γ . Анализ Штермера имеет свое основное применение в предсказании геомагнитного обрезания космических лучей, т.е. в определении областей куда могут попасть частицы космических лучей. На «побочный» продукт анализа Штермера — форму области захвата в аксиально-симметрично поле до настоящего времени не уделялось достаточно внимания. В то же время, изучение топологии областей движения заряженных частиц является интересной задачей, которая позволяет понять процессы, происходящие в магнитосфере на глобальном уровне.

Уравнения движения заряженной частицы в электромагнитном поле в случае осевой симметрии удобно рассматривать в цилиндрических координатах. В

ней положительная ось z направлена на север планеты, дипольный момент \mathbf{M} расположен в начале координат и направлен в отрицательном направлении оси z . Сохраняя аксиальную симметрию и тем самым сохраняя условия применимости анализа Штермера, можно добавить внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси z . Радиус планеты обозначается как R_p . Также в задаче используются следующие предположения Карла Штермера: магнитное поле стационарно; потери энергии на генерацию излучения частицы при ее движении в магнитном поле игнорируются.

В лагранжевой формулировке уравнение движения можно записать в виде [57]:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0,$$

где L — функция Лагранжа заряженной частицы в релятивистском случае [58]:

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \dot{\mathbf{r}}^2/c^2} + \frac{Ze}{c} (\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)) - e\Phi(\mathbf{r}, t),$$

где $\dot{\mathbf{r}} = (\dot{\rho}, \rho\dot{\phi}, \dot{z})$ — скорость частицы, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ и $\Phi(\mathbf{r}, t)$ — векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля, Z — заряд частицы в единицах заряда электрона, m — масса частицы, c — скорость света.

Из-за отсутствия электрического поля в задаче Штермера скалярный потенциал электромагнитного поля можно не учитывать. Рассматриваемая конфигурация магнитного поля имеет осевую симметрию, поэтому в цилиндрической системе координат лагранжиан не зависит от азимутального угла ϕ , а значит, по теореме Нетер обобщенный угловой момент (первый интеграл движения) сохраняется вдоль траектории:

$$P_\phi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \frac{m\rho^2\dot{\phi}}{\sqrt{1 - \dot{\mathbf{r}}^2/c^2}} + \frac{Ze}{c}\rho A_\phi = \text{const} \quad (2.1)$$

Полная энергия частицы в лагранжевой формулировке равна:

$$H = \dot{\mathbf{r}} \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{r}}} - L = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \dot{\mathbf{r}}^2/c^2}} \quad (2.2)$$

Поскольку излучение энергии частиц отсутствует, полная энергия частицы H в постоянном магнитном поле будет сохраняться, и из уравнения (2.2) можно получить:

$$\dot{r}^2 = v^2 = \text{const}$$

Другими словами, квадрат скорости частицы v^2 также является константой в отсутствие электрического поля (второй интеграл движения). Перепишем это выражение, используя компоненты скорости в цилиндрических координатах и перейдя к интегрированию вдоль дуги траектории s ($ds = v dt$):

$$\left(\frac{d\rho}{ds}\right)^2 + \left(\rho \frac{d\varphi}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 = 1 \quad (2.3)$$

Выразим $\dot{\varphi}$ из уравнения (2.1) и подставим туда квадратный корень из уравнения (2.2):

$$\rho \dot{\varphi} = \frac{c^2}{H} \left(\frac{P_\varphi}{\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{c} \right)$$

Из релятивистских соотношений можно получить соотношение $pc^2 = vH$, где p — импульс частицы; затем, выражая $c^2/H = v/p$ и переходя от интегрирования по dt к интегрированию по ds окончательно получаем:

$$\rho \frac{d\varphi}{ds} = \frac{v_\varphi}{v} = \frac{P_\varphi}{p\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{pc} \quad (2.4)$$

После подстановки этого соотношения в уравнение (2.3):

$$\left(\frac{d\rho}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 + \left(\frac{P_\varphi}{p\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{pc}\right)^2 = 1$$

Для ясности перепишем это уравнение, используя выражение из уравнения (2.4):

$$\left(\frac{d\rho}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 = Q = 1 - \left(\frac{P_\varphi}{p\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{pc}\right)^2 = 1 - \left(\frac{v_\varphi}{v}\right)^2 \quad (2.5)$$

где Q — кинетическая энергия движения частицы в меридиональной плоскости [56].

Как видно из уравнения (2.5), при движении частицы должно выполняться условие $0 \leq (v_\varphi/v)^2 \leq 1$, так что движение заряженной частицы в аксиально-симметричном магнитном поле находится в областях меридиональной плоскости, для которых выполняется условие $-1 \leq v_\varphi/v \leq 1$ — это разрешенные области движения частицы. Области, для которых $(v_\varphi/v)^2 > 1$, запрещены.

Граница между этими областями определяется равенством компоненты скорости v_φ и скорости частицы v ; в этот момент частица разворачивается на границе и начинает двигаться в обратном направлении. Наличие границ областей движения заряженных частиц позволяет провести качественный анализ их движения при произвольном векторном потенциале $A_\varphi(\rho, z)$. Минимальное значение доли кинетической энергии Q , связанной с движением в меридиональной плоскости $(\rho - z)$, равно 0; в этот момент скорость частицы перпендикулярна плоскости меридиана, а проекция скорости на плоскость $(\rho - z)$ меняет знак, т.е. частица после достижения точки, где $Q = 0$, поворачивается назад. Следовательно, линия $Q = 0$ в плоскости $(\rho - z)$ ограничивает область, недоступную для частиц.

В этих условиях в фазовом пространстве образуются области захвата, отделенные от бесконечности запрещенными для движения областями (куда частицы не могут попасть из-за сохранения точных интегралов движения при любых начальных условиях). В зависимости от начальных условий, траектории частиц данной энергии могут иметь характер рассеяния — частицы приходят из бесконечности, меняют направление своего движения вблизи диполя и снова уходят в бесконечность, отклоняясь на угол рассеяния. Или, если их положение и обобщенный угловой момент удовлетворяют условиям Штермера, частицы совершают конечное движение, заполняя разрешенные области Штермера и формируя потоки захваченных частиц. Этому моменту уделяется мало внимания в оригинальной работе Карла Штермера [56], который в основном интересовался расчетом областей проникновения частиц космических лучей, т.е. только тех частиц, которые исходят из бесконечности.

Поверхность $Q = 0$, разделяющая разрешенную и запрещенную области движения, определяется из уравнения (2.5):

$$Q = 1 - \left(\frac{P_\varphi}{p\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{pc} \right)^2 \quad (2.6)$$

Определим радиус Штермера r_{st} , параметр Штермера γ и безразмерную переменную R следующим образом [56]:

$$r_{st} = \sqrt{\frac{|ZeM|}{pc}}; \quad \gamma = \frac{P_\varphi}{2pr_{st}}; \quad R = \frac{r}{r_{st}} \quad (2.7)$$

где Z — заряд частицы, измеренный в абсолютных величинах заряда электрона e , p — ее импульс, P_φ — обобщенный момент импульса, c — скорость света.

Радиус Штермера выступает в качестве масштабного фактора. В чисто дипольном поле он определяет радиус кривизны неустойчивой круговой траектории, лежащей при $\gamma = 1$ на расстоянии r_{st} в экваториальной плоскости диполя. В этом случае, r_{st} одновременно является ларморовским радиусом.

Перепишем уравнение (2.6) с учетом вновь введенных величин и выражая расстояние в единицах Штермера:

$$Q = 1 - \left(\frac{2\gamma}{\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{pc} \right)^2 \quad (2.8)$$

Размер разрешенных областей движения, как видно из уравнения (2.8), будет разным для частиц с разной энергией и с разным γ . Неравенство $Q \geq 0$ определяет область разрешенного движения частиц. Переход к штермеровским единицам длины позволяет единообразно анализировать движение частиц разных энергий. Величины радиуса Штермера для электронов, протонов и ионов Na^+ приведены в таблице 3.

Таблица 3 — Радиусы Штермера электронов, протонов и однозарядных ионов натрия при различных энергиях.

Энергия	1 кэВ	10 кэВ	100 кэВ	1 МэВ	10 МэВ
$r_{st}(e^-), R_M$	66.25	37.17	20.47	9.94	3.66
$r_{st}(H^+), R_M$	10.12	5.69	3.20	1.80	1.01
$r_{st}(Na^+), R_M$	4.63	2.60	1.46	0.82	0.46

Векторный потенциал A_φ в используемом приближении будет представлять собой сумму потенциалов дипольного поля и направленного вдоль оси диполя однородного внешнего поля, имитирующего поле токовых магнитосферных систем:

$$A_{dip,\varphi} = \frac{M\rho}{r^3}, \quad A_{e,\varphi} = \frac{\rho b_e}{2} \quad (2.9)$$

Это однородное поле не нарушает аксиальной симметрии векторного потенциала, что позволяет использовать весь аппарат теории Штермера. Для его оценки можно использовать величину поля токов на магнитопаузе, которые могут являться преобладающим вкладом от магнитосферных источников, а вклад

токов хвоста и кольцевого тока (который, если и есть, то очень слабый) можно считать малым. Таким образом, в описываемой постановке задачи внешнее поле описывает в первом приближении поле токов магнитопаузы внутри магнитосферы. Перепишем уравнение (2.8), используя выражения для векторных потенциалов (2.9) и единиц Штермера (2.7):

$$Q = 1 - \left[\frac{2\gamma r_{st}}{\rho} - \text{sign}(ZM) \cdot r_{st}^2 \left(\frac{\rho}{r^3} + G\rho \right) \right]^2 \geq 0, \quad (2.10)$$

где введен коэффициент $G = \frac{b_e}{2M} = -\frac{b_e}{2B_{eq}R_M^3}$. Если перейти к безразмерным переменным, то величина

$$G' = Gr_{st}^3 = -\frac{b_e}{2B_{eq} \left(\frac{R_M}{r_{st}} \right)^3} = -\frac{b_e}{2b_{st}} \quad (2.11)$$

равна взятой с отрицательным знаком половине отношения внешнего поля к полю b_{st} диполя в плоскости экватора на расстоянии радиуса Штермера. Безразмерная константа G' , характеризующая роль однородного поля при формировании радиационных поясов, зависит от величины радиуса Штермера и различна для различных типов частиц.

Этот подход позволяет в первом приближении рассмотреть разрешенные области движения частиц в магнитосфере Меркурия. В связи с тем, что на дневной стороне область возможного захвата частиц ограничена магнитопаузой, а на ночной — областью токового слоя хвоста, логично рассматривать именно эти ограничения на размеры возможной области захвата в симметричном случае. В данном моделировании расстояние от центра диполя до магнитопаузы было принято равным $R_{ss} = 1.4 R_M$.

В случае чисто дипольного поля при $\gamma > 0$ уравнение $Q = 0$ имеет три положительных корня $r(\theta)$ (при $0 < \gamma < 1$ — не при всех θ) [56]. При этом, для $\gamma > 1$ существуют две разрешенные зоны: бесконечная внешняя и изолированная внутренняя, заключенная во внутренней части сферы с радиусом r_{st} . С уменьшением параметра γ размер внутренней разрешенной зоны возрастает, а граница внешней, в свою очередь, приближается извне к сфере с радиусом Штермера, и при $\gamma = 1$ на экваторе происходит слияние двух разрешенных зон. При дальнейшем уменьшении γ при таких полярных углах θ , что $\sin \theta > \gamma^{2/3}$, объединенная разрешенная область имеет раствор, через который заряженные

частицы могут покидать окрестности планеты или поступать во внутреннюю зону.

При наложении однородного внешнего поля уравнения границ разрешенных зон можно выразить, как решения уравнений для $\theta(r)$:

$$\sin^2 \theta (1 + G'r'^3) \pm r'^2 \sin \theta - 2\gamma r' = 0 \quad (2.12)$$

Дальнейший анализ был проведен для протонов с энергией 100 кэВ, штермеровский радиус которых равен $3.2 R_M$ (табл. 3). Для внешнего однородного поля в численных расчетах использовалось значение $b_e = 50$ нТл, полученное согласно следующим оценкам. Величина магнитного поля, созданного токами на магнитопаузе, составляет порядка $b_{CF} = 47$ нТл на границе ядро-мантия [59]. С другой стороны, оценка направленного на север главного члена разложения поля токов на магнитопаузе по сферическим гармоникам может быть получена для параболоидной модели из формулы (8) работы [60]. Ее можно преобразовать для Меркурия как $b_e = b_{CF}/2$, где b_{CF} — поле токов на магнитопаузе в подсолнечной точке, равное $b_{CF} = 1.44 b_{\text{dip}}|_{z=0, \rho=R_{\text{mp}}}$ нТл, и, соответственно, $b_e = 50.38$ нТл. Для сравнения — дипольное поле в подсолнечной точке равно 71.06 нТл. В итоге, согласно принятой оценке $G' = -4.2717$. При этом, при $\gamma > -\frac{1}{8G'} = 0.029$ также имеется замкнутая и ограниченная в пространстве внутренняя разрешенная область. Решения первого из уравнений (2.12) описывают внешнюю границу этой разрешенной области (первое или оба — зависит от значения γ), а $\theta_3(r)$ — внутреннюю:

$$\sin \theta_{1,2} = \frac{-r'^2 \pm \sqrt{r'^4(1 + 8\gamma G') + 8\gamma r'}}{2 \cdot (1 + G'r'^3)}$$

$$\sin \theta_3 = \frac{r'^2 + \sqrt{r'^4(1 + 8\gamma G') + 8\gamma r'}}{2 \cdot (1 + G'r'^3)}$$

Если радиус Штермера при заданном моменте диполя и заряде частицы зависит только от абсолютного значения ее импульса (иначе говоря, от энергии), то параметр γ зависит через азимутальную компоненту обобщенного момента импульса P_ϕ (2.7) и от его направления (а также от положения частицы в пространстве). Сохранение γ вдоль траектории позволяет выразить этот интеграл движения через координаты точки старта частицы и углы, задающие начальное направление скорости. Если поместить частицу в некоторую точку пространства и задать направление ее скорости, то вычисленное γ будет таким,

что частица окажется в пределах разрешенной зоны. Далее будут рассмотрено движение нерелятивистских частиц (протонов), траектории которых проходят через точки, расположенные в экваториальной плоскости. В этом случае анализ по теории Штермера можно связать с классическим описанием движения частиц через питч-угол и фазу следующим образом:

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R'} + \text{sign}(ZM) \cdot R' \sin \alpha_{\text{eq}} \sin \varphi_{\text{eq}} + R'^2 G' \right), \quad (2.13)$$

где R' — начальное расстояние от диполя, α_{eq} — начальный питч-угол, φ_{eq} — начальный фазовый угол ларморовского вращения. В общем случае фазовый угол φ представляет собой угол между проекцией вектора скорости на плоскость, перпендикулярную к \mathbf{B} , т.е. v_{\perp} , и проекцией на нее же орта \mathbf{e}_r сферической системы координат.

2.3 Параметры разрешенной области движения

Как упоминалось выше, разрешенные области движения частицы определяются условием $-1 \leq v_{\varphi}/v \leq 1$. На ближайшей и дальней к планете границах разрешенной области $|v_{\varphi}| = v$, после чего частица движется в обратном направлении, $|v_{\varphi}|$ уменьшается и в какой-то момент стремится к нулю. Напишем уравнение (2.4) для этого случая:

$$\frac{v_{\varphi}}{v} = \frac{P_{\varphi}}{p\rho} - \frac{ZeA_{\varphi}}{pc} = 0$$

Используя соотношения (2.7), можно получить:

$$2\gamma = \frac{Ze}{pc} \rho A_{\varphi}$$

В рассматриваемой задаче γ является константой, которая задана начальным параметром; отношение Ze/pc также постоянно, тогда окончательно получаем:

$$\rho A_{\varphi} = \text{const} \quad (2.14)$$

Нетрудно показать, что уравнение (2.14) — это уравнение силовой линии магнитного поля в цилиндрических координатах, предполагающее осевую симметрию. Таким образом, в разрешенной области движения захваченная частица движется вокруг силовой линии магнитного поля; это уравнение является также уравнением ведущего центра частицы. Частица колеблется между двумя концами разрешенной области, где расположены зеркальные точки.

В качестве примера рассмотрим случай дипольного поля. Используя уравнения (2.4) и (2.7) и уравнение векторного потенциала (2.1) для границ разрешенной области, получаем:

$$\frac{v_\varphi}{v} = \frac{2\gamma}{\rho} - \frac{\rho}{r^3} \quad (2.15)$$

Если рассматривать случай, когда $v_\varphi/v = 0$, то с учетом того, что в сферических координатах $\rho = r \sin \theta$ перепишем уравнение (2.15), как:

$$r = \frac{1}{2\gamma} \sin^2 \theta \quad (2.16)$$

Если рассматривать движение диполя в экваториальной плоскости, то $\theta = 90^\circ$ и получаем:

$$r_{\text{eq}} = \frac{1}{2\gamma} \quad (2.17)$$

Если подставить выражение (2.17) в уравнение (2.16), то получим известное уравнение силовой линии диполя планеты:

$$r = r_{\text{eq}} \sin^2 \theta$$

Границы разрешенной области движения определяются равенством ± 1 в уравнении (2.15), и, как только что было показано, центр этой области соответствует положению ведущего центра частицы. Таким образом, расстояние, на котором находится частица в середине своей разрешенной области задается уравнением:

$$r_{\text{cen}} = R_{\text{cen}} \sin^2 \theta = \frac{r_{\text{st}}}{2\gamma} \sin^2 \theta \quad (2.18)$$

и при $\gamma \gg 1$ проходят приблизительно по центру внутренней разрешенной области, а при значениях γ , приближающихся к единице, сдвинуты от него в

сторону внутренней границы разрешенной области. Для общего случая положение силовой поверхности $Q = 1$ можно вычислить по формуле:

$$\sin^2 \theta_{\text{cen}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\frac{1}{r'} + G'r'^2}} \quad (2.19)$$

2.4 Характер движения частиц в области захвата

Движение частицы во внутренней области захвата представляет собой комбинацию трех периодических движений: ларморовского вращения вокруг силовой линии $Q = 1$, колебаний с отражениями от магнитных пробок на высоких широтах (так называемых баунс-колебаний) и дрейфа по азимуту вокруг планеты. При достаточно большом значении γ частицы со сравнительно малыми $\sin \alpha_0$ (где обозначено $\alpha_0 = \alpha_{\text{eq}}$ при $\varphi_{\text{eq}} = 0$) движутся по винтообразным траекториям, которые в проекции на плоскость $\rho - z$ близко прилегают к этой силовой линии и оказываются расположенными по отношению к ней внутри траекторий частиц, чей изначальный питч-угол ближе к 90° . Границы внутренней разрешенной зоны являются интегральными кривыми в том смысле, что существуют две причины уменьшения ширины ее краев, имеющих форму «рогов», при удалении θ от 90° в сторону нуля или 180° . Во-первых, те частицы, которые могли близко подходить к краям разрешенной зоны на экваторе, имеют питч-углы, близкие к 90° и при своем движении не проникают далеко к полюсам, поскольку испытывают отражение. Во-вторых, за счет усиления поля и увеличения перпендикулярной компоненты скорости происходит уменьшение радиусов ларморовских кружков тех частиц, для которых тот или иной участок «рога» еще достижим.

Первым параметром, от которого зависит возможность удержания частиц данной энергии, является соотношение между радиусом планеты R_p и ее радиусом Штермера. Первое очевидное ограничение возникает из условия $r_{\text{st}} > R_p$. Если кинетическая энергия движения частицы превышает некоторое пороговое значение, то ее радиус Штермера оказывается меньше планетарного радиуса, а значит внутренняя разрешенная область заведомо не появляется над поверхностью. Поэтому для частиц определенного диапазона энергий существование

радиационных поясов уже невозможно. Для несмещенного диполя в отсутствие внешнего поля это пороговое значение рассчитывается по формуле

$$K_{th} = mc^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{ZeM}{mc^2 R_p^2} \right)^2} - 1 \right]$$

и при радиусе и магнитном моменте Меркурия составляет 10.4 МэВ, а для Земли — около 57 ГэВ. Для частиц с энергией, превышающей пороговую, влияние магнитосферы сводится к широтному эффекту для космических лучей.

Второе ограничение возникает из-за условий на параметр γ . С одной стороны, должно выполняться условие выхода внутренней разрешенной зоны из-под поверхности планеты, что происходит при $\gamma = \gamma_{in}$ (таблица 4). При этом значении существует единственная захваченная траектория, с питч-углом $\alpha = 90^\circ$. С другой стороны, траектории не должны задевать магнитопаузу. При уменьшении γ внутренняя разрешенная зона впервые касается магнитопаузы, когда $\gamma = \gamma_{out}$. Однако поскольку в плоскости экватора между внешним краем траектории, который положительно заряженная частица в поле направленного к югу диполя проходит с фазовым углом $\varphi = 270^\circ$, и краем разрешенной зоны у тех частиц, питч-угол которых отличен от 90° , имеется зазор, то окончательное исчезновение захваченных траекторий происходит при $\gamma = \gamma_{fin} < \gamma_{out}$ (таблица 4). Лежащие в плоскости магнитного экватора траектории с $\gamma \in [\gamma_{out}, \gamma_{in}]$ не покидают ее и являются при рассматриваемых условиях захваченными неограниченное время. При $\gamma < \gamma_{in}$ к ним примыкает область устойчивых траекторий с питч-углами $\alpha_0 \in [\alpha_{th1}, 180^\circ - \alpha_{th1}]$, удерживаемые на временах, превышающих представляющие интерес. Таким образом, для существования захваченной радиации необходимо выполнение условия $\gamma_{out} < \gamma_{in}$. На величины пороговых значений α_{th1} в общем случае влияет как геометрия области возможного движения частиц (расстояние до магнитопаузы, радиус планеты, сдвиг диполя), так и нарушение сохранения 1-го адиабатического инварианта [61]. Значимость второго из этих факторов возрастает при уменьшении как γ , так и внешнего магнитного поля. Учитывая изменчивость магнитосферы Меркурия на интервале минут, для оценок пороговых углов был выбран заведомо превышающий рассматриваемые далее времена интервал в 20 мин. В диапазоне $\gamma \in [\gamma_{fin}, \gamma_{out}]$ удерживаются частицы с питч-углами $\alpha_0 \in [\alpha_{th1}, \alpha_{th2}] \cup [180^\circ - \alpha_{th2}, 180^\circ - \alpha_{th1}]$.

Таблица 4 — Характерные значения параметра γ при различных энергиях протонов (значение γ_{fin} определялось из условия удержания в течение 20 мин при счете в прямом направлении по времени).

Внешнее однородное поле	Отсутствует			50 нТл		
	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ
Энергия	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ
γ_{in}	2.8072	2.1926	1.4735	2.4486	1.9074	1.2719
γ_{out}	2.1562	1.7716	1.3620	1.4297	1.1939	0.9535
γ_{fin}	2.1244	~ 1.747	~ 1.358	1.4063	1.1692	0.9354
	$39.59^\circ)^a$	(45.6°)	(69.5°)	(51.80°)	(53.78°)	(60.88°)

Возможность длительного удержания частиц существенно зависит от их энергий. При более низких энергиях отношение радиуса Штермера к радиусу планеты выше, и частицы, чьи траектории оказываются расположенными между поверхностью планеты и магнитопаузой, обладают более высокими γ , что приводит к лучшему их удержанию. Из полученного второго ограничения следует, что для Меркурия при внешнем однородном поле 50 нТл предельной является кинетическая энергия протонов около 340 кэВ, когда $\gamma_{out} = \gamma_{in} = 0.84$. При дальнейшем анализе было рассмотрено близкое по порядку величины к предельному значение энергии 100 кэВ. Периоды ларморовского вращения, баунс-колебаний и дрейфового движения для протонов этой энергии приведены в табл. 5. Период ларморовского вращения рассчитывался, как фактический интервал времени между максимальными удалениями от силовой поверхности $Q = 1$. Это время различно для разных ларморовских оборотов, так как при приближении к точке отражения компонента скорости, перпендикулярная к магнитному полю, возрастает (за счет уменьшения продольной), а ларморовский кружок меньше, поэтому этот период затем усреднялся. Что касается баунс-колебаний, то их период определялся как интервал времени между двумя максимальными отклонениями в одну сторону от экватора по полярному углу. Времена баунс-колебаний в случае, если положение точки отражения меняется со временем, тоже различны, поэтому они также усреднялись.

Таблица 5 — Усредненные периоды ларморовского вращения t_{gyr} и баунс-колебаний t_b , а также период 1-го оборота при дрейфовом движении t_{az} для протонов с кинетической энергией 100 кэВ при различных значениях γ и угла α_0 , $b_e = 50$ нТл.

γ	α_0	t_{gyr}, c	t_b, c	t_{az}, c
γ_{in}	90°	0.3222	–	38.59
γ_{out}	61.75°	0.4058	3.752	35.32
	90°	0.4589	–	43.51
γ_{fin}	60.88°	0.4111	3.801	35.35

2.5 Разновидности траекторий частиц в возможной области захвата

2.5.1 Численный счет

Расчет траекторий частиц велся с помощью метода, описанного в работе [62], в которой уравнения движения частицы были переписаны с учетом сохранения интегралов движения, а дифференцирование производилось не по времени, а по длине пути ds , и расстояния при этом измерялись в единицах радиуса Штермера. Формулы из работы [62] были модифицированы с целью учета наличия внешнего однородного поля и имеют вид (штрихи для краткости опущены):

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{ds^2} = h \left(\frac{2\gamma}{\rho^2} + \frac{z^2 - 2\rho^2}{r^5} + G \right) \\ \frac{d^2z}{ds^2} = -h \frac{3\rho z}{r^5} \\ \frac{d\varphi}{ds} = \text{sign}(ZM) \frac{h}{\rho} \end{cases}$$

где $h = \frac{2\gamma}{\rho} - \rho \left(\frac{1}{r^3} + G \right)$. Данный способ расчета траекторий позволяет эффективно понизить размерность задачи, так что она становится менее тру-

доемкой. Численное интегрирование траекторий производилось при помощи многошагового метода Адамса–Башфорта–Моултона переменного порядка. Это дало возможность рассматривать траектории до $10^4 - 10^5$ частиц.

Для сравнения, в работе [63] на суперкомпьютере при гибридном моделировании процесса заполнения магнитосферы Меркурия солнечными протонами помещали в начальный момент в каждый узел численной сетки (шаг 175 км, т.е. $\sim 0.07 R_M$) 16 частиц, что дает полное число частиц 3.2×10^8 . Это примерно такое же число частиц, как и в описанном в данной главе методе, если по каждому пространственному направлению выбрать по двадцать узлов сетки. Наблюдаемая средняя концентрация протонов солнечного ветра на орбите Меркурия, согласно [63], $\sim 30 \text{ см}^{-3}$, что дает 1.47×10^{23} частиц в ячейке выбранной ими численной сетки, т.е. один протон в моделировании [63] представлял 9.2×10^{21} реальных частиц.

2.5.2 Результаты моделирования

В работе были рассмотрены наборы из траекторий 30'000 протонов, стартовая точка которых располагалась на расстоянии R от диполя при $z = 0$, а направления скорости выбирались случайно с изотропным распределением в пространстве (т.е. с равномерным по φ_{eq} и пропорциональным $\sin \alpha_{\text{eq}}$ по α_{eq}). Можно показать, что при данных условиях частицы обладают равномерным распределением по γ (уравнение (2.13)) в диапазоне от $\gamma_{\text{min}} = 0.5(1/R' + R'^2 G' - R')$ до $\gamma_{\text{max}} = 0.5(1/R' + R'^2 G' + R')$. Их движение рассматривалось на интервале времени $t = 60$ с в прямом направлении во времени и на таком же — в обратном. Частица, которая удерживалась таким образом в совокупности 2 мин, что приблизительно втрое превышает характерные периоды дрейфовых оборотов, считалась захваченной.

Возможны следующие варианты поведения траектории в течение заданного интервала времени (рис. 2.2):

1. Пересечение поверхности планеты (высыпание).
2. Нахождение на расстоянии между радиусом планеты R_P и магнитопаузой или радиусом Штермера r_{st} , если он меньше ее (захват).
3. Выход за пределы магнитопаузы / радиуса Штермера (вылет).

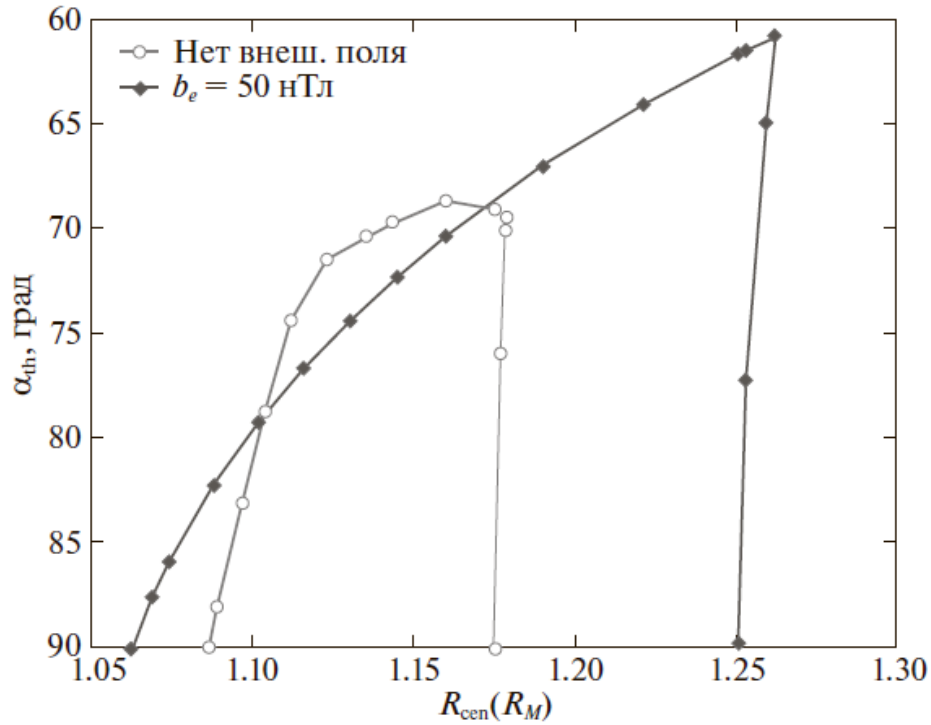


Рисунок 2.1 — Пороговые значения начального питч-угла α_{th1} (толстые линии) и α_{th2} (тонкие линии) при различных R_{cen} (см. уравнения (2.18), (2.19) при времени удержания 20 мин в ситуациях отсутствия внешнего однородного поля и его наличия ($b_e = 50$ нТл).

Как следует из полученных результатов (рис. 2.1 и 2.2), в случае Меркурия удержание частиц возможно лишь в довольно узкой приэкваториальной области. При этом, как будет продемонстрировано далее, захваченные частицы данной энергии, потенциально фиксируемые в плоскости экватора, составляют лишь долю от тех частиц, которые могут регистрироваться детектором в данной точке.

Аналогично и с поведением частицы в прошлом: частица может быть выбита с поверхности планеты, удерживаема или прилететь из-за пределов магнитопаузы (радиуса Штермера). С учетом этого можно представить разновидности траекторий частиц в виде матрицы размером 3×3 . Было обнаружено, что в указанных условиях доля захваченных частиц составляет до $1/4$ от общего числа частиц в зависимости от R (таблица 6).

Для описания ситуации в точке наблюдения также были построены карты, на которых отображена зависимость дальнейшей судьбы частиц от их начальных питч- и фазового углов (рис. 2.3). На картах проведены изолинии γ_{in} , γ_{out} и γ_{fin} . Из этих карт следует, что в случае нахождения детектора частиц на рас-

Таблица 6 — Распределение по типам траекторий при различных начальных расстояниях R , статистика по 30 тыс. частиц, траектории рассчитывались на интервале времени $t = 60$ с.

R, R_M	Выбитые и затем выпавшие, %	Ранее захваченные, но затем выпавшие, %	Прилетевшие, и затем выпавшие, %
1.10	80.25	0.07	—
1.15	71.18	0.01	—
1.20	58.75	< 0.01	0.83
1.25	44.35	0.02	1.52
1.30	32.63	0.02	2.16
1.35	20.05	—	3.65
R, R_M	Выбитые и затем захваченные, %	Стабильно захваченные (в прошлом и будущем), %	Прилетевшие, и затем захваченные, %
1.10	0.07	19.62	—
1.15	0.02	25.24	< 0.01
1.20	< 0.01	18.96	—
1.25	0.02	16.69	—
1.30	0.02	13.83	—
1.35	—	9.64	—
R, R_M	Выбитые и затем улетевшие, %	Ранее удерживавшиеся, но затем улетевшие, %	Пролетные (прилетевшие, и затем улетевшие), %
1.10	—	—	—
1.15	—	—	3.54
1.20	0.79	—	20.67
1.25	1.63	< 0.01	35.78
1.30	2.01	—	49.33
1.35	3.77	< 0.01	62.89

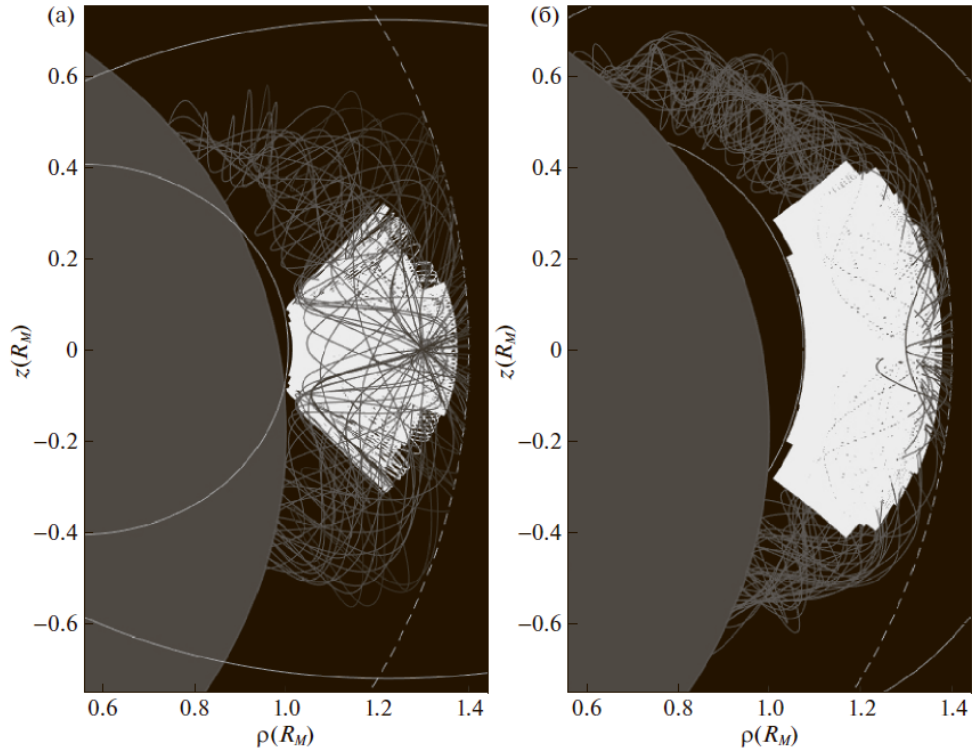


Рисунок 2.2 — Траектории движения протонов с энергией 100 кэВ, запущенных с расстояния $R = 1.3 R_M$ со случайно выбранными питч- и фазовыми углами, а) чисто дипольное поле, $t = 25$ с, 70 частиц, включая 8 захваченных; б) сумма дипольного и однородного полей, $t = 60$ с, 80 частиц, включая 15 захваченных. Темно-серой заливкой выделена поверхность Меркурия, магнитопауза обозначена пунктирной линией. Белым цветом показаны траектории частиц, захваченных в рассматриваемый период $2t$, остальные траектории обозначены серым. Также светлыми линиями показаны внутренняя граница внутренней разрешенной зоны для γ_{max} и внешняя — для γ_{min}

стояниях $1.39 R_M$ или $1.3 R_M$ ($\gamma_{min} = 0.6760, \gamma_{max} = 1.0821$), т.е. во внешней части области захвата, он будет фиксировать захваченные частицы неподалеку от точек разворота траекторий, и, как следствие, на картах они отображаются в виде узкой полосы формы, близкой к прямоугольной, вблизи 90° по α_{eq} и 270° по φ_{eq} (рис. 2.3 а,б). Постепенное уширение этой полосы к краям является следствием возрастания пороговых питч-углов с уменьшением γ (рисунок 2.1). Углы полосы области захвата расположены на изолинии $\gamma = \gamma_{in}(t)$. Преобладающая доля площади этих двух карт находится вне изолинии $\gamma = \gamma_{out}$, когда имеются пролетные частицы, а также прилетевшие и выпавшие (либо выбитые и улетевшие). При приближении точки построения карты к планете (например, на

1.2 R_M , когда $\gamma_{\min} = 0.8463$, $\gamma_{\max} = 1.2212$, см. рис. 2.3 в) на изображении области захвата образуется отчетливо заметная перетяжка. Ее толщина обращается в нуль в момент достижения точки, для которой строится карта, внутренней границы разрешенной зоны, что соответствует γ_{in} (рис. 2.3 г). Соответствующую изолинию можно видеть на карте для расстояний $1.145 R_M$ и $1.1 R_M$ ($\gamma_{\min} = 1.0311$, $\gamma_{\max} = 1.3747$), где область захвата линзовидной формы располагается уже вблизи питч- и фазового углов 90° (рис. 2.3 д,е), и при этом для $R = 1.1 R_M$ частиц, пересекающих магнитопаузу, уже нет.

Из карт видно, что поток частиц в данной точке магнитосферы Меркурия не состоит исключительно из или захваченных, или высыпающихся, или пролетных частиц. И пролетные частицы, и частицы, совершающие меньше одного дрейфового оборота перед столкновением с планетой, и захваченные — все могут быть обнаружены в одной точке.

2.6 Обсуждение результатов

Магнитосфера Меркурия является динамически крайне изменчивой [64], следовательно, предположение стационарной магнитосферы неверно для больших периодов времени. Однако данное приближение будет работать для периодов времени в 2—3 мин, которые превышают времена дрейфовых оборотов частиц.

В работе было показано, что заряженные частицы могут быть захвачены по крайней мере на несколько дрейфовых периодов (как протоны, так и ионы натрия Na^+ с теми же значениями параметров Штермера). Ранее в модели без аксиальной симметрии было показано [55], что электроны также могут быть магнитно захвачены по крайней мере на несколько периодов дрейфа.

Если отношение χ ларморовского радиуса частицы к радиусу кривизны силовой линии удовлетворяет условию $\chi \ll 1$ [61], то для оценки связи между начальным питч-углом α_0 и полярным углом θ_1 , при котором происходит отражение частицы, можно воспользоваться условием сохранения 1-го адиабатического инварианта [65]:

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{const}, \quad (2.20)$$

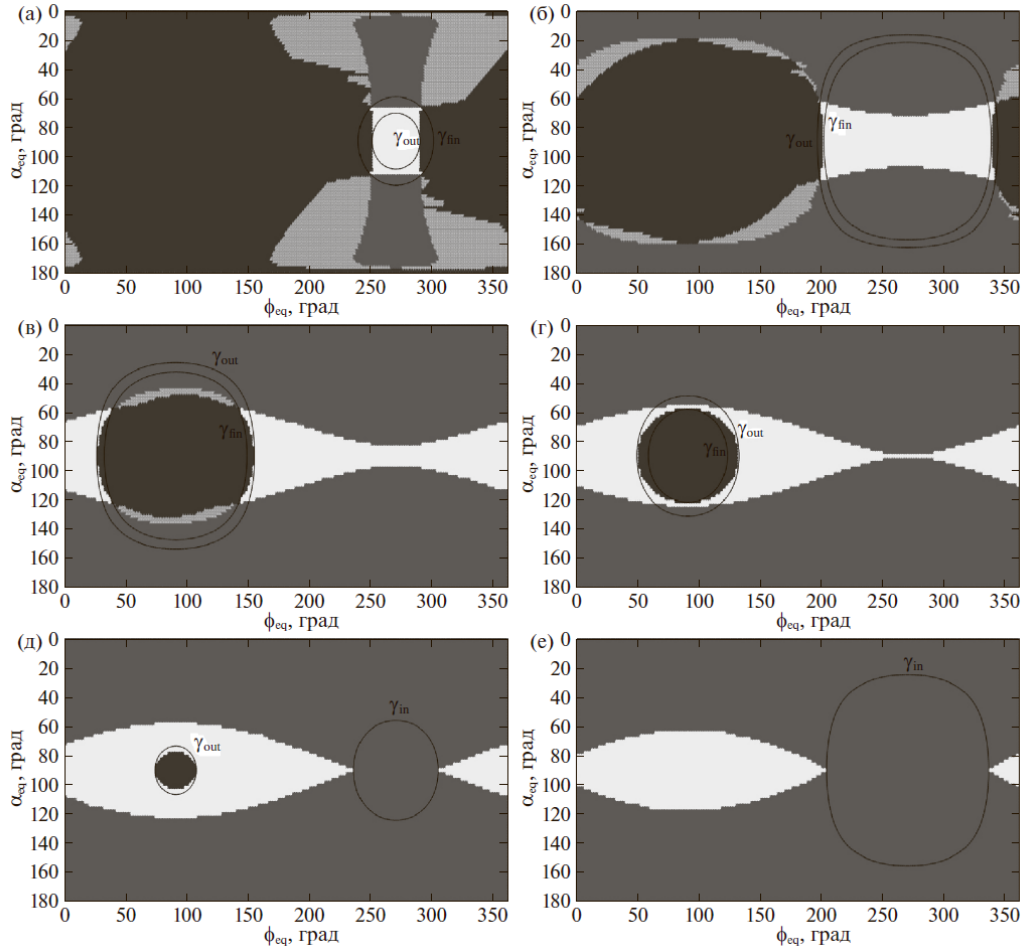


Рисунок 2.3 — Влияние начальных условий (питч-угла α_{eq} и фазы ларморовского вращения ϕ_{eq}) на судьбу протонов с энергией 100 кэВ, проходящих через плоскость магнитного экватора при расстояниях R (в R_M): (а) 1.39, (б) 1.3, (в) 1.2, (г) 1.166, (д) 1.145, (е) 1.1. Средне-серым цветом показаны начальные углы частиц, столкнувшихся с поверхностью планеты как в прошлом, так и в будущем; белым—захваченных в рассматриваемый период времени; светло-серым—прилетевших из-за магнитопаузы и столкнувшихся с поверхностью, либо выбитых и улетевших; темно-серым—пролетных. Черным цветом показаны изолинии γ_{in} , γ_{out} и γ_{fin} .

откуда в отсутствие внешнего однородного поля можно найти угол θ_1 (при не слишком малых $\sin \alpha_0$), численно решая уравнение

$$\sin^2 \alpha_0 = \frac{\sin^3 \theta_1}{\sqrt{2} \sqrt[4]{1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta_1}}$$

Однако оценка таким методом доли числа высыпающих частиц справедлива лишь при условии, что χ мало. В противном случае условие (2.20)

сохранения 1-го адиабатического инварианта перестает выполняться, высота точек отражения может меняться со временем в процессе движения частицы, причем нарушение адиабатичности в первую очередь затрагивает частицы с малыми $\sin \alpha_0$. Это означает, что, даже если изначально частица подходила к точке отражения над поверхностью планеты, в дальнейшем она может оказаться ниже поверхности.

Кратко сформулируем вывод о существовании захваченной радиации у планеты для четырех моделей магнитного поля в порядке усложнения:

1. Чисто дипольное поле, когда диполь расположен по центру планеты. Улетевшими считаются частицы, вышедшие за пределы радиуса Штермера.
2. В отличие от предыдущего случая, формально вводится магнитопауза сферической формы. Частицы, вышедшие за ее пределы, считаются потерянными.
3. Отличается от предыдущей модели учетом сдвига диполя в северном направлении — вдоль оси z . Центр системы координат привязан к положению диполя.
4. Добавлено внешнее однородное поле, направленное вдоль оси z , имитирующее внутри магнитосферы поле токов экранировки на магнитопаузе.

В качестве примера возьмем за основу параметры Меркурия и остановимся более подробно на ситуации, когда $R = 1.3 R_M$ (рис. 2.4). В отсутствие внешнего поля значения γ для частиц находятся в диапазоне от 1.03 до 1.43, и, следовательно, частицы не могут выйти за радиус Штермера. Доля захваченных частиц является сравнительно небольшой, менее 1/7 от их числа. Учет наличия магнитопаузы уменьшает эту долю приблизительно вдвое, сдвиг же диполя практически не оказывает на нее влияния, однако приводит к тому, что более 72% из числа столкнувшихся с планетой частиц выпадает в южном полушарии. Если же учесть наложение внешнего поля 50 нТл, то при выбранных параметрах оно, напротив, содействует удержанию частиц, так что их доля примерно вдвое возрастает. Для $R = 1.2 R_M$ картина похожая, с тем отличием, что для приэкваториальных траекторий нижняя граница разрешенной зоны в случаях 1–3 уходит под поверхность планеты, а в модели 4 захваченными оказываются почти 20% от полного числа частиц.

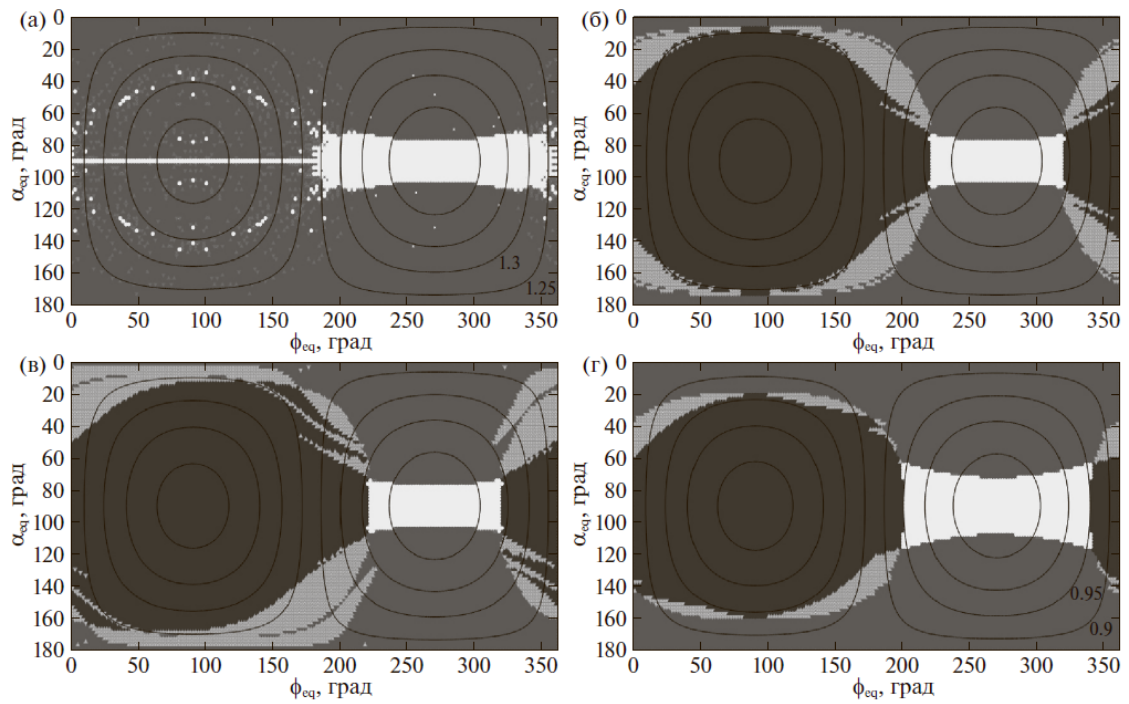


Рисунок 2.4 — Влияние, в зависимости от модели, начальных условий (питч-угла α_{eq} и фазы ларморовского вращения φ_{eq}) на судьбу протонов с энергией 100 кэВ, проходящих через плоскость магнитного экватора при $R = 1.3 R_M$. Черным цветом показаны изолинии γ с шагом 0.05. Цветовые обозначения в основном те же, что и на рисунке 3. Модели: (а) 1 (светло-серый цвет — захваченные, но затем выпавшие частицы, либо выбитые и ставшие захваченными), (б) 2, (в) 3, (г) 4.

2.7 Выводы

В результате проведенных в работе расчетов не было обнаружено принципиального запрета на существование вблизи Меркурия области захвата протонов с энергиями 100 кэВ и меньше. Из проведенного рассмотрения следует, что при увеличении размера магнитосферы (например, в периоды низкого давления солнечного ветра) могут создаваться условия для возникновения радиационных поясов.

Был сделан ряд выводов относительно причин потерь частиц и возможности либо невозможности существования радиационных поясов при малом дипольном магнитном моменте планеты:

1. Если радиус Штермера, вычисленный для интересующих энергий частиц, меньше радиуса планеты, то существование радиационных поясов невозможно.
2. С одной стороны, если параметр γ превышает некоторое пороговое значение γ_{in} , то внутренняя разрешенная зона полностью или частично находится под поверхностью планеты, и говорить об удержании частиц не приходится. С другой стороны, разрешенная зона должна быть таковой, чтобы еще позволять траектории не выходить на магнитопаузу, так что должно выполняться условие $\gamma_{in} > \gamma_{out}$.
3. Частицы, находящиеся в пределах внутренней разрешенной зоны, колеблются между точками отражения, положение которых зависит от их начальных питч-углов. Удержание частицы возможно только в том случае, если ее точки отражения находятся над поверхностью планеты, а неточность сохранения 1-го адиабатического инварианта не приводит к такому их смещению на интересующих временах, чтобы высыпание стало возможным. Описание области захвата, расположенной поблизости от плоскости магнитного экватора, можно в первом приближении кратко выразить формулой:

$$\text{обл. захв.} = \sum_{\gamma=\gamma_{out}}^{\gamma_{in}} \sum_{\alpha_0=\alpha_{th1}}^{180^\circ-\alpha_{th1}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) + \sum_{\gamma=\gamma_{fin}}^{\gamma_{out}} \left(\sum_{\alpha_0=\alpha_{th1}}^{\alpha_{th2}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) + \sum_{\alpha_0=180^\circ-\alpha_{th2}}^{180^\circ-\alpha_{th1}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) \right)$$

У Меркурия в области нахождения захваченных частиц среди частиц одной и той же энергии значительную и даже преобладающую долю могут составлять пролетные или высыпающиеся. При этом захваченные частицы могут приходить лишь с выделенных угловых направлений, причем не только по питч-углу, но и по фазовому, т.е. наблюдаться в виде жгутов. Таким образом, из проведенного рассмотрения следует, что для обнаружения возможного захвата при экспериментальном измерении потоков частиц необходимо учитывать их угловое распределение.

Глава 3. Влияние величины кольцевого тока магнитосферы Земли на области Штермера разрешенного и запрещенного движения заряженных частиц

Содержание данной главы основано на публикации автора А2 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

3.1 Введение

Дипольная конфигурация земного магнитного поля создает область, которая является своего рода «магнитным резервуаром», внутри которого захватываются заряженные частицы. В зависимости от энергии, захваченные частицы можно разделить на три группы: радиационный пояс, кольцевой ток и плазмосфера. Области захвата, в которых содержатся частицы каждой из групп, частично перекрываются. Энергия ионов радиационных поясов находится между 1 и 100 МэВ, они занимают оболочки с $L \approx 1.2 - 2.5$ [66]. Энергия ионов кольцевого тока находится между 1–200 кэВ [66], они занимают область с $L \approx 2.3 - 7.8$ [67].

Впервые гипотеза кольцевого тока была выдвинута Карлом Штермером для объяснения положения полярных сияний и их смещения к экваториальным широтам в условиях магнитной бури [68]. Он рассмотрел влияние кольцевого тока, расположенного в экваториальной плоскости Земли, на структуру магнитного поля и траектории электронов. Штермер показал, что если бы кольцевой ток мог создать возмущение в 300 нТл на экваториальной поверхности Земли, то полярное сияние переместилось бы на магнитную широту Христиании (район в Копенгагене) [68].

Возрастания величины кольцевого тока Земли напрямую связаны с магнитными бурями. Увеличение его силы приводит к сжатию внутреннего магнитного поля планеты. В спокойное время кольцевой ток локализован вблизи геомагнитного экватора, направлен на запад и мало зависит от местного времени. Геомагнитная буря обычно начинается с воздействия сильного и постоянного направленного на юг ММП наряду с повышенным динамическим

давлением солнечного ветра на дневную магнитосферу. Повышенное давление перемещает магнитопаузу внутрь на несколько радиусов Земли, увеличивая токи на магнитопаузе и временно вызывая увеличение магнитного поля на поверхности. Это явление известно как внезапное начало бури. Во время главной фазы магнитной бури, обычно связанной с ростом величины южной компоненты ММП, увеличивается электрическое поле, приложенное к магнитосфере, что приводит к увеличению числа частиц, инжектируемых во внутреннюю магнитосферу за счет $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейфа из хвоста магнитосферы. Эти частицы сильно увеличивают спокойный кольцевой ток, в конечном итоге создавая так называемый буревой кольцевой ток. Это приводит к сильному возрастанию D_{st} -индекса (осесимметричной составляющей возмущенного магнитного поля относительно геомагнитного диполя), которое определяет главную фазу бури. Главная фаза обычно длится несколько часов, но для конкретных бурь ее продолжительность может сильно различаться. После того как ММП меняет свое направление с южного на северное, начинается фаза восстановления, во время которой замедляется или почти прекращается инжекция вещества плазменного слоя, а различные процессы потерь возвращают кольцевой ток в спокойное состояние [69].

Величина буревого кольцевого тока может достигать 10 МА [70]. Для сравнения, величина продольных токов области 1, передающих энергию плазмы солнечного ветра в магнитосферу в спокойных условиях, составляет 1–3 МА, а токов на магнитопаузе 2–6 МА [10]. Отличительной чертой буревого кольцевого тока по сравнению с спокойным кольцевым током является его ярко выраженная асимметрия. На ночной стороне сила буревого тока значительно больше, чем на дневной. Профили радиального потока и давления частиц кольцевого тока в спокойные периоды имеют максимум при $L_{\max} = 5.5 - 6.0$, а во время бурь при $L_{\max} = 2 - 5$ [67]. В спокойное время ток в основном состоит из протонов (средняя парциальная концентрация $\sim 90\%$ [71]). Во время магнитных бурь происходит резкое увеличение плотности атомарных ионов кислорода O^+ , поступающих из ионосферы. Однако протоны продолжают давать основной вклад в кольцевой ток во время типичных бурь со средней парциальной плотностью энергии $\sim 70\%$ [71]. Во время очень сильных бурь преобладающей становится ионная компонента O^+ [71].

Во время главной фазы бури горячая плазма выбрасывается во внутреннюю магнитосферу. Чем сильнее буря, тем ближе к Земле подходит кольцевой

ток и тем медленнее он диссипирует. Буревой кольцевой ток существенно отличается от радиационных поясов, состоящих из более энергичных частиц, по составу, динамике и механизмам генерации. В отличие от ионов радиационного пояса, потоки которых во время бурь ослабевают [67], потоки частиц кольцевого тока увеличиваются на один-три порядка во время основной фазы бури, а после восстановительной фазы уменьшаются до некоторых квазистационарных уровней.

Существует несколько процессов потерь ионов, которые определяют распад кольцевого тока: перезарядка ионов с атомами экзосферы, кулоновское торможение, кулоновское рассеяние, питч-угловое рассеяние за счет взаимодействия с электромагнитными волнами, нарушение первого адиабатического инварианта и конвекционный отток [72]. Отток ионов через дневную магнитопаузу может быть существенным членом в энергетическом балансе буревоего кольцевого тока во время главной фазы бури [69]. Также начальная быстрая стадия фазы восстановления очень сильных бурь может быть связана с распадом кислородной компоненты, а последующая медленная стадия — с распадом протонной компоненты [71]. В качестве механизмов, действующих во время быстрой фазы восстановления после мощных бурь, также рассматривались быстрый распад внутренней части магнитосферного хвостового тока [73] и резкое изменение направления ММП на северное в конце главной фазы бури. Эти процессы могут привести к инверсии электрического поля конвекции и выбросу кольцевого тока из внешних областей области захвата [74].

3.2 Метод Штермера

Для проведения исследования был расширен изначальный подход Карла Штермера (подробно описан в главе 2). Влияние экваториального кольцевого тока на интенсивность космических лучей была впервые рассмотрена в работе [75], где была сделана попытка определить изменения интенсивности космических лучей как функцию величины кольцевого тока. Но, вопрос того, как движение частиц в магнитосфере изменяется с ростом силы кольцевого тока, остался без внимания. Также, эта работа была полностью аналитической, без каких-либо численных оценок. В работе [76] был проведен анализ

влияния экваториального кольцевого тока на широтные изменения в интенсивности частиц космических лучей. В результате, для начальных параметров спектра космических лучей, была получена величина кольцевого тока, которая давала наблюдаемую широтную зависимость вертикальной интенсивности космических лучей. Радиус кольцевого тока в этой работе составлял 7.5 Земных радиусов, и величина тока была достаточна для создания горизонтальной депрессии (SYM-H, минутный аналог D_{st} индекса) магнитного поля в 100 нТл на геомагнитном экваторе. Разрешенные области движения заряженных частиц в этой работе изучались только в связи с расчетами их геомагнитного обреза. Выражение для векторного потенциала тока было написано для нитевидного кольцевого тока, так как если бы в данной задаче кольцевой ток имел конечное поперечное сечение, это сильно усложнило бы задачу без заметного изменения в получаемом результате.

Кроме того, подход Штермера был расширен для случая внешнего однородного магнитного поля. В работе [77] в задачу Штермера было введено постоянное однородное магнитное поле с ориентацией параллельной и антипараллельной дипольному магнитному полю. В результате было получено новое выражение для потенциала Штермера, которое учитывает дополнительную компоненту внешнего поля. Авторы [77] показали, как включение северного и южного однородного поля влияет на разрешенные и запрещенные зоны, а также, что южное направление ММП облегчает попадание солнечных энергичных частиц и галактических космических лучей во внутренние области магнитного диполя вдоль магнитных силовых линий, связывающих диполь с межпланетным пространством.

3.3 Математическая формулировка задачи

В задаче Штермера в связи с особой спецификой (аксиальная симметрия) рассматривались вклады только дипольного поля (вклады квадруполя и других мультиполей рассматривались в работе [62], но только аксиально симметричные компоненты, которые в случае Земли малы), b_z компонента внешнего поля (в данном случае ММП или токового слоя хвоста) и поле аксиально симметричного кольцевого тока. Это приближение позволяет оценить влияние кольцевого

тока на разрешенные области движения частиц для случая Земной магнитосферы. Также, при постановке задачи не учитывается наличие магнитопаузы, расположенной на расстоянии в несколько радиусов Земли для дневной магнитосферы.

В нулевом приближении кольцевой ток можно представить как кольцо с током в экваториальной плоскости на некотором расстоянии от Земли. Магнитное поле в центре кольца с током радиуса R определяется выражением [78]:

$$B = \frac{2\pi I}{cR}$$

Из этого выражения можно получить аппроксимацию возмущения магнитного поля в центре Земли:

$$\Delta B_{rc} = -\frac{2\pi\Delta I_{rc}}{cLR_E} \quad (3.1)$$

где r — геоцентрическое расстояние, а ΔI_{rc} — увеличение силы кольцевого тока. Это описание является приблизительным, в действительности кольцевой ток имеет гораздо более сложную структуру. Однако этот подход может быть использован для понимания процессов, происходящих при изменении силы кольцевого тока, и для оценки максимального числа частиц, которые могут быть захвачены дипольным полем. На основании данных, приведенных в этой главе, будем считать расстояние до кольцевого тока от центра Земли равным $a_T = 4 R_E$. В связи с осевой симметрией задачи Штермера будет использоваться только симметричный кольцевой ток в виде бесконечно тонкого кольца, расположенного в плоскости магнитного экватора перпендикулярно оси z , а начало координат лежит в плоскости кольца в его центре. В этом случае можно говорить об аксиальной симметрии всей конфигурации магнитного поля, так как поля дипольного и кольцевого тока и внешнего поля имеют в этой системе аксиальную симметрию.

Векторные потенциалы магнитного поля, создаваемые магнитным диполем с моментом M и однородным магнитным полем b_z , направленным вдоль оси z (в описываемом случае это поле характеризует z -компоненту внешнего поля, которым может быть либо ММП, либо поле токов хвоста магнитосферы) определяется выражением (2.9), описанным во второй главе. Векторный потенциал кольцевого тока имеет сложный вид и зависит от предполагаемого радиуса его поперечного сечения. В рассматриваемой задаче предполагается,

что кольцевой ток имеет вид кольца радиуса a_r , лежащего в экваториальной плоскости с центром в начале координат, поперечное сечение которого много меньше a_r . В этом случае:

$$A_{\varphi r} = -\frac{\pi I a_r}{c} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n-1)!!}{2^n (n+1)!} \cdot \frac{r_{<}^{2n+1}}{r_{>}^{2n+2}} \cdot P_{2n+1}^1(\rho/r) \quad (3.2)$$

где $(2n-1)! = (2n-1)(2n-3)\dots 5 \cdot 3 \cdot 1$, а коэффициент при члене с $n = 0$ по определению равен 1; $r_{<}$ и $r_{>}$ соответственно меньшее и большее из a_r и r ; P_{2n+1}^1 — присоединенные полиномы Лежандра [79]. Рассматриваемую область можно разделить на две части: где $\rho < a_r$ и где $\rho > a_r$. Тогда векторный потенциал (3.2) примет выражение:

$$A_{\varphi r} = -\frac{\pi I}{c} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n-1)!!}{2^n (n+1)!} P_{2n+1}^1(\rho/r) \begin{cases} (\rho/a_r)^{2n+1}, & \rho < a_r \\ (a_r/\rho)^{2n+2}, & \rho > a_r \end{cases} \quad (3.3)$$

Подставляя все выражения для векторного потенциала A_{φ} (2.9), (3.3) в уравнение (2.6) для $Q = 0$, получаем:

$$1 - \left(\frac{P_{\varphi}}{pr} - \frac{Ze}{rc} \left(\frac{M\rho}{r^3} + \frac{b_z \rho}{2} - \frac{\pi I}{c} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n-1)!!}{2^n (n+1)!} \cdot \begin{cases} (\rho/a_r)^{2n+1}, & \rho < a_r \\ (a_r/\rho)^{2n+2}, & \rho > a_r \end{cases} P_{2n+1}^1(\rho/r) \right) \right)^2 = 0, \quad (3.4)$$

Параметр Штермера γ представляет собой отношение азимутальных составляющих двух различных обобщенных моментов импульса частицы: P_{φ} , взятого на бесконечности, и произведения импульса p на радиус Штермера r_{st} . Это соотношение используется с коэффициентом $1/2$ (взятым для удобства демонстрации), $\gamma = 0.5P_{\varphi}/pr_{st}$; частицы любой энергии могут иметь одинаковую γ . В случае отрицательно заряженных частиц ($Ze < 0$) азимутальная составляющая обобщенного импульса направлена на запад ($P_{\varphi} < 0$) и соответственно $\gamma < 0$. В случае положительно заряженных частиц ($Ze > 0$) азимутальная составляющая обобщенного импульса направлена на восток ($P_{\varphi} > 0$) и соответственно $\gamma > 0$. В данной задаче будут рассматриваться только протоны и, следовательно, значения γ больше нуля.

Используя соотношение (2.7), можно переписать уравнение (3.4) в безразмерной форме, где единицы длины выражаются в единицах длины Штермера:

$$1 - \left(\frac{2\gamma}{\rho} - \frac{\rho}{r^3} - \frac{b_z \rho}{2M} r_{st}^3 + \frac{\pi I}{Mc} r_{st}^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n-1)!!}{2^n (n+1)!} \cdot \left\{ \begin{array}{l} (\rho/a_r)^{2n+1}, \quad \rho < a_r \\ (a_r/\rho)^{2n+2}, \quad \rho > a_r \end{array} \right\} P_{2n+1}^1(\rho/r) \right)^2 = 0, \quad (3.5)$$

После решения уравнения (3.5) можно найти границы штермеровской разрешенной и запрещенной областей движения частиц для общего случая суммы поля диполя, внешнего поля и поля кольцевого тока.

Для описания траектории частицы во всем пространстве, можно перейти от цилиндрических координат $(\rho, \varphi, z, \dot{\rho}, \rho\dot{\varphi}, \dot{z})$ к координатам фазового пространства $(\rho_0, \varphi_0, z_0, v, P_\varphi, \rho_0\dot{\varphi}_0)$. Здесь три переменные (ρ_0, φ_0, z_0) фиксируют начальную точку, а остальные три переменные (v — скорость и P_φ — обобщенный момент импульса частицы, $\rho_0\dot{\varphi}_0$ — азимутальная составляющая скорости, определяющая начальную фазу ларморовского вращения) фиксирует начальный вектор скорости частицы. Таким образом, два интеграла движения (v и P_φ) фиксируют пучок траекторий для частиц с одинаковой энергией и одной и той же азимутальной составляющей обобщенного импульса. Все траектории с различной фазой ларморовского вращения φ (которая изменяется от 0 до 2π) образуют трубу вокруг силовой линии ведущего центра частицы, которая является разрешенной областью движения.

Согласно уравнению (2.17), чем больше γ , тем ближе частица находится к Земле. Это можно объяснить следующим образом. В уравнениях (2.4) и (2.15) два члена в правой части представляют собой действие центробежной силы и магнитного поля соответственно, которые удерживают частицу на расстоянии от оси. Чем ближе частица к Земле (ρ уменьшается), тем больше второе слагаемое (магнитное поле) в правой части и, соответственно, тем больше должно быть первое слагаемое, чтобы компенсировать второе. Таким образом, по мере приближения частицы к Земле с уменьшением ρ ее параметр γ должен увеличиваться. Эта ситуация показана на рисунке 3.1, где показаны разрешенные области движения для протона с энергией 100 кэВ с различными параметрами γ . Чем больше γ , тем ближе к Земле смещается разрешенная область движения.

Разрешенная область, показанная на рисунке 3.1 а и на рисунке 3.1 б, не является единственной и уникальной для частицы — она может быть захвачена как ближе к планете, так и дальше, но с различными начальными параметрами, определяющие ее траекторию и разрешенную область движения. Чтобы

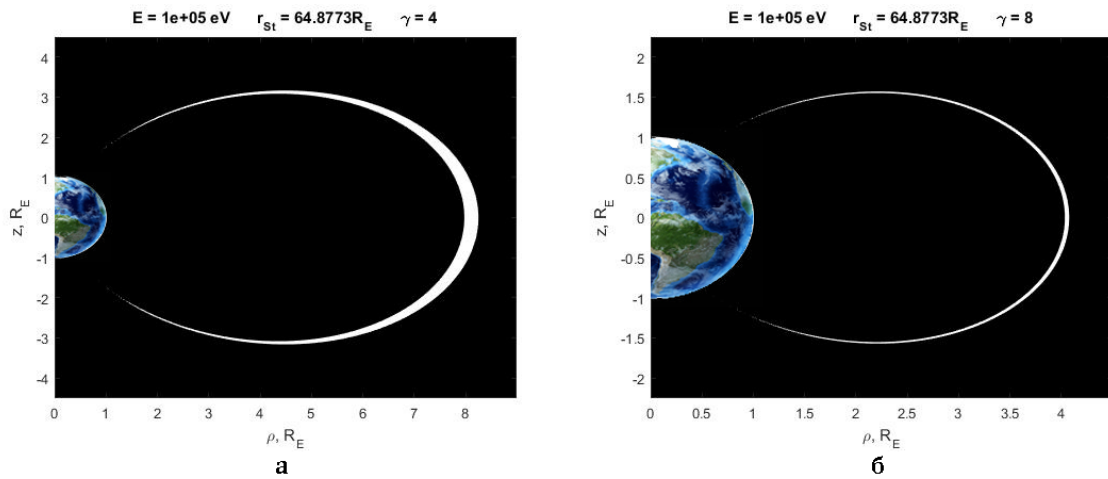


Рисунок 3.1 — Разрешенные области движения протона с энергией 100 кэВ для двух случаев: а) $\gamma = 4$, б) $\gamma = 8$. Видно, что при $\gamma = 4$ разрешенная область движения частиц пересекает экваториальную плоскость на расстоянии $8 R_E$, а при $\gamma = 8$ — на $4 R_E$. Таким образом, с увеличением γ частица приближается к Земле. Разрешенная область движения выделена белым цветом.

частица попала в запрещенную на данный момент область, параметр γ должен измениться в результате какого-то процесса, происходящего в магнитосфере. Таким образом, вся разрешенная область движения определяется изменением γ (или R_ϕ) от 0 до $+\infty$. Размер разрешенной области движения равен двум ларморовским радиусам частицы в конкретной точке. Для случая рисунку 3.1 а ларморовский радиус составляет 754 км или 0.118 земного радиуса, а для случая рис. 3.1 б — 94 км или 0.015 земного радиуса.

Чтобы найти γ , соответствующую частице с определенной энергией, находящейся на определенной L-оболочке, необходимо использовать уравнение (2.17). На рисунке 3.2 показана зависимость γ от энергии частицы для различных L-оболочек. Видно, что чем ближе L-оболочка частицы к Земле, тем выше должна быть ее γ . Кроме того, если энергия частицы достаточно мала, необходимо сильно изменить γ , чтобы переместить частицу с более высокой L-оболочки ближе к Земле на более низкую L-оболочку.

В оригинальном анализе Штермера магнитное поле стационарно и частица не получает энергии извне, поэтому параметр γ останется постоянным. В действительности поток солнечного ветра, обтекающий магнитосферу, генерирует в ней крупномасштабное длительное конвекционное электрическое поле, направленное с утра на вечер при ориентированном на юг ММП. В результате в магнитосфере происходит дрейф $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, при котором частицы движутся

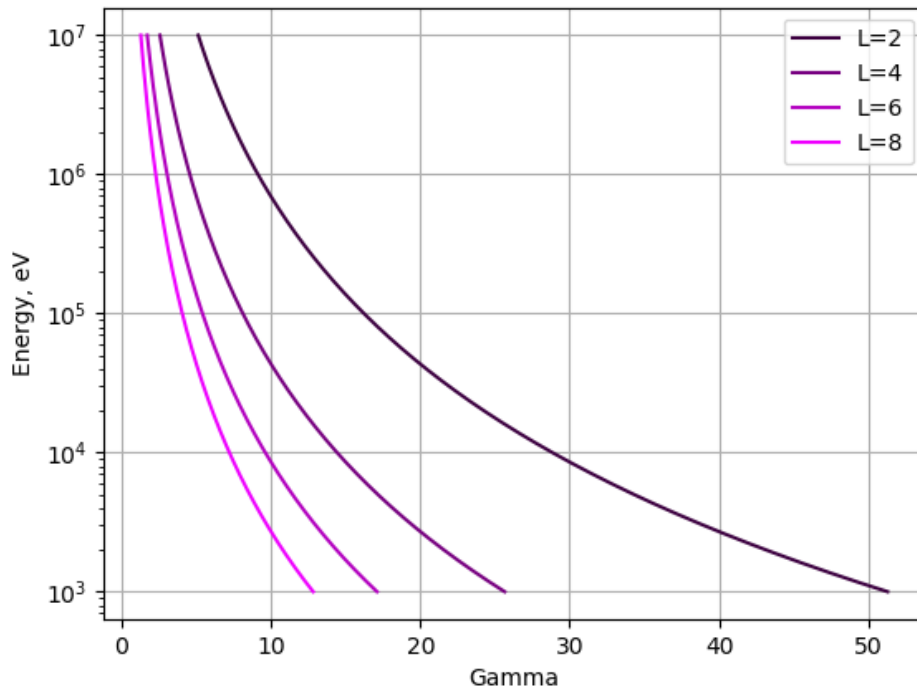


Рисунок 3.2 — Зависимость параметра Штермера γ от энергии частицы для четырех различных L-оболочек.

от хвоста магнитосферы к Земле, пополняя радиационные пояса и кольцевой ток. Помимо крупномасштабных потенциальных электрических полей, возникающих в ночной магнитосфере из-за длительного ориентированного на юг ММП, из-за реконфигураций магнитного поля во время суббури могут возникать импульсные индуцированные электрические поля (которые также могут переносить частицы во внутреннюю магнитосферу) [80]. Эти два механизма переноса и ускорения частиц могут действовать одновременно [72] и ответственны за инжекцию частиц во внутреннюю магнитосферу и, таким образом, за изменение параметра γ . Он будет увеличиваться при приближении к планете из-за увеличения напряженности магнитного поля, о чем говорилось выше.

3.4 Моделирование разрешенных и запрещенных областей Штермера с учетом кольцевого тока

При моделировании были сделаны следующие предположения:

1. Магнитное поле Земли постоянно и имеет только дипольную составляющую из-за осевой симметрии задачи. Это вполне разумно, так как: 1) дипольное магнитное поле отвечает за основное движение частиц кольцевого тока, т. е. колебательное и дрейфовое движение и 2) коэффициенты сферического разложения более высокой степени становятся доминирующими на радиальном расстоянии менее $1.5 R_E$ над районами Южной Атлантики и Южной Африки.
2. Кольцевой ток имеет вид бесконечно тонкого кольца в экваториальной плоскости на расстоянии $4 R_E$ от центра Земли. Это значение выбрано в соответствии с пространственными размерами кольцевого тока в экваториальной плоскости и средними значениями максимума плотности кольцевого тока [66; 67]. Предполагается, что не все частицы кольцевого тока сосредоточены в нитевидном кольце, но при этом магнитное поле, создаваемое реальным кольцевым током, такое же, как и создаваемое нитевидным кольцом с током.
3. Компонента b_z однородного внешнего поля составляет -15 нТл и описывает поле удаленных источников: поле тока магнитопаузы (положительное $20 - 100$ нТл), поле хвостовых токов (отрицательное $10 - 200$ нТл) и проникающее межпланетное поле (около $1 - 20$ нТл произвольного знака).
4. Заряженными частицами как в радиационном поясе, так и в кольцевом токе являются протоны (H^+).
5. Для частиц радиационного пояса характерны энергии 1 и 100 МэВ.
6. Для частиц кольцевого тока типичны энергии 10 и 100 кэВ.

Для частиц с разными значениями γ и силы тока I получаются разные картины границ областей. Известно, что в действительности частицы кольцевого тока распределены до $\sim 8 R_E$. С помощью уравнения (2.17) были выбраны те значения γ , которые описывают частицы разных энергий на расстоянии $L = 8$. Это расстояние будет считаться внешней границей кольцевого тока. Задав γ и энергию частицы (начальные параметры), начинаем менять силу тока и смотреть, что происходит с разрешенными областями движения частицы.

На всех следующих рисунках показаны меридиональные сечения околоземной области, разрешенные области движения выделены белым цветом, запрещенные — черным. Линии магнитного поля выделены голубым цветом. Координаты измеряются в радиусах Земли. Пространственная конфигурация

запрещенных областей получается вращением меридиональных сечений вокруг оси z . Частицы не могут пересекать запрещенную область и, следовательно, свободные частицы не могут проникать во внутреннюю разрешенную область. Точно так же частицы, которые каким-то образом попадают во внутреннюю разрешенную область, в идеальном случае навсегда остаются в ловушке. Сначала были рассмотрены протоны кольцевого тока с энергиями 10 кэВ и 100 кэВ:

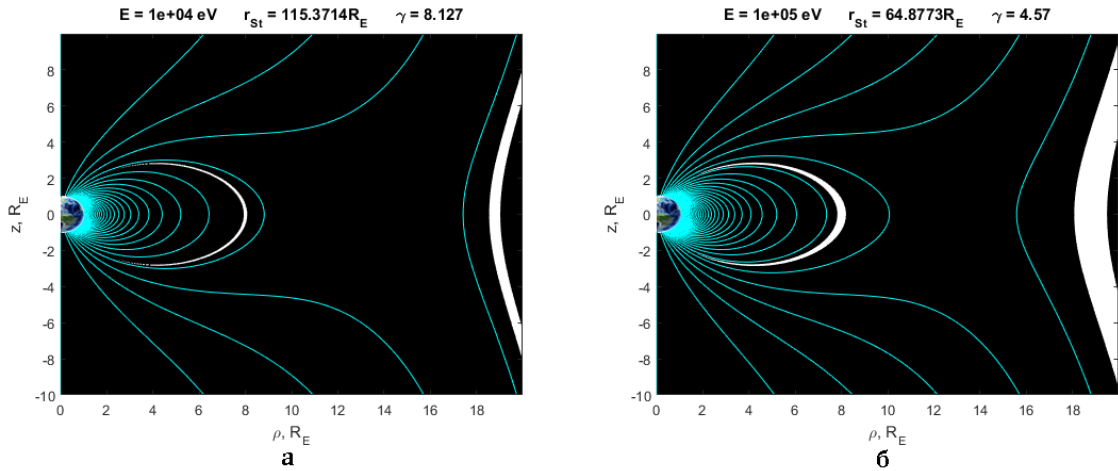


Рисунок 3.3 — Сила кольцевого тока I равна 0 МА, а) 10 кэВ, б) 100 кэВ.

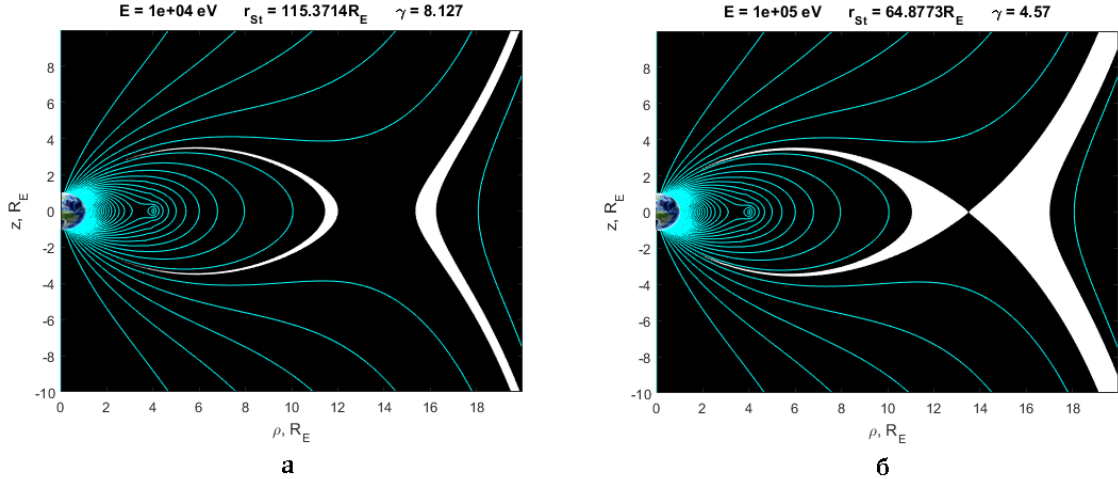


Рисунок 3.4 — Сила кольцевого тока I составляет 9.17 МА, а) 10 кэВ, б) 100 кэВ.

Как видно из рисунков 3.3-3.5, с увеличением силы кольцевого тока две изначально разделенные (при $I = 0$ А) разрешенные области движения становятся связанными. При этом для частиц с энергией 100 кэВ выход из внутренней области захвата возникает раньше, чем для частиц с энергией 10 кэВ, при силе тока 9.17 МА (рис. 3.4 б). Когда ток достигает 10.28 МА, частицы с энергией 10 кэВ также получают возможность покинуть область захвата (рисунок 3.5 а).

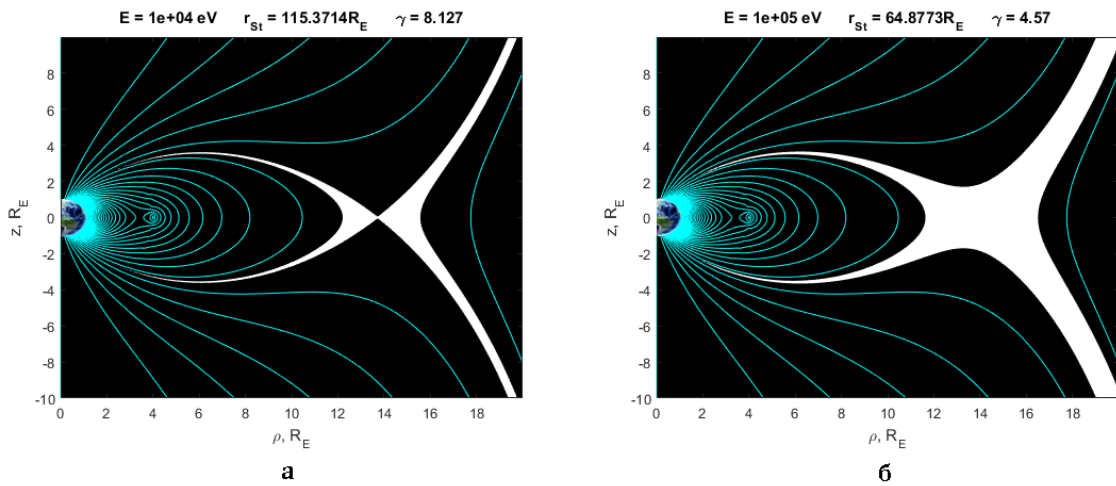


Рисунок 3.5 — Сила кольцевого тока I 10.28 МА, а) 10 кэВ, б) 100 кэВ.

В результате частицы внешнего края кольцевого тока с разной энергией могут покинуть область захвата.

Полученные величины тока согласуются с наблюдениями (см. введение в главу), а полученные значения индекса D_{st} для этих величин силы тока составляют 226 и 253 нТл, которые не уникальны и обычно характеризуют крупномасштабные бури. Однако надо помнить, что индекс D_{st} рассчитывался по уравнению (3.1) для бесконечно тонкого кольца с током, т.е. предполагалось, что все частицы находятся в этом кольце. В действительности дело обстоит иначе, частицы распределены в тороидальном объеме вокруг Земли на большом диапазоне расстояний; кроме того, для кольцевого тока и однородного магнитного поля условие осевой симметрии не выполняется, поэтому вычисление реального D_{st} -индекса значительно усложняется. Тем не менее, проведенный анализ имеет смысл, поскольку он дает верхний предел максимальной силы кольцевого тока, при котором сохраняются области захвата. Учет асимметрии понизит этот порог, так как частицы будут иметь возможность покидать область захвата на ночной стороне, уходя на бесконечность через геомагнитный хвост; или покидая магнитосферу через дневную магнитопаузу. В этом случае «мост» между областью захвата и бесконечностью открывает возможность инжекции частиц плазменного слоя в область кольцевого тока с одновременным ускорением и увеличением числа захваченных частиц. Однако полученные величины, вероятно, могут свидетельствовать о том, что другие механизмы потерь начинают действовать раньше, чем механизм, предложенный в данной работе. Баланс источников и потерь описывает наблюдаемую динамику магнитной бури.

Теперь рассмотрим, что происходит с протонами радиационных поясов (с энергиями 1 МэВ и 100 МэВ) после увеличения величины кольцевого тока (рис. 3.6-3.7) при тех же величинах токи, выбранные для рисунков 3.3-3.5. Самые дальние протоны радиационного пояса, как обсуждалось выше, находятся на расстоянии $\sim 2.5 R_E$.

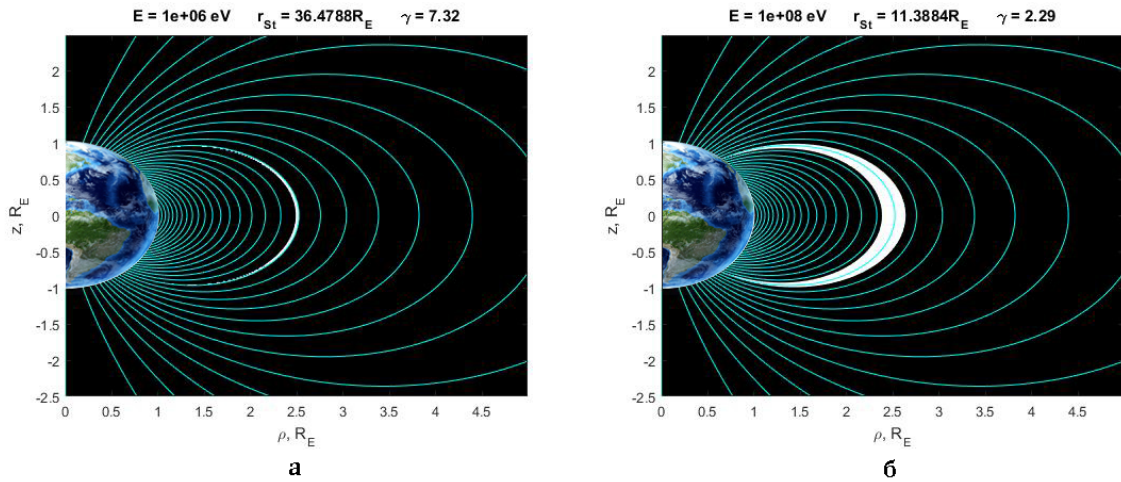


Рисунок 3.6 — Сила кольцевого тока I равна 0 МА, а) 1 МэВ, б) 100 МэВ.

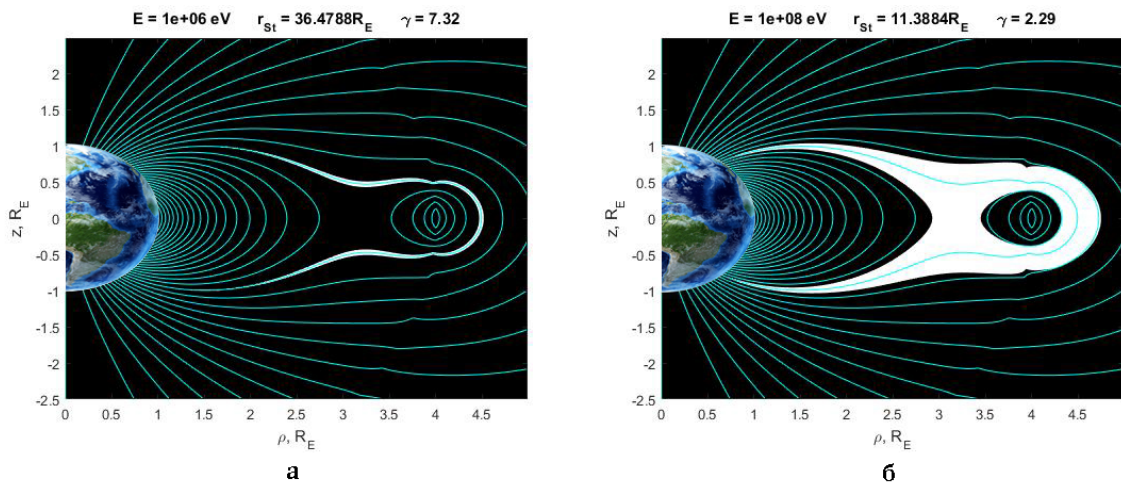


Рисунок 3.7 — Сила кольцевого тока I 10.28 МА, а) 1 МэВ, б) 100 МэВ.

Как видно из рисунков 3.6 и 3.7, внутренние области захвата немного увеличиваются в размерах с увеличением силы кольцевого тока. При этом потоки частиц радиационных поясов будут уменьшаться за счет увеличения пространственных размеров разрешенной области, как это наблюдается на Земле во время магнитных бурь [67]. В то же время депрессия магнитного поля Земли еще недостаточно велика для того, чтобы частицы радиационного пояса могли покинуть область захвата. Это согласуется с тем, что частицы могут существовать в радиационных поясах длительное время [66]. Следует отметить заметные

артефакты в структуре силовых линий, связанные с математическим выражением векторного потенциала кольцевого тока.

Однако геометрия разрешенно-запрещенных областей и сила тока, при котором происходит соединение внутренней и внешней областей штермеровского захвата, сильно зависит от двух параметров — внешнего магнитного поля b_z и радиуса кольца с током a_r . В качестве примера рассмотрим область движения протона с энергией 10 кэВ при наличии кольцевого тока 9.17 МА для трех величин внешнего поля b_z : -10 нТл, -15 нТл и -20 нТл (рис. 3.8 а-в):

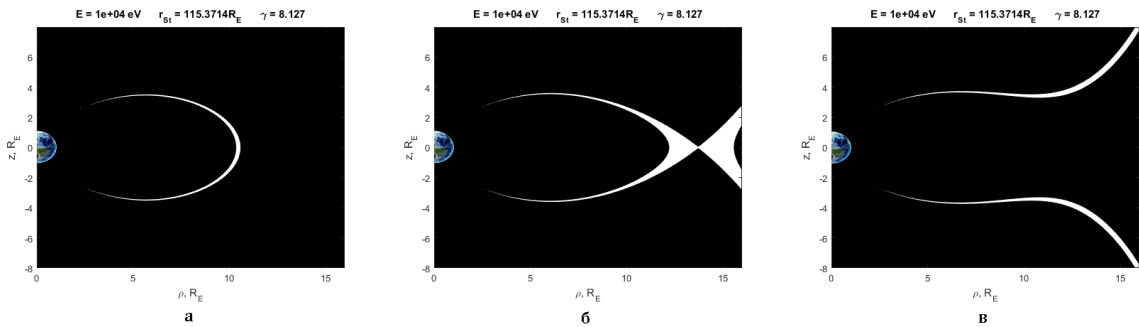


Рисунок 3.8 — Сила кольцевого тока 9.17 МА, энергия протона 10 кэВ. а) $b_z = -10$ нТл, б) $b_z = -15$ нТл, в) $b_z = -20$ нТл.

Рассмотрим начальное состояние захваченной частицы во внешнем поле $b_z = -10$ нТл (рис. 3.8б). При уменьшении b_z на 5 нТл большее количество частиц получает возможность покинуть область захвата гораздо раньше (рис. 3.8в). Если, напротив, b_z увеличить на 5 нТл (рисунок 3.8 а), захват частиц становится еще сильнее — они приближаются к Земле, а внешняя разрешенная область движения удаляется от Земли. Это означает, что величина внешнего поля b_z сильно влияет на условия захвата частиц в рассматриваемой задаче.

Теперь рассмотрим, как изменяется конфигурация разрешенных областей движения частиц с одними и теми же параметрами для разных радиусов кольца с током a_r . Снова рассмотрим протон с энергией 10 кэВ и силой тока, равной 9.17 МА; для a_r возьмем три разных значения — $3 R_E$, $4 R_E$ и $5 R_E$ (рис. 3.9 а-в).

Видно, что рисунки 3.8 и 3.9 очень похожи. Увеличение внешнего поля b_z приводит к тому же результату, что и уменьшение радиуса кольцевого тока a — и к более сильному захвату частиц (рис. 3.8а, 3.9 а). Уменьшение b_z (рис. 3.8 в) приводит к разрыву области захвата, то же самое происходит при увеличении радиуса кольца с током a_r (рис. 3.8 в). Поскольку поле внутри токового кольца уменьшается, а снаружи увеличивается, закономерный результат виден на рисунке 3.9 а-в. При $a = 4 R_E$ (рис. 3.9б) частицы будут находиться в области

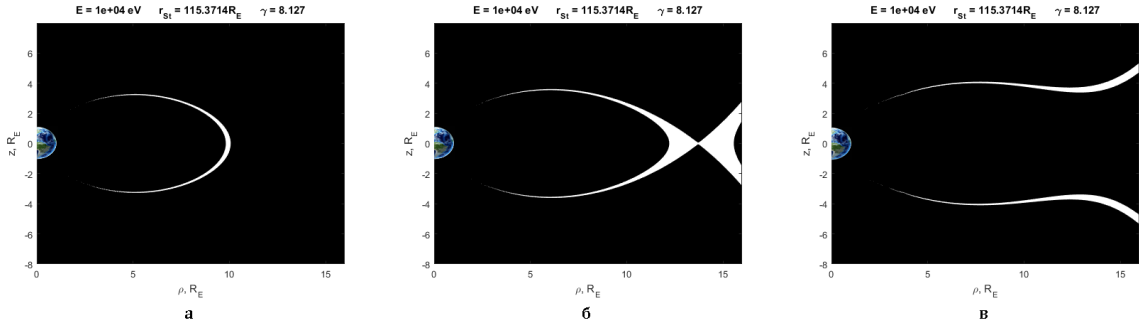


Рисунок 3.9 — Величина кольцевого тока равна 9.17 МА, энергия частицы равна 10 кэВ. а) $a = 3 R_E$, б) $a = 4 R_E$, в) $a = 5 R_E$.

более сильного поля (поле кольцевого тока плюс диполь), чем при $a = 5 R_E$ (рисунок 3.9 в) — в этом случае поле при $L = 8 R_E$ слабее. Следовательно, чем больше радиус модельного кольца с током, тем быстрее частицы на краю реального кольцевого тока получают возможность покинуть область захвата. Наоборот, когда радиус кольца тока уменьшается (рисунок 3.9 а), величина поля за пределами расстояния a становится больше, и частицы сильнее захватываются магнитным полем. Таким образом, топология разрешенно-запрещенных областей движения и критическое значение индекса D_{st} в рассматриваемой задаче также сильно зависят от радиуса кольца с током a_T .

Анализ Штермера не является самосогласованным приближением; магнитное поле в задаче аксиально-симметрично и задано — не зависит от числа захваченных частиц. При поиске критического значения кольцевого тока расстояние необходимо установить на основе имеющихся наблюдений. Тем не менее для полного решения задачи было бы полезно иметь обобщение штермеровского анализа на случай самосогласованного поля. Можно показать, как прийти к этому решению методом последовательных приближений. Сначала рассчитывается пороговый ток для частиц с фиксированной энергией на заданном расстоянии при изменении внешнего поля. Далее рассчитывается пороговый ток для частиц с фиксированной энергией при заданном внешнем поле, путем изменения радиуса кольца с током a_T . Расстояние, на котором сосредоточен кольцевой ток, будет определяться по фактическому внешнему полю и наблюдаемому полю в начале координат. Зная величину D_{st} , можно использовать соотношение Десслера-Паркера-Скопке [81; 82] для расчета полного содержания энергии ионов в дипольном магнитном поле и, следовательно, максимального числа частиц, которые могут быть захвачены дипольным магнитным полем.

Рассмотрим протон с энергиями 10 кэВ и 100 кэВ при $L = 8 R_E$. Для каждой величины b_z будем искать текущую величину силы, при которой разрывается запрещенная область между двумя разрешенными областями и расстояние, на котором происходит эта связь (таблица 7).

Таблица 7 — Критическая сила кольцевого тока для разных величин внешнего поля b_z .

b_z , нТл	Протон 10 кэВ		Протон 100 кэВ	
	I_{cr} , МА	r_{cr} , R_E	I_{cr} , МА	r_{cr} , R_E
0	1952.7	832	591.2	263.1
-5	35.9	22.7	32.9	22.1
-10	17.7	16.5	16.1	16.1
-15	10.3	13.7	9.1	13.5
-20	6.3	12.1	5.4	11.9

Из таблицы 7 видно, что поле b_z очень важно для определения критической величины кольцевого тока. Чем сильнее внешнее поле, тем быстрее «разрывается» кольцевой ток и меньше итоговая сила тока. Когда b_z обращается в нуль, для разрыва запрещенной зоны требуется огромная сила тока, которая будет еще больше для случая внешнего поля с положительной z -компонентой. Также видно, что для частиц с разными энергиями точка r_{cr} , в которой происходит излом, смещается ближе к Земле и постепенно сходится к определенному значению.

Рассмотрим также влияние радиуса a_r кольца с током на критическую силу тока. Возьмем снова протон с энергиями 10 кэВ и 100 кэВ при $L = 8 R_E$ при $b_z = -10$ нТл. Для каждого значения радиуса кольца с током будем искать величину силы тока, при которой разрывается запрещенная область между двумя разрешенными областями для рассматриваемых протонов кольцевого тока.

Как видно из таблицы 8, радиус выбранного кольца влияет на силу критического тока, например, при $a_r = 3 R_E$ и $a_r = 5 R_E$ критическая величина кольца ток отличается в 3 раза. Хотя влияние внешнего поля на силу тока гораздо больше, очевидно, что оба параметра — a_r и b_z влияют на критическую силу кольцевого тока, которая может существовать и, следовательно, индекс D_{st} .

Таблица 8 — Критическая сила кольцевого тока для различных радиусов кольца a_r .

a_r, R_E	Протон 10 кэВ		Протон 100 кэВ	
	I_{cr}, MA	r_{cr}, R_E	I_{cr}, MA	r_{cr}, R_E
3	31.8	16.4	28.9	16.1
4	17.7	16.5	16.1	16.1
5	11.2	16.5	10.2	16.2
6	7.6	16.6	6.9	16.2
7	5.5	16.6	4.9	16.3

Изменение радиуса кольца с током a_r , как видно из таблицы 8, почти не влияет на расстояние r_{cr} до точки разрыва запрещенной зоны. Таким образом, имея постоянное поле b_z , будет прямая зависимость между I_{cr} и a (табл. 8). Теперь, имея зависимость между b_z и I_{cr} (из табл. 8), становится возможным рассчитать текущий радиус кольца a для заданного значения b_z .

3.5 Выводы

В работе были рассмотрены области захвата Штермера заряженных частиц для Земли с внутренним магнитным дипольным моментом с учетом влияния кольцевого тока, возникающего из-за дрейфового движения частиц. Было изучено влияние кольцевого тока на топологию областей захвата частиц. Было показано, что существует максимальная величина кольцевого тока, при которой дальнейшее расширение области захвата невозможно. До достижения этого предела, дипольное поле, хотя и сжатое, сохраняет две разделенные друг от друга области Штермера. После достижения критической величины, область захвата раскрывается и заряженные частицы, формирующие кольцевой ток, получают возможность покинуть ее, таким образом уменьшая величину кольцевого тока. Были проведены численные расчеты для протонов типичных энергий

радиационных поясов и кольцевого тока Земли. Для случая Земли, был рассчитан D_{st} индекс максимальной величины кольцевого тока.

В результате инжекции частиц во внутреннюю магнитосферу увеличивается их популяция, а, следовательно, и сила кольцевого тока. Анализ Штермера показывает, что в определенный момент, когда сила кольцевого тока достигает критической величины, запрещенная зона, разделяющая внутреннюю и внешнюю разрешенные области, исчезает и, таким образом, частицы получают возможность покинуть внутреннюю область захвата. В результате количество частиц, из которых состоит кольцевой ток, а следовательно, и сила тока, начинают уменьшаться. В пределе в этом случае плотность частиц вблизи диполя и на бесконечности должна быть одинаковой. Критическая величина силы кольцевого тока зависит от энергии частиц, составляющих кольцевой ток, но в определенный момент достигается максимальная сила тока, когда частицы даже с наименьшей энергией способны покинуть область захвата.

Максимально возможное число частиц, которые могут быть захвачены дипольным полем, определяется количеством частиц кольцевого тока, изменяющим «связность» областей Штермера. Для двусвязной геометрии областей Штермера (когда внутренние и внешние разрешенные области движения не связаны друг с другом) поток частиц на бесконечности и поток захваченных частиц вблизи Земли могут различаться сколь угодно сильно. В этом случае смешивания пролетающих (уходящих и уходящих на бесконечность) и захваченных частиц не происходит и становится возможным формирование областей захваченной радиации, потоки которой определяются механизмами инжекции и потерь и не связаны с потоками частиц на бесконечности. Деформация областей движения Штермера самосогласованным полем захваченной радиации (кольцевым током) приводит к образованию связанных разрешенных областей движения, и в этом случае потоки частиц в разрешенной области однозначно определяются потоком частиц и распределением по питч-углам на бесконечности.

В результате можно к выводу, что сила кольцевого тока имеет конечный верхний предел. При определенной величине силы тока внутренняя область захвата соединяется с внешней областью, связанной с бесконечностью, и дальнейшее накопление частиц во внутренней области захвата становится невозможным. В настоящее время известно несколько основных процессов, приводящих к распаду кольцевого тока. Было показано, что к этим механизмам

можно добавить и новый механизм, описанный в статье. Этот механизм приводит к ограничению силы кольцевого тока во время магнитной бури независимо от механизма потерь частиц из внутренней разрешенной области захвата.

Анализ Штермера показывает, что существование радиационных поясов следует из существования геомагнитного поля. Частицы с энергиями частиц радиационных поясов и с разными параметрами γ захватываются на разные L-оболочки в зависимости от параметра Штермера γ . Помимо анализа критической силы кольцевого тока, была сделана попытка объяснить, как определяется и изменяется параметр Штермера γ . Его изменение приводит к смещению внутренней области захвата ближе к планете и одновременно к уменьшению размеров области. Параметр γ частицы может быть изменен несколькими механизмами, например дрейфом $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, перемещающим частицы во внутреннюю магнитосферу.

Глава 4. Глобальные изменения сверх-альфвеновской магнитосферы во время сильных внешних возмущений

Содержание данной главы основано на публикации автора Аб из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

4.1 Введение

Магнитосферное магнитное поле определяется глобальными токовыми системами. Во время сильных изменений параметров солнечного ветра и ММП параметры магнитосферных токовых систем сильно изменяются, что приводит к изменениям магнитосферного поля в целом. Возникающие при этом в магнитосфере явления очень многообразны и наиболее изучены для магнитосферы Земли. Поэтому, при рассмотрении задачи создания динамической модели магнитосферы следует рассматривать магнитосферу Земли, на основе данных множества космических аппаратов, измеряющих одновременно параметры как межпланетной среды, так и внутримангитосферные параметры плазмы и магнитного поля. Однако, стоит упомянуть, что в ближайшее время на орбиту спутника Меркурия будет выведено два космических аппарата в составе миссии *BepiColombo*, один из которых будет находиться большую часть времени вне магнитосферы, а другой — внутри нее. Это позволит существенно увеличить прогностические возможности динамической модели магнитосферы Меркурия.

Чем сильнее изменяются параметры межпланетной среды, тем более сильные изменения будут происходить в магнитосфере планеты. Скорость возмущенного солнечного ветра может превосходить скорость спокойного в более чем два раза, а плотность — на порядки величины. Параметры межпланетной среды зависят от активности Солнца, которая имеет свой 11 летний цикл и имеет ярко выраженные минимумы и максимумы. Во время максимума солнечной активности частота появления магнитных бурь выше.

Наиболее велики изменения магнитосферных токовых систем Земли во время магнитных бурь и магнитосферных суббурь. Основной вклад в депрессию магнитного поля на поверхности Земли во время магнитной бури,

которая описывается D_{st} -индексом (или минутным SYM-H индексом) вносят кольцевой ток и токи хвоста магнитосферы. Используя только спутниковые измерения невозможно выделить вклад в итоговое магнитное поле от каждой из этих токовых систем, поэтому для объяснения глобальной динамики магнитосферы и параметров конкретных токовых систем необходимо использовать модели магнитосферы [83]. Сравнение модельного магнитного поля со спутниковыми данными позволяет проверить выбранный подход к моделированию, надежность модели для исследований магнитосферы в возмущенных условиях и возможность ее использования для прогноза космической погоды. Наиболее распространены численные реализации различных МГД моделей. Плазма магнитосферы, в основном, сильно разрежена и бесстолкновительна. Она требует кинетических подходов, а все МГД модели включают в себя множество артефактов, которые практически невозможно отделить от реальных физических явлений. Кроме них существуют так называемые основанные на первых принципах модели, так или иначе описывающие магнитосферные токовые системы. Однако, центральной проблемой, не позволяющей уже в течение полувека закрыть вопрос и зафиксировать наиболее надежную модель магнитосферы, является изменчивость всех магнитосферных явлений. Имеются целые классы динамических магнитосферных процессов, различающихся частотой реализации и амплитудой — прежде всего это магнитные бури и магнитосферные суббури, при которых происходит глобальная перестройка магнитосферы. Можно выделить три основных подхода к созданию наиболее простой квазистационарной модели магнитосферы Земли, которая описывает изменения магнитосферного поля в зависимости от изменения параметров межпланетной среды. Наиболее проработаны эмпирические модели Цыганенко [84–86], построенные на основе большого массива данных одновременных измерений магнитного поля в магнитосфере и в межпланетном пространстве. При этом усредняются сильно различающиеся вектора поля, полученные в одной области пространства при различных геомагнитных явлениях. Имеется несколько адаптивных (событийно-ориентированных) моделей (например, [87]), которые предназначены для описания конкретной бури, суббури или другого динамического процесса в магнитосфере и используют для определения внутренних параметров модели все имеющиеся измерения в изучаемый период. Они позволяют лучше понять конкретное явление, но требуют изменения модели в каждом конкретном случае. Также существуют теоретическая параболоидная

модель магнитосферы Земли [73; 88], основанная на аналитическом решении уравнения Лапласа с граничным условием на магнитопаузе, имеющей вид параболоида вращения. Параметры, описывающие магнитосферные токовые системы в этой модели, определяются при помощи субмоделей, основанных на эмпирических данных. В работе [89] изучалась динамика крупномасштабных токовых систем для двух магнитосферных бурь с использованием модели Цыганенко T01 [85; 86], событийно-ориентированной модели [87] и параболоидной модели [88]; в результате все модели показали довольно хорошее согласие с наблюдениями.

В данной главе приведены результаты исследований динамики токовых систем магнитосферы во время магнитной бури 27 февраля 2023 года на основе одновременных наземных и космических измерений магнитного поля. Интерес к данной буре вызван тем, что полярные сияния наблюдались на широтах Подмосковья при не столь сильном уменьшении SYM-H индекса. Исследование магнитных бурь в целом представляет большой интерес, так как позволяет выявить относительные вклады магнитосферных токовых систем в глобальное магнитное поле. Правильный учет вклада каждой токовой системы в магнитное поле позволяет прогнозировать магнитную обстановку в магнитосфере, характер и величину магнитного возмущения на Земле.

4.2 Параметры межпланетной среды и магнитосферы 26-28 февраля 2023 г.

С конца февраля 2023 года Земля активно подвергалась воздействию межпланетных корональных выбросов массы, спровоцированных солнечными вспышками. Реакция магнитосферы Земли на эти возмущения в солнечном ветре проявилась в череде магнитных бурь. Наиболее мощное событие произошло 20:03 UT 24 февраля, когда на Солнце произошла мощная длительная вспышка класса M3.7 — средняя из больших по существующей классификации солнечных вспышек. Сразу после вспышки (в 20:36 UT) в короне Солнца сформировался корональный выброс массы. Примерно через сутки, в 18:40 UT 25 февраля, произошла вторая вспышка, корональный выброс массы от которой сформировался в 19:24 UT 25 февраля. В итоге, в первом событии энергич-

ные частицы распространялись в более спокойной межпланетной среде, чем во втором, что обусловило задержку момента начала второго события примерно на час.

Корональные выбросы массы от солнечных вспышек достигли Земли в ночь с 26 на 27 февраля. В базе данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>) отсутствуют данные с 01 до 11 UT 27 февраля, поэтому использовались данные с сервера НИИЯФ МГУ SWX (<https://swx.sinp.msu.ru/>). Как видно из рисунка 4.1, по данным SWX наблюдалось два сильных скачка давления солнечного ветра. Первый начался примерно в 19:25 UT 26 февраля. Его начало совпало с усилением отрицательной компоненты B_y с -2 нТл до -15 нТл и с поворотом ММП от северного направления к южному. При этом скорость солнечного ветра резко возросла от ~ 460 км/с до ~ 550 км/с, а плотность n_{sw} — с 10 до 20 частиц в см^{-3} , что вызвало сильную магнитную бурю. Эти скачки скорости и плотности определили скачок динамического давления солнечного ветра P_{sw} от примерно 3 до 10 нПа. Затем скорость солнечного ветра начала плавно возрастать с ~ 550 до ~ 700 км/с, плотность — до 30 частиц в см^{-3} . Второй скачок давления солнечного ветра начался примерно в 04 часа 27 февраля 2023 г. одновременно со скачком плотности от 3 до 18 частиц в см^{-3} при примерно постоянной скорости ~ 620 км/с и южном ММП. В середине дня 27 февраля скорость солнечного ветра превысила 850 км/с.

Таким образом, в анализируемый период магнитосфера Земли находилась в высокоскоростном потоке солнечного ветра и временами была сильно поджата. Динамическое давление потока плазмы, измеряемое в точке Лагранжа L1, превышало 10 нПа, т.е. примерно в 5 раз больше, чем нормальное «среднее» значение давления солнечного ветра в подсолнечной точке головной ударной волны перед магнитосферой. Внезапное начало магнитной бури в 19:23 UT 26-го февраля, когда SYM-H индекс увеличился с +2 до +36 нТл, явилось реакцией магнитосферы на возрастание динамического давления плазмы в более чем 3 раза с одновременным поворотом межпланетного магнитного поля к югу. В последующие пару часов наблюдался дальнейший рост давления до 15 нПа, что в 5 раз превышает начальный уровень. Это привело к сжатию магнитосферы и усилению токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе, что и вызвало кратковременный положительный скачок SYM-H в момент внезапного начала бури. Причем этот рост северо-южной компоненты магнитного поля магнитосферы зафиксирован, практически, одновременно и на наземных станциях, и на гео-

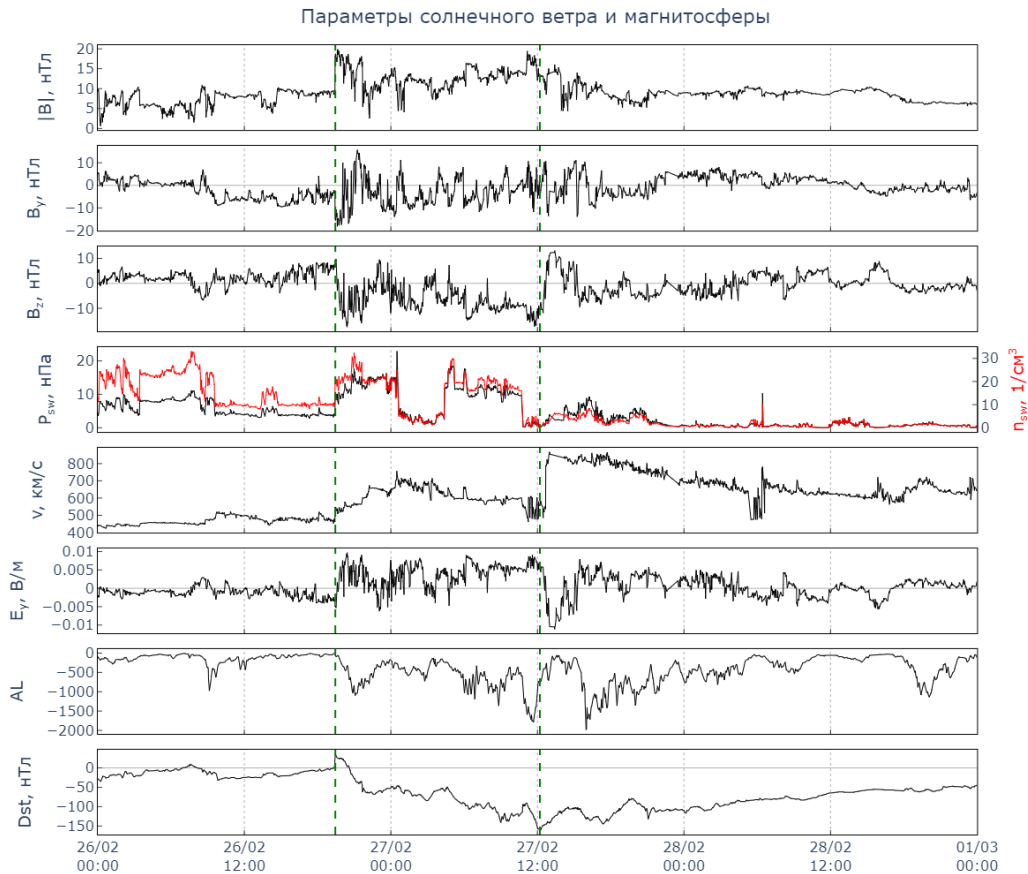


Рисунок 4.1 — Параметры солнечного ветра (плотность n , скорость v и динамическое давление P_{sw}), межпланетного магнитного поля ($|B|, B_y, B_z$), E_y компоненты электрического поля в солнечном ветре и параметров возмущения магнитосферы $AL, SYM-H$ в период с 26 по 28 февраля 2023 года (по данным с сайта <https://swx.sinp.msu.ru/>. Данные о солнечном ветре и ММП были получены с различных КА, находящихся в точке либрации, они пересчитаны с учетом временного сдвига примерно на 40 мин.). Здесь и далее вертикальными штрихованными линиями выделена главная фаза бури между внезапным началом магнитной бури и её максимумом.

стационарной орбите. Измерения магнитного поля на КА GOES 16 (13:30 MLT) и GOES 18 (09:30 MLT) (рисунок 4.3) показывают одновременный скачок B_H (перпендикулярной плоскости географического экватора компоненты магнитного поля, измеренной магнитометрами) на 45 нТл (от 110 до 155 нТл) и на 54 нТл (от 124 до 178 нТл), соответственно. Рассмотрение магнитограммы 4.3 показывает, что 26-го февраля КА GOES 18 в течение почти часа, спустя 1.5 часа после резкого начала бури (20:48 — 21:31 UT), находился выше по потоку за магнитопаузой в переходном слое в полуденной части магнитосферы, где B_z компонента имела южное направление, противоположное магнитосферному

полю. Это говорит о том, что имело место глобальное сжатие магнитосферы, практически, в полтора – два раза.

Главная фаза бури начинается когда направленная с утра на вечер компонента межпланетного электрического поля становится положительной и большой по величине. При этом увеличивается скорость инжекции энергии в токовый слой и далее в кольцевой ток. В результате, увеличение кольцевого тока и токов хвоста магнитосферы привело к уменьшению индекса SYM-H до -161 нТл в 12:12 UT 26 февраля. Амплитуда депрессии экваториального магнитного поля сравнительно не велика, и саму бурю следует считать средней. Однако, длительность повышенного потока энергии в магнитосферу составила не менее 27 часов, а Кр-индекс (индекс геомагнитной активности — усредненное значение геомагнитной активности для каждых трех часов в сутках) достигал 7. В результате смены знака B_z компоненты ММП с южного (-12 нТл в 12:09 UT) на северное (+11 нТл в 12:56 UT) и соответствующего изменения знака межпланетного электрического поля скорость инжекции стала меньше, в результате чего начался распад кольцевого тока и последующее восстановление уровня геомагнитного поля до спокойного. При этом, как видно из рисунка 4.1, электрическое поле периодически продолжало увеличиваться до положительных величин, инжекция энергии в кольцевой ток снова возрастала, и уменьшение SYM-H происходило не так быстро.

4.3 Экспериментальные данные

Для описания магнитной бури использовались данные магнитометров, установленных на космических аппаратах THEMIS A, E, D и GOES-16, 18. Миссия THEMIS (<http://themis.ssl.berkeley.edu/index.shtml>) состоит из 3 спутников на околоземной орбите. Высота перигея аппаратов A и E составляет $1.16 - 1.5 R_E$, апогея $\sim 13 R_E$, период обращения — около суток. Для анализа использовались данные только 2-х из 3-х аппаратов THEMIS, находящихся на околоземной орбите, так как у аппарата THEMIS D отсутствует часть внутримангнитосферных данных 28 февраля. На рисунке 4.2 приведены данные измерений модуля магнитного поля на КА THEMIS A, E в период с 26 февраля по 28 февраля 2023 года, совершивших за это время примерно три

оборота вокруг Земли. Внутримангнитосферные участки КА THEMIS занимают около 8 часов во время магнитной бури 27 февраля и более 15 часов (с 09:00 до 24:00) 28 февраля на фазе восстановления. Оба КА THEMIS были внутри магнитосферы во время максимума бури почти в точке перигея.

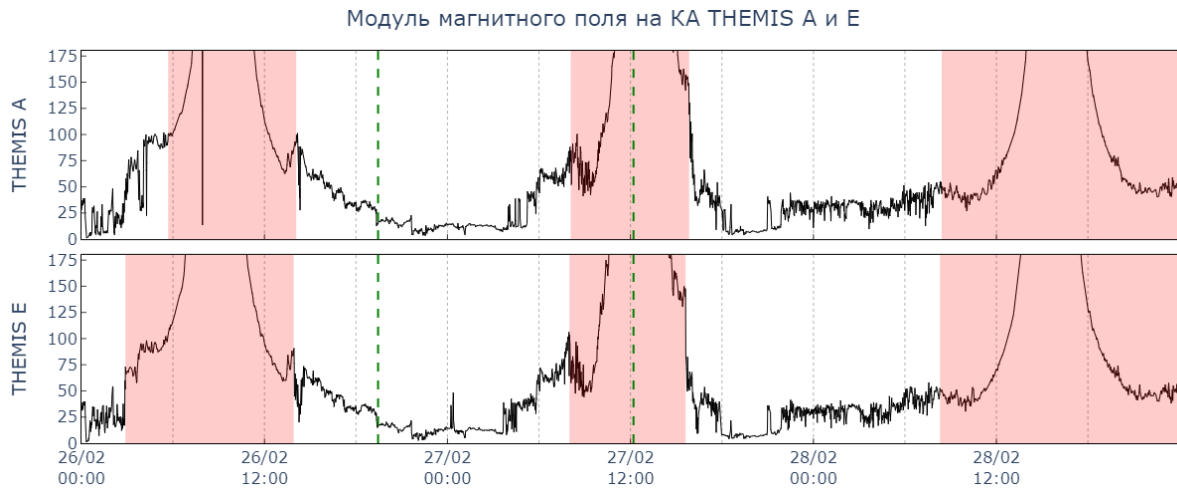


Рисунок 4.2 — Модуль магнитного поля вдоль траектории спутников THEMIS A, E, измеренный 26 - 28 февраля. Вертикальными пунктирными синими линиями обозначены время внезапного начала бури и минимума индекса SYM-H. Розовым выделены те интервалы времени, в которые КА находился внутри магнитосферы.

Спутники GOES-16 и 18 находились на геостационарной орбите ($\sim 6.6 R_E$) на долготах $75.2^\circ W$ и $137^\circ W$, соответственно. За час Земля и геосинхронные спутники GOES вместе с ней поворачиваются на 15° по азимуту относительно местного полдня. Местное время GOES-16 и 18 различается на ~ 4 часа (GOES-16 опережает GOES-18). На рисунке 4.3 приведены данные измерений модуля магнитного поля на КА GOES-16 и 18 в период с 26 февраля по 28 февраля 2023 года. Как видно из рисунка, в 20:48 UT 26 февраля ИСЗ GOES-18 пересек границу магнитопаузы, точнее говоря, магнитопауза пересекла геостационарную орбиту ($6.6 R_E$) при своем движении к Земле при переходе в новое состояние сжатой импульсом давления магнитосферы. Затем, после 06:00 UT 27 февраля на обоих спутниках наблюдались временные профили поля, характерные для токового клина суббури, с тремя ярко выраженными минимумами величины магнитного поля. Вероятно, суббури продолжались и дальше, несмотря на отсутствие их проявлений на магнитограммах, так как спутники покинули область хвоста магнитосферы. GOES 16 вернулся в эту зону после 00:00 UT 28

февраля, и на нем продолжались наблюдения сильных скачков магнитного поля вплоть до 06:00 UT 28 февраля.

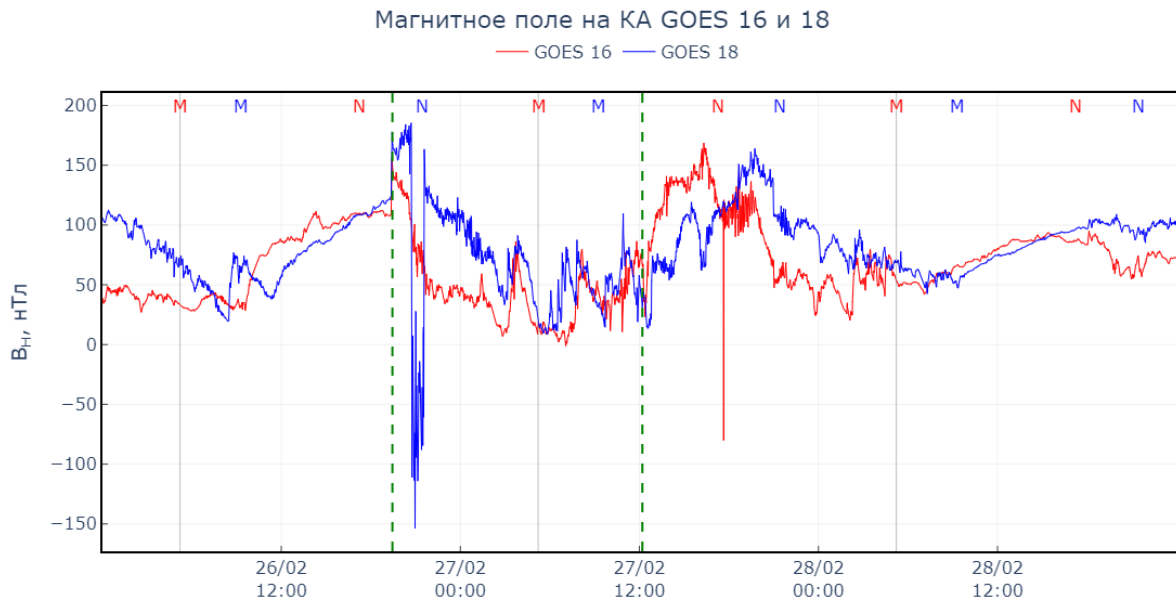


Рисунок 4.3 — V_H компонента магнитного поля системы VDH на геостационарной орбите в период сильно поджатой магнитосферы 26 — 28 февраля 2023 года по данным КА GOES-16 и GOES-18.

На рисунке 4.4 показаны траектории КА THEMIS A, E и GOES-16, 18 в солнечно-магнитосферной системе координат 26 и 27 февраля. На каждую из траекторий нанесены точки пересечения магнитопаузы космическим аппаратом, определяемые по магнитограммам (рисунок 4.2): пересечение магнитопаузы можно определить как переход из области турбулентного переходного слоя в область гладкой кривой спокойной магнитосферы (см. главу 1) и по соответствующему резкому повороту вектора магнитного поля. Через точки пересечения магнитопаузы можно провести параболоид вращения с фиксированной параболоидальной координатой β [90], который хорошо описывает поверхность дневной магнитопаузы, как это делалось в главе 1 для магнитопаузы Меркурия. Таким образом, можно восстановить расстояние до подсолнечной точки для каждого из моментов пересечения магнитопаузы космическим аппаратом. Расстояние до подсолнечной точки R_1 поверхности параболоида вращения с фиксированной координатой $\beta = \beta_m = 1$ и параметром флэринга $\gamma = 1$ определяется по формуле (1.5), описанной в главе 1.

Усредняя полученные значения R_1 для двух КА THEMIS, получаем, что 26 февраля при входе в магнитосферу расстояние до подсолнечной точки магни-

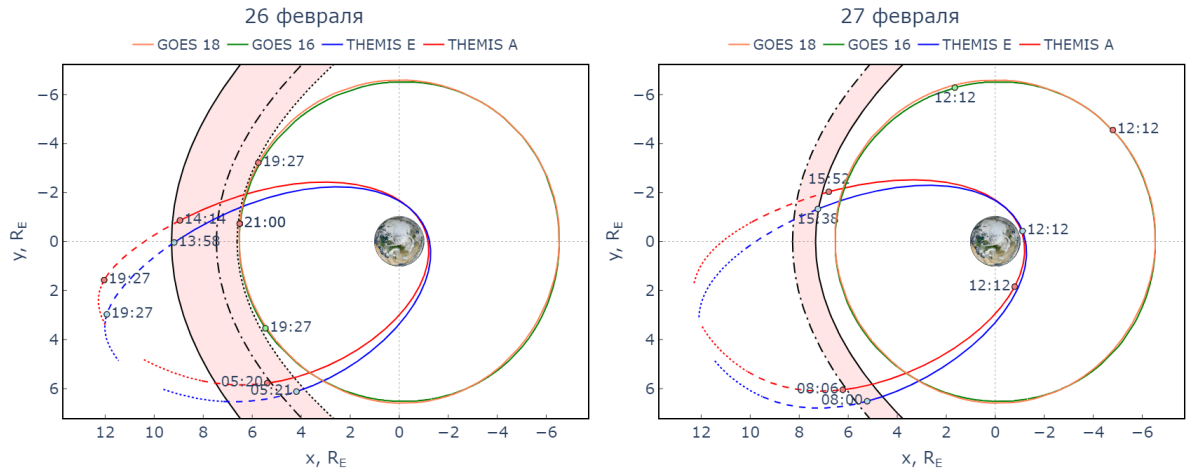


Рисунок 4.4 — Траектории спутников GOES 16, 18 и THEMIS A, E 26-27 февраля 2023 года в солнечно-магнитосферных координатах (GSM) в плоскости $x - y$. Черной линией точка-тире показано положение магнитопаузы при входе КА THEMIS A, E в магнитосферу (05:20/05:21 UT 26 февраля и 08:06/08:00 UT 27 февраля); сплошной черной линией показано положение магнитопаузы при выходе КА THEMIS из магнитосферы (14:14/13:58 UT 26 февраля и 15:52/15:38 UT 27 февраля). Черными точками показано положение магнитопаузы при ее пересечении КА GOES 18 (21:00 UT 26 февраля). Изменения в положениях магнитопаузы в плоскости $x - y$ в системе GSM выделено на рисунке розовым цветом. Также 26 февраля отмечены положения спутников во время резкого начала магнитной бури в 19:27 UT; 27 февраля — во время минимума SYM-H в 12:12 UT.

топаузы составляло около $7.4 R_E$, при выходе — $9.3 R_E$. Аналогичные расчеты по формуле из работы [91] для расстояния до подсолнечной точки магнитопаузы (уравнение (4.2)) дают значения $8.0 R_E$ и $8.7 R_E$ соответственно. Однако, эти величины не характеризуют максимальное приближение магнитопаузы, так как пока КА были в точке перигея, либо уже в области переходного слоя, расстояние до подсолнечной точки могло уменьшиться еще сильнее. Это подтверждают наблюдения на КА GOES-18, который через 2 часа после внезапного начала магнитной бури оказался в переходном слое магнитосферы. Данное событие фиксировалось по резкому уменьшению амплитуды вертикальной B_N компоненты магнитного поля с изменением знака до -100 нТл (рисунок 4.3). Проводя по описанному выше методу расчет расстояния до подсолнечной точки по точке пересечения магнитопаузы КА GOES-18, получаем $R_1 = 6.6 R_E$. Это почти совпадает со значением, рассчитанным по формуле (4.2), которая дает $6.5 R_E$.

Для 27 февраля расстояние до магнитопаузы при входе в магнитосферу составляло около $8.3 R_E$, при выходе — $7.3 R_E$. Расчеты по формуле (4.2) дают значения $6.9 R_E$ и $7.6 R_E$. В целом, изменения в расстояниях до подсолнечной точки сопоставимы с наблюдавшимися 26 февраля.

4.4 Параболоидная модель магнитосферы

Для описания магнитной бури 26-28 февраля 2023 года была выбрана параболоидную модель магнитосферы A2000. Ее преимуществом является отсутствие зависимости от какой-либо базы данных измерений магнитного поля, поэтому она может быть использована как для описания спокойной, так и возмущенной магнитосферы. Магнитосферное магнитное поле в ней представляет собой сумму из двух слагаемых — внутреннего магнитного поля Земли \mathbf{V}_{int} , вычисляемого по модели IGRF 13 (<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>), в которой оно представлено в виде разложения по сферическим гармоникам [92] и внешнего магнитного поля, создаваемого текущими в магнитосфере крупномасштабными электрическими токами. Динамику магнитосферы во время магнитной бури можно представить в виде последовательных «мгновенных» состояний магнитосферы, каждое из которых описывается собственным набором параметров магнитосферных токовых систем.

Внешнее магнитное поле в параболоидной модели является суперпозицией вкладов поля токов на магнитопаузе, экранирующих поле внутриземных токов \mathbf{V}_{CF} , токов хвоста магнитосферы \mathbf{V}_t , кольцевого тока \mathbf{V}_r , токов на магнитопаузе, экранирующих поле кольцевого тока \mathbf{V}_{sr} , продольных токов зоны 1 \mathbf{V}_{fac} и доли межпланетного магнитного поля $k(R_1) \cdot \mathbf{V}_{\text{IMF}}$, проникающей в магнитосферу [93]:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_m = \mathbf{V}_{\text{int}}(\psi) + \mathbf{V}_{\text{CF}}(\psi, R_1) + \mathbf{V}_t(\psi, R_1, R_2, \Phi_\infty) + \mathbf{V}_r(\psi, b_r) + \mathbf{V}_{\text{sr}}(\psi, R_1, b_r) + \\ + \mathbf{V}_{\text{fac}}(\psi, R_1, \Phi_\infty, I_0) + k(R_1) \cdot \mathbf{V}_{\text{IMF}}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где ψ — угол наклона диполя, R_1 и R_2 — геоцентрические расстояния до подсолнечной точки магнитопаузы и до переднего края токового слоя хвоста, соответственно, Φ_∞ — магнитный поток через перпендикулярное сечение долей

удаленного хвоста магнитосферы, b_r — магнитное поле кольцевого тока в центре Земли, I_0 — полная величина продольных токов зоны 1, $k(\text{Re}_M)$ — коэффициент ($\simeq 0.2$), определяющий долю межпланетного магнитного поля, проникающего внутрь магнитосферы, Re_M — магнитное число Рейнольдса для набегающего потока солнечного ветра, и \mathbf{V}_{IMF} — вектор межпланетного магнитного поля в невозмущенном солнечном ветре выше по потоку от головной ударной волны [93]. Эти параметры определяют расположение и интенсивность описанных выше магнитосферных токовых систем и используются в качестве входных параметров для модели. Это позволяет легко изменять параметризацию параболоидной модели. В итоге, при моделировании вариаций наблюдаемого SYM-H, не учитывались вклады двух последних членов в уравнении (4.1), так как продольные токи системы 1 не вносят существенный вклад в симметричные возмущения на Земле [94], а $k(\text{Re}_M) \cdot \mathbf{V}_{\text{IMF}}$ составляет всего около 0.1 – 0.2 от величины межпланетного магнитного поля [93].

Описанные выше входные параметры параболоидной модели вычисляются следующим образом:

- Проекция угла наклона ψ геомагнитного диполя на плоскость $x - z$ солнечно-магнитосферной системы координат определяется наклоном оси вращения Земли к плоскости эклиптики и географическим положением магнитного полюса. Угол ψ является известной функцией UT [73];
- Подсолнечное расстояние до магнитопаузы R_1 определяется балансом давления в подсолнечной точке магнитопаузы и рассчитывается по формуле, полученной в работе [91]:

$$R_1 = 10.75(1 + 0.050 \tanh(0.35B_z + 1.6))(P_{\text{sw}} + P_m)^{-0.161}, \quad (4.2)$$

где P_{sw} — динамическое давление солнечного ветра, P_m — давление, создаваемое межпланетным магнитным полем. Авторы [91] провели статистический анализ формы и положения магнитопаузы, используя каталог, содержащий 17230 пересечений магнитопаузы 17 различными КА от дневной магнитопаузы до лунной орбиты в ночной стороне. Эта формула совпадает с формулой Шу [95], которая использовалась ранее в работах по параболоидной модели [73; 89; 93], лишь в полном давлении плазмы присутствует вклад межпланетного магнитного поля.

- Расстояние до переднего края токового слоя хвоста R_2 рассчитывается как проекция экваториальной границы аврорального овала в полу-

ночном меридиане на широте φ_n вдоль магнитной силовой линии в дипольном приближении $R_2 = 1/\cos^2\varphi_n$ в магнитную экваториальную плоскость. Величина φ_n определяется на основе полученной эмпирически формулы из работы [96] для значений $D_{st} < -10$ нТл:

$$\varphi_n = 74.9^\circ - 8.6^\circ \cdot \log_{10}(-D_{st})$$

В данной формуле подразумевается, что D_{st} индекс характеризует не только интенсивность кольцевого тока, но и рост магнитного потока в хвосте магнитосферы. Однако, в этой формуле не учитывается вклад суббуравой активности в положение переднего края токового слоя. В этом смысле, он требует уточнения, но можно ограничиться первым приближением, чтобы сохранить преемственность с предыдущим анализом. При этом эффекты суббури переносятся в зависимость Φ_∞ от AL (4.5). Поскольку магнитный поток в долях хвоста и через экваториальное сечение токового слоя равен потоку через овал, более последовательным было бы использовать соотношение

$$\Phi_\infty(t) = \Phi_{dip} \cdot \sin^2 \varphi_n(t) \text{ или}$$

$$\varphi_n = \arcsin \sqrt{\frac{\Phi_\infty}{\Phi_{dip}}} = \arcsin \sqrt{\frac{R_E}{2R_1} + \frac{-AL \cdot R_{ss}^2}{28 \cdot B_E R_E^2} \sqrt{1 + 2R_2/R_1}}. \quad (4.3)$$

- Магнитный поток сквозь доли хвоста $\Phi_\infty(t)$ представляется как сумма магнитного потока в долях хвоста в спокойное время $\Phi_0(t)$, связанного с медленными адиабатическими вариациями геомагнитного хвоста, вызванными вариациями размеров магнитосферы, и дополнительного магнитного потока $\Phi_S(t)$, связанного с усилением электрического поля в солнечном ветре, с усилением конвекции в хвосте магнитосферы и с суббуравой активностью [88].

В рамках параболической модели для спокойных условий, когда расстояние до лобовой точки на магнитопаузе $R_1 = 10 R_E$, магнитный поток на открытых линиях в долях хвоста составляет $\Phi_0 = 385$ МВб [10]. При масштабировании магнитосферы с уменьшением R_1 радиальное магнитное поле на ночной полусфере радиусом R_1 растет как дипольное поле обратно пропорционально R_1^{-3} , а площадь сечения ночной полусферы в плоскости терминатора уменьшается как R_1^2 , поэтому уходящий в хвост

магнитный поток $\Phi_0(t)$ обратно пропорционален R_1 , и может быть приближенно описан формулой:

$$\Phi_0(t) = 385 \text{ МВб} \cdot \frac{10R_E}{R_1} \quad (4.4)$$

где $\Phi_{\text{dip}} = 2\pi R_E^2 \cdot B_E \simeq 7700 \text{ МВб}$ — магнитный поток дипольного поля через одно из полушарий, а $B_E \simeq 30000 \text{ нТл}$ — дипольное поле Земли на экваторе. Дополнительный магнитный поток, возникающий из-за увеличения темпа инъекции энергии солнечного ветра в хвост магнитосферы $\Phi_S(t)$ определяется как [88]:

$$\Phi_S(t) = -\frac{AL}{7} \frac{\pi R_1^2}{2} \sqrt{\frac{2R_2}{R_1} + 1} \quad (4.5)$$

4.4.1 Субмодель кольцевого тока

Вклад магнитного поля кольцевого тока рассчитывается при помощи уравнения Десслера-Паркера-Скопке, связывающего магнитное поле кольцевого тока в центре Земли b_r с полной энергией частиц кольцевого тока ε_r [81; 82]:

$$b_r = -\frac{2}{3} B_0 \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_d},$$

где B_0 — магнитное поле диполя на экваторе, $\varepsilon_d = \frac{1}{3} B_0 M_E$ — энергия геомагнитного диполя над поверхностью Земли. Исходя из уравнения инъекции кольцевого тока ε_r

$$\frac{d\varepsilon_r}{dt} = F(E_y) - \frac{\varepsilon_r}{\tau},$$

можно получить уравнение, определяющее поле кольцевого тока в центре Земли b_r во время магнитной бури [97]:

$$\frac{db_r}{dt} = F(E_y) - \frac{b_r}{\tau} \quad (4.6)$$

где $F(E_y)$ — функция инъекции частиц кольцевого тока, τ — время жизни частиц кольцевого тока; авторы [98] определили величину

$\tau(t) = 2.37e^{9.74/(4.78+E_y)}$. Функция инъекции $F(E_y)$ определяется электрическим полем E_y в солнечном ветре, направленном с утра на вечер и может быть представлена в виде [94]:

$$F(E_y) = \begin{cases} f_{pr}(p_{sw})f_{ar}(AL) \times d \cdot (E_y - 0.5 \text{ мВ/м}), & E_y > 0.5 \text{ мВ/м} \\ 0, & E_y < 0.5 \text{ мВ/м} \end{cases} \quad (4.7)$$

где E_y — электрическое поле утро-вечер в солнечном ветре и d — коэффициент, определяющий скорость инъекции как функцию напряженности электрического поля солнечного ветра. В момент максимума бури $db_r/dt = 0$ и из уравнения (4.6) можно определить коэффициент d , зная полную энергию частиц (или b_r) в момент максимума и время τ . Поскольку для каждой конкретной бури скорость инъекции может различаться, этот коэффициент должен определяться процедурой минимизации отклонения между измеренными и модельными значениями SYM-H [89; 94]. В анализе использовалась величина d , полученная в работе [94] при анализе магнитной бури 24-26 сентября 1998 года с SYM-H = -200 нТл, сходной с рассматриваемой магнитной бурей. Численные коэффициенты, описывающие темп поступления энергии в магнитосферу, были получены из требования минимизации отклонения наблюдаемого SYM-H от модельного возмущения на уровне Земли в предположении, что коэффициент d не зависит от напряженности электрического поля. Для максимальной скорости поступления энергии в зону кольцевого тока — $2.2 \cdot 10^{30}$ кэВ/час авторы [99] определили коэффициент d равным -1.3 нТл/мВ · час.

Множители $f_{pr}(p_{sw})$ и $f_{ar}(AL)$ дают возможность учесть влияние динамического давления солнечного ветра и суббуревой активности на инъекцию энергии в кольцевой ток. Они описываются следующими уравнениями [94]:

$$f_{pr}(p_{sw}) = \begin{cases} 1, & p_{sw} < p_k \\ 1 + \left(\frac{p_{sw} - p_k}{p_{sw}} \right)^{\alpha_p}, & p_{sw} > p_k \end{cases} \quad (4.8)$$

$$f_{ar}(AL) = \begin{cases} 1, & |AL| \leq AL_k \\ 1 + \left(\frac{|AL| - AL_k}{|AL|} \right)^{\alpha_{al}}, & |AL| > AL_k \end{cases} \quad (4.9)$$

В работе [94] авторы, минимизируя отклонение рассчитанного D_{st} от измеренного для бури 24–26 сентября 1998 года, получили следующие значения

коэффициентов: $\alpha_p = 2$, $p_k = 5$ нПа, $\alpha_{al} = 1$ и $AL_k = 600$ нТл. Ввиду схожести магнитных бурь и близких максимальных значений SYM-H (-200 нТл в работе [94] и -161 нТл в рассматриваемом случае), в расчетах использовались эти величины коэффициентов.

4.4.2 Поле токового слоя хвоста

В работе [88] величина магнитного поля $b_t(t)$ на внутреннем краю токового слоя хвоста определялась с использованием индекса AL. В работе [94] было разработано обобщение этого подхода, основанное на более сложных выражениях, описывающих зависимости потока в долях хвоста от электрического поля и динамического давления солнечного ветра, а также от индекса AL. Все эти факторы контролируют поступление энергии в хвост магнитосферы, ее хранение и высвобождение. В отличие от разработанных ранее подходов (глобальное моделирование магнитосферы), этот подход позволяет изучать конкретное событие (событийно-ориентированное моделирование). В настоящей главе рассматривалась зависимость величины $b_t(t)$ только от AL индекса:

$$b_t = -\frac{AL}{7} \text{ нТл}$$

4.5 Динамика магнитосферы во время магнитной бури

Расчет параметров магнитосферы в ходе рассматриваемой магнитной бури производился при помощи параболической модели магнитосферы с использованием субмоделей, описанных выше. Результат представлен на рисунке 4.5.

В работе [100] по экспериментальным данным AMPTE/CSE оценили положение внутренней границы плазменного слоя для трех магнитных бурь 1985-1988 годов. По их результатам, геоцентрическое расстояние до внутреннего края токового слоя в ходе магнитной бури уменьшается, максимально приближаясь к Земле до $3.5 R_E$. Связь R_2 с индексом SYM-H отчетливо проявляется в уменьшении R_2 с ростом SYM-H.

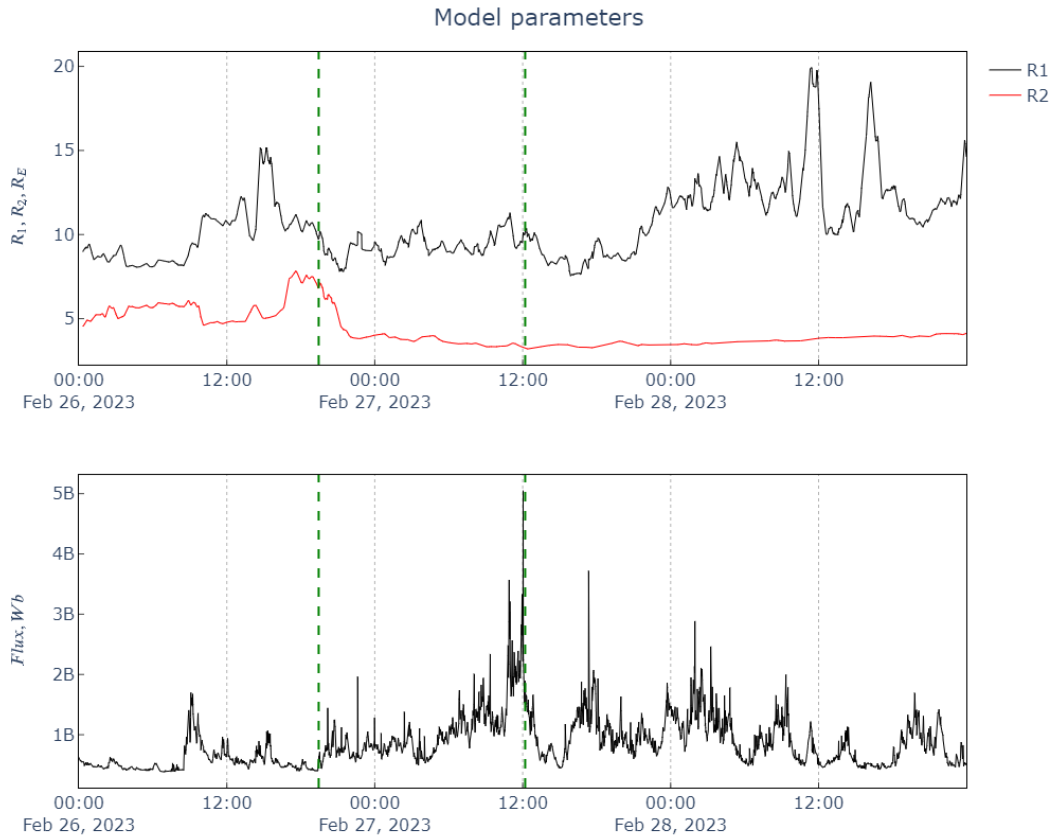


Рисунок 4.5 — Параметры параболической модели, рассчитанные для магнитной бури 27 февраля 2023.

Для вычисления вкладов токов на магнитопаузе, кольцевого тока и токов хвоста магнитосферы в итоговую величину SYM-H, была использована стандартная процедура фитирования параметров токовых систем к наблюдаемому значению SYM-H [94]. В итоге, как видно из рисунка 4.6, сначала, как и ожидается, в результате сжатия магнитосферы в начале бури, появляется вклад токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе, который дает положительный вклад в величину SYM-H. Затем, появляются сначала вклад сначала токового слоя хвоста, а потом кольцевого тока. Вклад кольцевого тока незначительно больше вклада токового слоя хвоста в течение всей бури, однако они сопоставимы по величине. Вместе с тем, в минимальное значение SYM-H в момент максимума бури вносит, как видно из графика, токовый слой хвоста магнитосферы. В целом, полученные результаты согласуются с предыдущими, полученными при анализе умеренных магнитных бурь при помощи параболической модели магнитосферы [83; 89; 93; 101].

На верхней панели рисунка 4.6 представлены измеренный индекс SYM-H и его величина, рассчитанная по параболической модели магнитосферы. Видно хорошее совпадение модельных расчетов с реальным SYM-H. Мы ожидали,

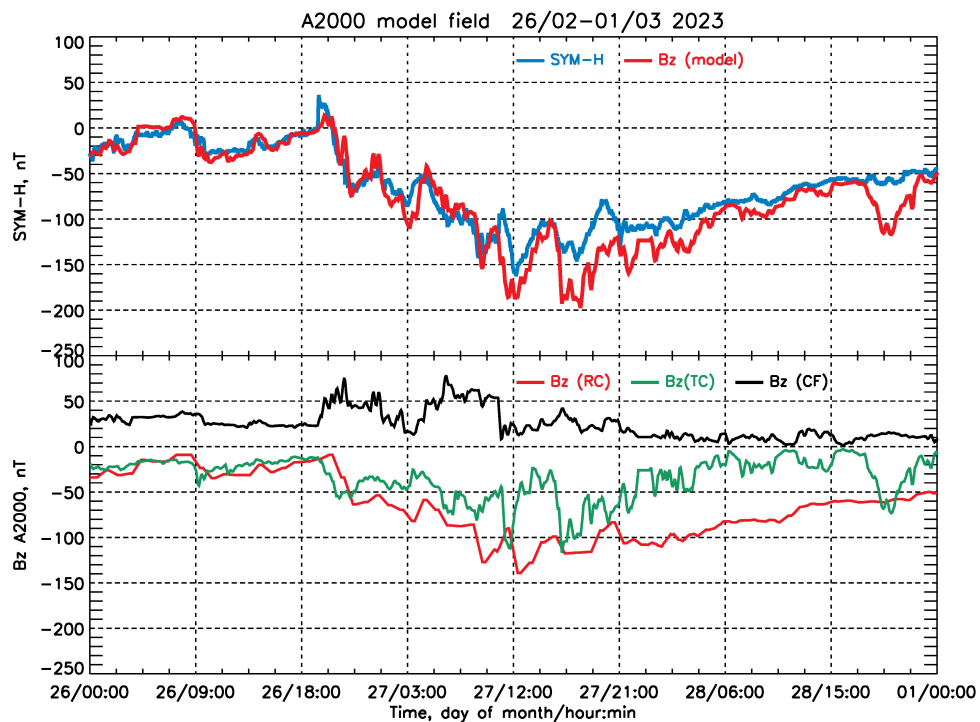


Рисунок 4.6 — (Верхняя панель) Сравнение измеренного на Земле значения SYM-H (синяя кривая) и рассчитанного по модели (красная кривая); (Нижняя панель) Вклады различных токовых систем (токи Чепмена-Ферраро, кольцевой ток и токи слоя хвоста магнитосферы) в модельное SYM-H.

что отклонение будет небольшим, так как параметры модели настроены для достижения хорошего совпадения с наблюдаемым SYM-H для данной бури. На нижней панели рисунка 4.6 показан относительный вклад крупномасштабных магнитосферных токовых систем в SYM-H: токов магнитопаузы (черная кривая), кольцевого тока (красная кривая) и токов хвоста магнитосферы (зеленая кривая). В параболоидную модель A2000 не включен вклад частичного кольцевого тока, однако его вклад не столь существенен, по разным оценкам он составляет около $\sim 1/7$ от суммарного кольцевого тока во время максимума бури [102].

В результате начала суббури, которая видна на магнитограмме КА GOES (рисунок 4.3), происходит диполизация поля токового слоя и его вклад в SYM-H уменьшается, что приводит к соответствующему уменьшению модуля SYM-H. Развитие токового слоя хвоста хорошо коррелирует со связанным с суббуриями AL индексом, что отражается в результатах расчетов по параболоидной модели A2000. Вклад токового слоя хвоста в индекс SYM-H, рассчитанный по модели A2000, меняется во время магнитной бури. Он коррелирует с суббуре-

вой активностью и приближается к своему максимуму во время суббурового максимума, оцениваемого по усилению AL индекса. С другой стороны, кольцевой ток коррелирует с общим SYM-H, и его максимум стремится быть вблизи минимума SYM-H.

4.5.1 Магнитное поле, измеренное на борту КА GOES-16 и 18

Одним из критериев оценки точности работы модели и определенных входных параметров является сравнение данных магнитометра, полученных на борту космического аппарата и величины модельного магнитного поля в данной точке. В данном случае для магнитосферы Земли удобно использовать рассматривавшиеся выше данные КА GOES-16 и GOES-18, которые находятся внутри магнитосферы в течение почти всей бури. Результаты расчета и сравнение с измерениями представлены на рисунках 4.7 и 4.8.

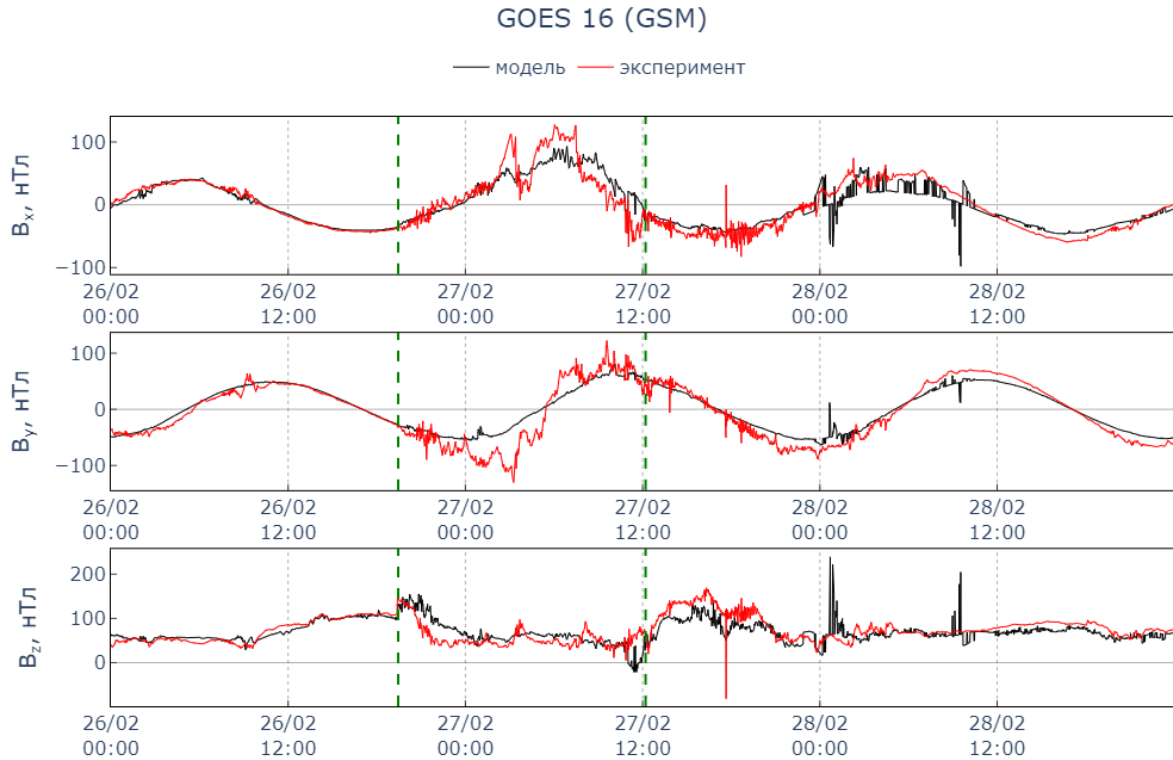


Рисунок 4.7 — Сравнение модельных значений и измерений магнитного поля на КА GOES 16.

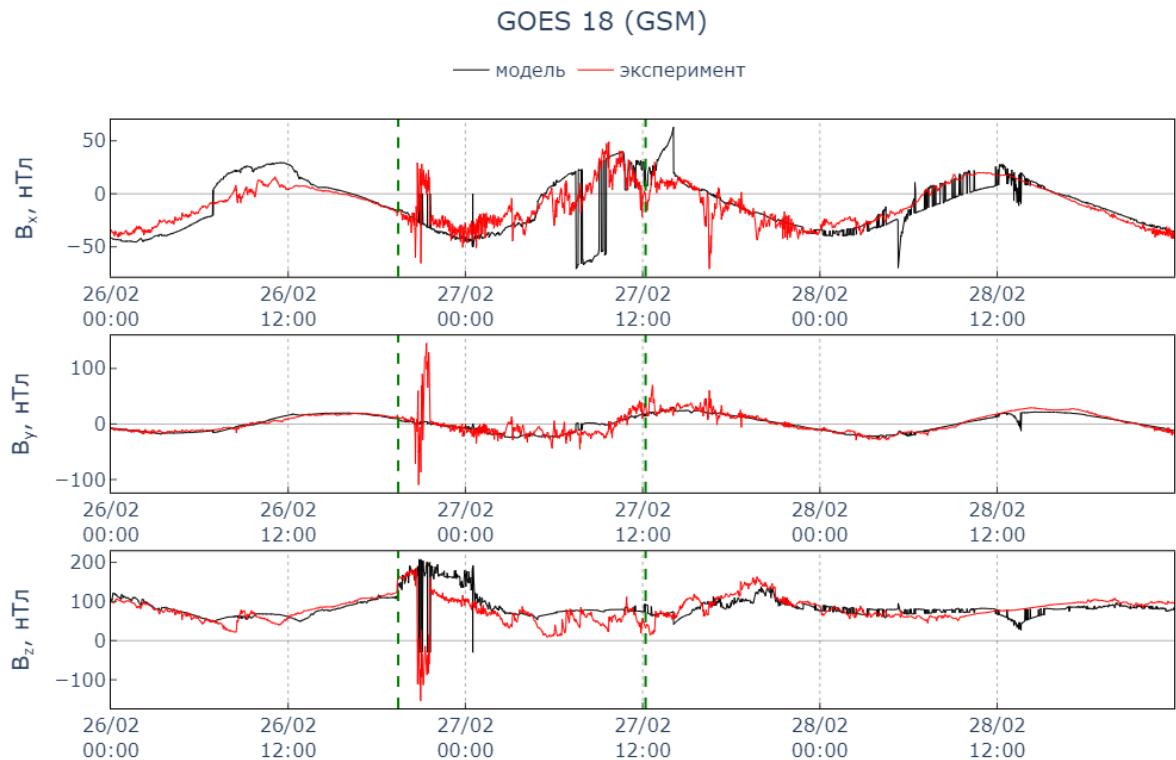


Рисунок 4.8 — Сравнение модельных значений и измерений магнитного поля на КА GOES 18.

Как видно из рисунков, параболическая модель довольно хорошо описывает изменения магнитного поля вдоль траектории обоих КА GOES, за исключением некоторых артефактов в момент главной фазы бури и во время фазы восстановления на V_x -компоненте для спутника GOES-18. Это может быть связано с моделью параболоида, представляющей токи поперек хвоста магнитосферы в виде разрыва между противоположно направленными пучками магнитного поля в южной и северной долях хвоста. Отрицательные пики в компонентах V_z рассчитанного магнитного поля связаны с мнимыми пересечениями внутреннего края модельного токового слоя спутниками, появляющимися из-за больших погрешностей в описании переднего края токового слоя во время главной фазы бури. Такое поведение магнитного поля обусловлено особенностью модели параболоида: параболической формой внутреннего края плоского хвостового токового слоя. Сравнение измеренных и рассчитанных компонент магнитного поля показывает, что поправки на магнитное поле, обусловленные вариациями параметров модели во время бури, обеспечивают хорошее согласие модели с экспериментом.

4.5.2 Авроральный овал

Известно, что в активную фазу магнитосферных суббурь и магнитных бурь экваториальная граница овала полярных сияний смещается к экватору вплоть до средних широт. Проектирование этой границы в магнитосферу по любой магнитосферной модели геомагнитного поля свидетельствует о приближении ее к Земле до геоцентрических расстояний $3.5 - 4 R_E$. В фазе развития авроральных суббурь область дискретных форм полярных сияний в ночном секторе не только движется к полюсу, но и одновременно расширяется к экватору. Такое экваториальное расширение области с активными формами полярных сияний должно быть естественно связано с приближением к Земле внутренней границы плазменного слоя [100].

Наиболее сильный эффект расширения аврорального овала в рассматриваемой магнитной буре связан с резким ростом динамического давления солнечного ветра и последующим движением магнитопаузы к Земле, при котором она пересекала геостационарную орбиту, и КА GOES 18 оказывался за пределами магнитопаузы в переходном слое (см. рисунки 4.3 и 4.4). Для иллюстрации этого эффекта показаны границы овала в полярной зоне (рисунок 4.9) и сечение магнитосферы в сечении полдень-полночь (рисунок 4.10), соответственно. На обоих рисунках построены проекции токового слоя хвоста магнитосферы в полярную область для спокойной ($R_1 = 10 R_E$) и сильно сжатой ($R_1 = 6.6 R_E$) магнитосферы. Магнитосфера симметрична относительно экваториальной плоскости, ее структуру показывают либо северное, либо симметричное ей южное полупространство. Мы использовали это свойство магнитосферы и продемонстрировали изменения размеров аврорального овала при уменьшении характерного размера для северного полушария. Для южного овала картина будет симметричной. На рисунке 4.9 для сравнения на левой панели показана спокойная магнитосфера, а на правой — сжатая. Аналогично на рисунке 4.10 слева показано сечение спокойной магнитосферы в сечении полдень-полночь, а справа — сжатая магнитосфера.

Сжатие магнитосферы до геостационарной орбиты при приходе фронта коронального выброса массы во время внезапного начала магнитной бури в 19:30 UT 26-го февраля 2023 года хорошо заметно на рисунке 4.10 модельных

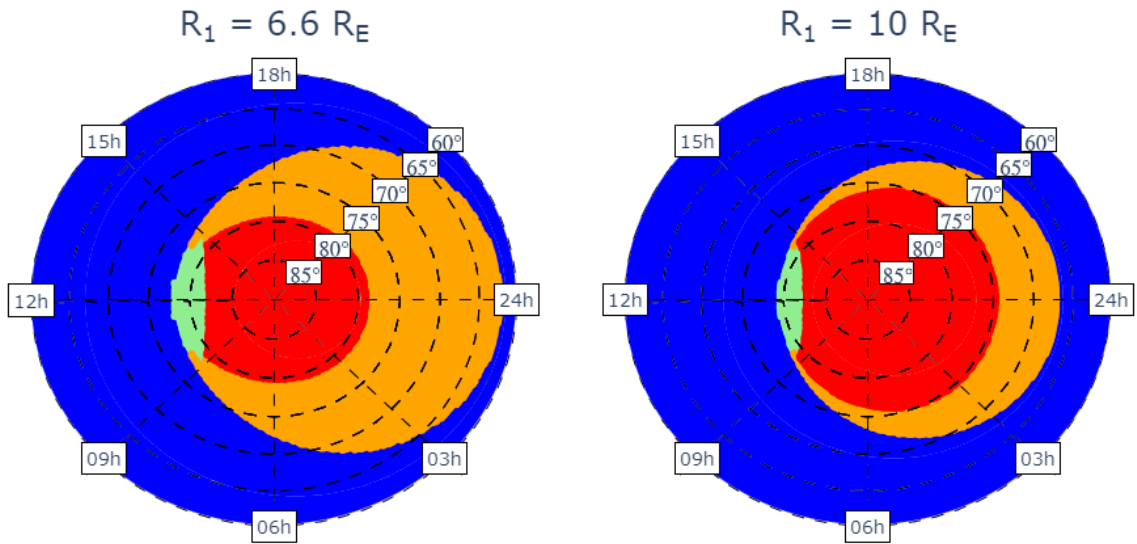


Рисунок 4.9 — Увеличение размеров аврорального овала в 1.5 раза при сжатии магнитосферы на $\Delta R_1 = 3.4 R_E$ во время бури 27 февраля 2023, вид сверху на полярную шапку. Проекция токового слоя хвоста магнитосферы закрашена оранжевым цветом. Открытые силовые линии, идущие в доли хвоста, показаны красным цветом, а замкнутые силовые линии сердцевины магнитосферы — синим. Зеленым цветом закрашена зона дневного каспа, куда проникают солнечные протоны вдоль магнитного поля.

магнитных силовых линий, где показано соответствующее изменение структуры магнитосферы.

Положение зоны полярных сияний существенно как для изучения совокупности явлений при магнитосферно-ионосферных возмущениях в переменном магнитном поле Земли, так и для ионизации верхней атмосферы. Увеличение размеров овала сопровождается, как показывают прямые измерения, ростом температуры и плотности верхней атмосферы в этой области до высот $\simeq 500$ км. Этот эффект критически сказывается на надежности систем вывода тяжелой ракетой на околоземную орбиту целого набора спутников, для которых промежуточная орбита располагается на высотах $\simeq 200$ км.

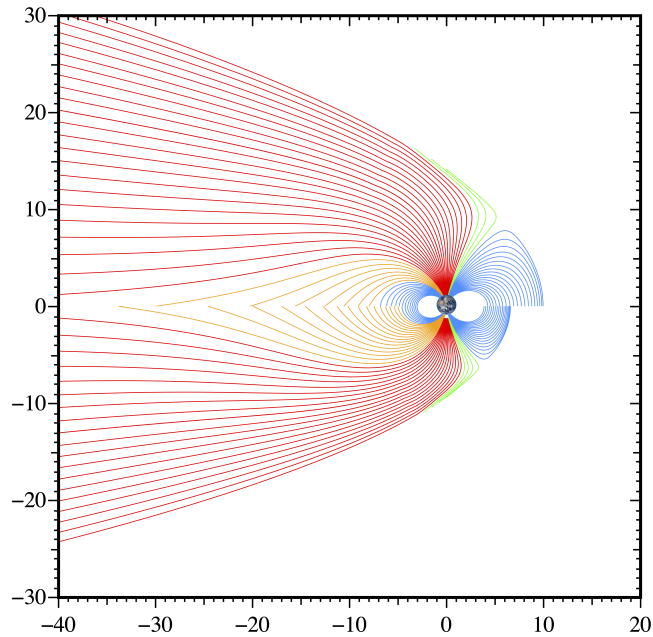


Рисунок 4.10 — Сравнение модельных силовых линий магнитосферы Земли в сечении полдень-полночь системы координат GSM для двух состояний магнитосферы во время магнитной бури, сверху — для расстояния до подсолнечной точки, равном $10 R_E$, снизу — для $6.6 R_E$. По осям расстояние выражено в радиусах Земли R_E . Различные типы силовых линий маркированы разными цветами. Линии каспа, которые соединяют магнитопаузу и ионосферу, окрашены зеленым цветом, открытые линии полярной шапки, уходящие в торцевое сечение хвоста магнитосферы, окрашены красным, силовые линии аврорального овала, которые соединяют токовый слой хвоста и ионосферу, оранжевые, а замкнутые силовые линии, которые заполняют сердцевину магнитосферы и пересекают экваториальную плоскость ближе к Земле, чем располагается передний край токового слоя — синие.

4.6 Выводы

В работе был проведен анализ динамики магнитосферы во время магнитной бури 27 февраля 2023 года. Интерес к данной буре возник из-за появления полярных сияний на широте Москвы при не столь значительном понижении индекса SYM-H, что происходит довольно редко. Во время данной магнитной бури расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы в моменте уменьшалось до $6.6 R_E$, то есть до геостационарной орбиты, что было отмечено на одном из спутников GOES.

Детальное исследование динамики токового слоя хвоста и кольцевого токов по модели A2000 показывает, что вклад токового слоя хвоста (как и других токов магнитосферы) в SYM-H меняется во время магнитной бури. Токосый слой хвоста начинает развиваться раньше, чем кольцевой ток, и начинает затухать, в то время как кольцевой ток продолжает развиваться, что согласуется с результатами, полученными ранее [89]. Глобальные изменения токов магнитосферного хвоста во время магнитной бури контролируются в основном солнечным ветром и ММП, но сопровождаются резкими вариациями, связанными с суббуриями. Вклад кольцевого тока слегка больше вклада токового слоя хвоста, однако, согласно моделированию, именно последний дает наименьшее значение SYM-H. Сравнение с измерениями геостационарных спутников свидетельствует о том, что мы не переоценили величину тока в хвосте магнитосферы. В целом модельные коэффициенты, связывающие параметры солнечного ветра с параметрами модели, и константы, определяющие функции инжекции и потери в субмоделях, использованных в модельных расчетах, должны уточняться для каждой конкретной бури. В этом случае параболоидная модель будет соединять в себе преимущества теоретической модели, построенной на первых принципах, и достоинства конкретной модели для данного возмущения. Поиск минимума χ^2 соответствующего функционала в методе максимального правдоподобия для векторных переменных может производиться при помощи пакета FUMILIM, успешно использованного при обработке данных КА MESSENGER [4; 5].

Данная задача актуальна для анализа данных продолжающихся весной и летом 2023 года магнитных бурь, создающих полярные сияния на широтах Москвы, а также для прогноза динамики магнитосферы в будущем, что важно учитывать при запусках космических аппаратов на низкие орбиты. Из-за рассматриваемой магнитной бури 27 февраля на 5 часов был отложен запуск спутников Starlink, который в итоге состоялся в 22:13 UT. В 2022 году в начале февраля из-за средней магнитной бури и последовавшего повышения плотности термосферы, было потеряно 38 спутников Starlink. Следующие друг за другом магнитные бури приводят к увеличению Джуолева разогрева атмосферы в полярных областях и ее последующему расширению, т.е. к увеличению плотности на высоких широтах. В итоге, в результате направленного к экватору потока области увеличения плотности распространяются к средним широтам. В работе [103] с использованием модели атмосферы и термосферы GAIA было

показано, что во время умеренной бури в феврале 2022 года произошло значительное возрастание плотности термосферы в очень большой области до 50% на высотах как 200, так и 400 км. Такие большие возрастания привели к увеличению силы лобового сопротивления КА и последующему их сходу с орбиты.

Глава 5. Авроральные свечения на Ганиমেде

Содержание данной главы основано на публикации автора А1 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

5.1 Введение

При обтекании небесного тела потоком замагниченной плазмы вокруг препятствия образуется возмущенная область — магнитосфера. Ее форма зависит от характеристик обтекающего потока. Если поток сверхзвуковой и сверхальвеновский (звуковое M_s и альвеновское M_A числа Маха больше 1), то образуются магнитосферы, как у планет Солнечной системы, имеющих достаточно сильное планетарное магнитное поле, с головной ударной волной перед ними и хвостом за ними. Если поток плазмы дозвуковой и доальвеновский ($M_s < 1$, $M_A < 1$), то формируются особые структуры, называемые альвеновскими крыльями. Галилеевы спутники Юпитера обтекаются дозвуковым и доальвеновским потоком магнитосферной юпитерианской плазмы, которая увлекается полем Юпитера в совместное вращение вместе с планетой и обгоняет движущиеся по кеплеровым орбитам Галлилеевы спутники. Их магнитосферы представляют собой альвеновские крылья, идущие в северное и южное полушария ионосферы Юпитера, где можно наблюдать святящиеся в УФ диапазоне пятна — проекции магнитосферы спутника вдоль силовых линий [104]. Альвеновские крылья представляют собой стоячие альвеновские волны в системе отсчета, связанной с обтекаемым объектом [105]. При торможении замагниченной плазмы спутником меняется кривизна силовых линий, возникает перпендикулярный магнитному полю ток, замыкающийся продольными токами вдоль высокопроводящих магнитных силовых линий. Исключением является Каллисто. Этот спутник иногда находится в потоке доальвеновской, иногда сверхальвеновской магнитосферной плазмы, поэтому альвеновские крылья от него возникают не постоянно, а при определенных условиях. Вдоль границ альвеновских крыльев текут сильные продольные токи. С вытекающими из ионосферы токами связаны пятна сияний, генерируемых спутниками. Галилеевы спутники в силу связанных с ними процессов

являются реперными точкам для структуры магнитодиска Юпитера, а сияния, возбуждаемые ими, служат своеобразными маркерами места пересечения открытых силовых линий с ионосферой Юпитера. Поэтому изучение условий вблизи спутников позволяет судить о природе токового слоя диска.

Ганимед является единственным спутником в Солнечной системе, обладающим достаточным магнитным полем для создания собственной мини-магнитосферы, заключенной в магнитосферу Юпитера. Наличие на нем собственного магнитного поля было открыто в результате пролетов космического аппарата Галилео. Также был измерен дипольный магнитный момент $M = 1.32 \times 10^{23} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$, вклад остальных мультипольных составляющих оказался несущественен [106]. Ганимед находится во внешнем для него магнитном поле Юпитера, которое на его орбите имеет постоянную z -компоненту и переменную y -компоненту (ось y направлена к Юпитеру), которая зависит от положения Ганимеда на его орбите вокруг Юпитера. В первом приближении можно считать, что внешнее поле имеет только постоянную z -компоненту, равную -100 нТл [106]. Таким образом, в первом приближении магнитное поле Ганимеда можно представить как сумму поля диполя Ганимеда и внешнего однородного поля Юпитера.

Юпитерианская плазма, вращающаяся вместе с магнитным полем Юпитера, обгоняет Ганимед на его орбите со средней скоростью 139 км/с [105]. Продольные токи, текущие вдоль поверхности альвеновских крыльев, со стороны Ганимеда могут замыкаться частично на «дневной» магнитопаузе, которая разделяет поток набегающей плазмы и магнитное поле Ганимеда на передней стороне, частично педерсеновскими токами в ионосфере Ганимеда и частично на «ночной» магнитопаузе в области нисходящего потока плазмы [107]. В своем дальнейшем пути через магнитосферу Юпитера они почти не затухают [108] и текут вдоль силовых линий магнитного поля до ионосферы Юпитера, замыкаясь на ней.

С хорошей точностью пучок открытых силовых линий, уходящий от Ганимеда к Юпитеру, можно считать круговым цилиндром. В этом случае магнитный поток внутри этого цилиндра вдали от Ганимеда, где полем магнитосферных токов можно пренебречь, будет равен $B_J \cdot \pi R_{mG}^2 = 100 \text{ нТл} \cdot \pi R_{mG}^2$, где B_J — поле Юпитера в окрестности Ганимеда, а R_{mG} — радиус пучка открытых силовых линий. С другой стороны, этот же магнитный поток будет равен $2B_G \cdot \pi R_G^2 \cdot \sin^2 \theta_m$, где R_G — радиус Ганимеда, $B_G = 700 \text{ нТл}$ — дипольное поле

на экваторе Ганимеда [108] и $\theta_m = 60^\circ$ — коширота аврорального овала Ганимеда. Из равенства этих двух потоков можно получить $R_{mG} = 3.24 R_G$ (сравнимо с результатами МГД моделирования [107]). Следовательно, ширина магнитосферы Ганимеда s поперек потока плазмы и внешнего поля равна $6.5 R_G$. Используя указанную выше модель магнитного поля Ганимеда, можно построить сечение магнитосферы Ганимеда в плоскости «утро–вечер» (рис. 5.1). На рисунке показаны силовые линии магнитного поля вокруг Ганимеда; расстояние по осям измеряется в радиусах Ганимеда (2631.2 км). Оранжевым выделены продольные токи, текущие вдоль альвеновских крыльев, и замыкающиеся через ионосферу Ганимеда. На ближней к Юпитеру стороне токи от разных полушарий планеты-гиганта текут друг по направлению к другу, а на дальней стороне — друг от друга. Поток Юпитерианской плазмы направлен в плоскость рисунка.

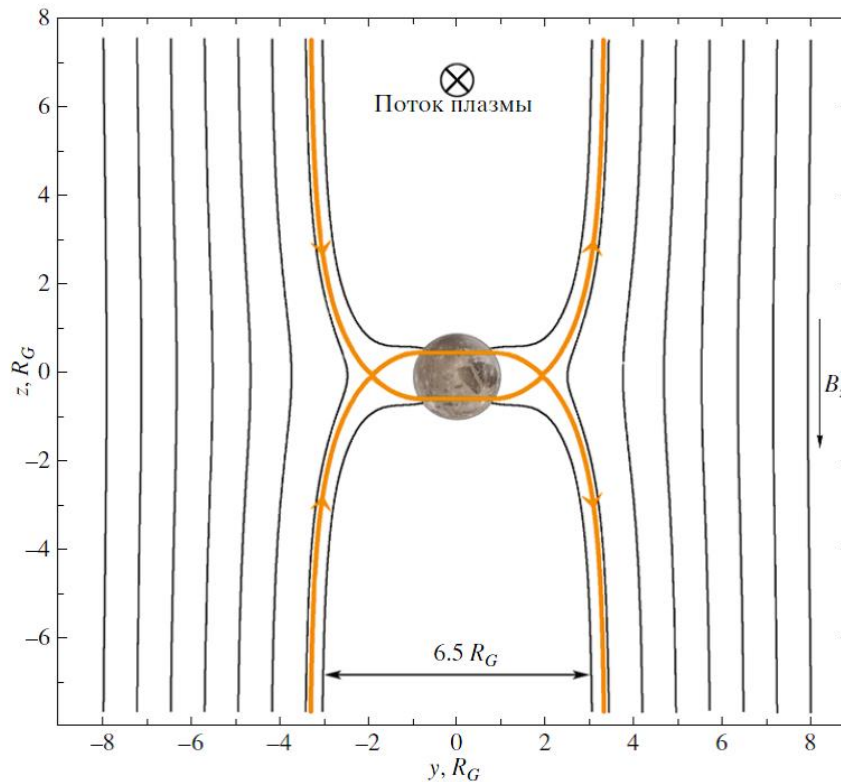


Рисунок 5.1 — Схематичное изображение магнитосферы Ганимеда в плоскости $y - z$. Показано направление тока, замыкающего токи альвеновского крыла через ионосферу. Магнитное поле Юпитера направлено на юг, ось y направлена от Юпитера, электрическое поле направлено с «утренней» стороны на «вечернюю»; $E_y > 0$. Магнитный момент Ганимеда, как и на Земле, направлен на юг, поле в экваториальной магнитосфере направлено на север.

5.2 Полярные свечения на Ганимеде

Полярные сияния на Ганимеде являются результатом взаимодействия высыпавшихся электронов с молекулами кислорода в разреженной атмосфере Ганимеда (столбцовая плотность $(1-10) \times 10^{14}$ молекул/см²) [109]. Наблюдавшееся свечение в линиях 1304 Å и 1356 Å было идентифицировано как излучение атомарного кислорода, который образуется в реакции диссоциативного возбуждения электронным ударом молекулы O₂ [110]. Эффективное сечение для обеих линий имеет максимум при энергиях электронов около 100 эВ [111]. Энергия электронов тепловой компоненты магнитосферной плазмы Юпитера, которая окружает Ганимед, примерно в 5 раз меньше, $T_e = 20$ эВ. Плотность электронов равна $n_e = 5 - 20$ см⁻³. Регистрируется и более разреженная надтепловая компонента с $n_e = 0.5 - 2$ см⁻³, $T_e = 2$ кэВ [112].

Излучение атомарного кислорода наблюдается в обоих полушариях с максимумами на широтах около 30°, что согласуется с данными о магнитном поле — именно в этих широтах проходит граница между замкнутыми и открытыми силовыми линиями магнитного поля Ганимеда. Данные о яркости полярных сияний, приведенные в работе [110], показывают, что существует фоновое свечение, не превышающее 100 Рэлей почти над всей областью условного аврорального овала. На этот общий фон накладываются локализованные области повышенного излучения интенсивностью до 300 Рэлей. Авроральный овал на Ганимеде стабилен на больших масштабах времени, несмотря на значительные флуктуации в яркости [113], которые могут быть связаны с перемещением Ганимеда относительно центральной плоскости плазменного диска [114].

Тепловые электроны магнитосферы Юпитера с параметрами, указанными выше, могут вызывать свечение с интенсивностью примерно в 10–40 Рэлей (или 3–12 Рэлей на широте 60°). Наблюдаемая же интенсивность в 300 Рэлей может быть достигнута, только если электроны будут существенно ускорены и будут характеризоваться максвелловским распределением с температурой в диапазоне 75–300 эВ [112]. Следовательно, локальные тепловые электроны не могут создать наблюдаемое свечение. Однако надтепловых электронов слишком мало для генерации требуемого свечения [112]. Из этого можно сделать вывод, что при данной столбцовой плотности атмосферы локальные тепловые

электроны должны сформировать продольные ускоренные пучки, высыпаящиеся в области аврорального овала Ганимеда.

Процессы, приводящие к ускорению электронов, могут быть различны. В работе [112] были предложены следующие механизмы генерации постоянного фонового излучения и интенсивных авроральных пятен: продольное ускорение электрическими полями и стохастическое ускорение частиц электростатическими волнами. Ниже будут обсуждаться условия для формирования продольных ускоряющих промежутков. В работе [114] на основании МГД-моделирования было высказано предположение о том, что основным источником электронов, генерирующих авроральные сияния на Ганимеде на стороне набегающего потока, является Юпитерианская плазма, проникающая через каспы, тогда как полярные сияния в области нисходящего потока генерируются электронами, которые ускоряются вдоль линии пересоединения и проникают в атмосферу Ганимеда на широтах границы между открытыми и замкнутыми силовыми линиями.

5.3 Поля и токи альвеновских крыльев

При движении проводника поперек магнитного поля возникает индуцированное электрическое поле $\mathbf{E} = [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$. При этом в проводнике возникает разделение зарядов и соответствующее поле поляризации, компенсирующее электрическое поле в системе отсчета, связанной с проводником. Если рассматривать ионосферу Ганимеда, как проводник, то положительные заряды сконцентрируются справа, если смотреть со стороны набегающего потока плазмы, а отрицательные — слева. Если бы вокруг Ганимеда отсутствовала Юпитерианская плазма, то он был бы поляризован. Поверхностная плотность заряда на заряженной сфере, помещенной во внешнее электрическое поле, будет прямо пропорционально $\cos(\pi - \varphi)$, где φ — долгота Ганимеда (0° долготы — на полушарии, обращенном к Юпитеру, плазма набегаёт со стороны 270°). Так как скорость вращения Ганимеда вокруг своей оси синхронизирована со скоростью его движения по орбите вокруг Юпитера, Ганимед всегда обращен к Юпитеру одной и той же стороной.

Электрическое поле возникает также на всем протяжении плазменного слоя поперек альвеновского крыла, в результате чего в поле появляется

электродвижущая сила (ЭДС). Величина ЭДС определяется поперечными размерами альвеновского крыла (т.е. магнитосферы Ганимеда), магнитным полем магнитосферы Юпитера (сумма дипольного поля и поля экваториального токового диска Юпитера на орбите Ганимеда) и скоростью плазмы относительно Ганимеда. Так как магнитные силовые линии границы альвеновского крыла проецируются на авроральный овал Ганимеда, то возникающая ЭДС будет приложена к ионосфере Ганимеда в области аврорального овала. Величина электрического поля, создаваемого магнитосферой Ганимеда при движении через плазму магнитосферы Юпитера, в первом приближении определяется как:

$$\mathbf{E} = [\mathbf{u}_G \times \mathbf{B}],$$

где \mathbf{u}_G — скорость движения Ганимеда относительно плазмы, \mathbf{B} — магнитное поле Юпитера на орбите Ганимеда

$$E = u_G \cdot B = 139000 \text{ м/с} \times 10^{-7} \text{ Тл} = 0.0139 \text{ В/м}.$$

Электрическое поле направлено слева направо, если смотреть на Ганимед со стороны набегающего потока плазмы. Разность потенциалов между двумя крайними частями магнитосферы, где текут продольные токи, равна:

$$\Delta U = E \cdot s = 0.0139 \text{ В/м} \cdot 6.5 \cdot 2.6312 \times 10^6 \text{ м} = 237729 \text{ В} \approx 238 \text{ кВ} \quad (5.1)$$

Однако Ганимед окружен плазмой, поэтому поляризационный заряд будет уменьшаться, что приведет к возникновению постоянного тока через ионосферу, который будет замыкать продольные токи альвеновских крыльев. Решая задачу о распределении двумерного электрического потенциала на ионосфере, можно получить распределение ионосферного тока в полярной шапке и в области замкнутых силовых линий. Скачок широтной компоненты электрического поля на границе открытых линий определяет радиальный ток, втекающий и вытекающий из ионосферы [115].

В той области ионосферы, где продольные токи отсутствуют, при постоянной проводимости уравнение непрерывности для тока приводит к двумерному уравнению Лапласа для потенциала ионосферного электрического поля $\Phi(r, \theta, \varphi)$ [115]:

$$\Delta\Phi_i = \frac{1}{R^2 \sin^2 \theta} \cdot \left[\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi_i}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial \varphi^2} \right) \right] = 0$$

Решением этого уравнения являются функции вида $\sin n\varphi \operatorname{tg}^n(\theta/2)$, или $\cos n\varphi \operatorname{tg}^n(\theta/2)$. В обеих функциях можно заменить $\operatorname{tg}^n(\theta/2)$ на $\operatorname{ctg}^n(\theta/2)$. Полусумма $\frac{1}{2} \left(\operatorname{tg}^n \frac{\theta}{2} + \operatorname{ctg}^n \frac{\theta}{2} \right) = \frac{1}{\sin \theta}$ также является уравнением Лапласа. В итоге потенциал на ионосферном уровне, который соответствует однородному электрическому полю на пучке открытых силовых линий, будет иметь вид [115]:

$$\Phi_i = -\frac{\Delta U \cos \varphi}{2} \begin{cases} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, & 0 \leq \theta \leq \theta_m, \\ \frac{\theta_m}{2}, & \theta_m \leq \theta \leq \pi - \theta_m, \\ \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, & \pi - \theta_m \leq \theta \leq \pi \end{cases} \quad (5.2)$$

где θ — коширота, θ_m — коширота границы полярной шапки (около 60°). Уравнение (5.2) позволяет рассчитать педерсеновский ток в полярной шапке и в области замкнутых силовых линий из закона Ома $\mathbf{J}_P = \Sigma_P \mathbf{E}$:

$$J_{P\theta} = \frac{J_f \cos \varphi}{\sin \theta} \begin{cases} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, & 0 \leq \theta \leq \theta_m, \\ \frac{\theta_m}{2}, & \theta_m \leq \theta \leq \pi - \theta_m, \\ \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, & \pi - \theta_m \leq \theta \leq \pi \end{cases}$$

$$J_{P\theta} = \frac{J_f \sin \varphi}{\sin \theta} \begin{cases} \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}{\theta_m}, 0 \leq \theta \leq \theta_m, \\ \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \\ \frac{\sin \theta_m}{\sin \theta}, \theta_m \leq \theta \leq \pi - \theta_m, \\ \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \\ \frac{\theta}{\theta_m}, \pi - \theta_m \leq \theta \leq \pi \\ \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \end{cases}$$

где $J_F = J_0/[2R_G(1 + \cos \theta_m)]$ и J_0 — полный продольный ток на уровне ионосферы в амперах. Константа J_F и множитель $(1 + \cos \theta_m)$ определяются равенством интеграла от линейного продольного тока вдоль полярного овала полному току в цепи:

$$J_0 = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} J_{\parallel}(\varphi) R_G \sin \theta_m d\varphi,$$

где линейный продольный ток равен разности ионосферных педерсе-новских токов, втекающих в овал на его высокоширотной и экваториальной границах:

$$J_{\parallel}(\varphi) = J_{P\theta}^- - J_{P\theta}^+|_{\theta=\theta_m}.$$

Наличие яркого светящегося пятна на Юпитере в области, где альвеновские крылья, идущие от Ганимеда, пересекают его ионосферу [104], говорит о том, что зона взаимодействия набегающего потока плазмы с магнитным полем Ганимеда простирается как минимум на 1.7 млн. км (около 0.012 а.е.). Другими словами, для правильного описания физических процессов взаимодействия плазмы с магнитным препятствием, необходимо рассматривать всю замкнутую электрическую цепь магнитосферно-ионосферного взаимодействия, не ограничиваясь локальными уравнениями, описывающими взаимосвязь локальных параметров среды.

Фактически, можно провести аналогию между бесстолкновительной плазмой в магнитном поле и линиями электропередачи, параллельными магнитному полю. Движущийся проводник с его индуцированным разделением зарядов находится в последовательном соединении с разными линиями электропередачи. Он индуцирует импульс (альвеновское крыло), движущийся вдоль магнитного поля, который переносит разделение заряда, и, по существу, замыкает контур,

в котором движущийся проводник является батареей постоянного тока [116]. Однако данный контур замкнут лишь в первом приближении. Время, которое требуется для создания такого контура, определяется альвеновской скоростью в плазме, так как альвеновские волны — единственный крупномасштабный тип волн в плазме, который может переносить продольные токи. Если время пролета волны от Ганимеда до Юпитерианской ионосферы и обратно меньше, чем время, которое требуется магнитосфере Ганимеда для перехода на новый пучок силовых линий ($6.5 \times 2631.2 \text{ км} / (139 \text{ км/с или } 123 \text{ с})$), тогда между Ганимедом и Юпитером может возникнуть контур постоянного тока. Это будет происходить, если плотность плазмы мала. В противном случае альвеновское возмущение дойдет до ионосферы Юпитера и вернется не на Ганимед, а пойдет к ионосфере другого полушария Юпитера вдоль магнитных силовых линий, в результате чего будут наблюдаться множественные следы магнитосферы Ганимеда в ионосфере Юпитера [117].

5.4 Расчет необходимого тока

Ионосферный ток (часть полной электрической цепи, состоящей из источника ЭДС в потоке плазмы, продольного тока вдоль границы пучка открытых силовых линий и нагрузки в ионосфере Ганимеда) можно рассчитать как произведение разности потенциалов и интегральной Педерсеновской проводимости ионосферы Ганимеда, равной приблизительно 2 Сименсам [105]. Также необходимо учесть, что втекающий продольный ток распределен по $\cos \varphi$ [115]. Тогда полный ионосферный ток рассчитывается как:

$$J = \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \Delta U \cdot \Sigma_P \cdot \text{ctg} \frac{\theta_m}{2} \cos \varphi d\varphi = 471.25 \text{ кА}$$

Плотность тока электронов магнитосферной плазмы Юпитера рассчитывается, как:

$$\mathbf{j}_e = n_e \cdot e \cdot \mathbf{v}_e$$

Точной оценки численной плотности электронов n_e нет; как говорилось выше, она варьирует от 5 до 20 частиц в см^3 . Следовательно, плотность тока

j_e будет находиться в диапазоне $(2.12 - 8.48) \times 10^{-6}$ А/м². Суммарный втекающий ток электронов также должен быть распределен по $\cos \varphi$. Его можно рассчитать как

$$J_e = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi \int_{\theta_1}^{\theta_2} R_G^2 \cdot j_e \cdot \cos \varphi \cos \theta d\theta$$

Токи альвеновских крыльев приходят на ионосферу Ганимеда в области аврорального овала, где и наблюдается наиболее интенсивное свечение. Размер этой области можно рассчитать по изображениям аврорального свечения Ганимеда, полученным телескопом «Хаббл» [113], он составляет приблизительно 10°, а так как граница пучка открытых силовых линий проходит на уровне ионосферы на широте 32°, размеры области логично взять от $\theta_1 = 32^\circ$ до $\theta_2 = 42^\circ$. Ток электронов втекает со стороны, обращенной от Юпитера, от $\varphi_1 = 270^\circ$ до $\varphi_2 = 90^\circ$. Тогда суммарный ток электронов равен:

$$J_e = 2R_G^2 j_e (\sin 42^\circ - \sin 32^\circ) = (4.09 - 16.35) \times 10^6 \text{ А}$$

Однако данное значение получено без учета того, что не все электроны могут долететь до ионосферы Ганимеда из-за увеличения магнитного поля и соответственно изменения питч-угла. С учетом эффекта магнитной фокусировки отношение потоков на бесконечности и на уровне ионосферы Ганимеда равно:

$$\frac{N_f}{N_0} = -\frac{1}{2} \int_0^{\alpha_{0\text{кр}}} \sin \alpha d\alpha = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha_{0\text{кр}}) = \sin^2 \left(\frac{\alpha_{0\text{кр}}}{2} \right),$$

где

$$\alpha_{0\text{кр}} = \arcsin \frac{B_0}{B_f}.$$

B_0 в данном случае равно около 100 нТл (величина магнитного поля на силовой линии, связанной с Ганимедом вдали от спутника), а $B_f = -987$ нТл (величина магнитного поля Ганимеда в области аврорального овала в используемой модели). Отсюда найдем, что до Ганимеда из бесконечности доходит лишь небольшая часть электронов:

$$\frac{N_f}{N_0} = 0.026.$$

Так как ток прямо пропорционален числу частиц, суммарный ток J_e будет равен

$$J_e = 106 - 425 \text{ кА}$$

В работе [107] была разработана трехмерная глобальная МГД-модель взаимодействия магнитосферы Ганимеда с Юпитерианской плазмой. В ней было высказано предположение, что токи альвеновского крыла замыкаются не только через спутник и его ионосферу, но также через магнитопаузу и токовый слой хвоста. По их оценкам, примерно 50% суммарного тока замыкается через Ганимед и его ионосферу, 35% замыкается в хвосте в области нисходящей плазмы, и 15% замыкается рядом с экватором через перпендикулярные токи вдоль магнитопаузы Ганимеда в области набегающей плазмы. При этом максимальный ток, текущий вдоль поверхности альвеновских крыльев, составляет 2 МА в каждом полушарии. Однако данная модель не учитывала крупномасштабного взаимодействия между Юпитером и Ганимедом. По другой оценке ток в альвеновском крыле составляет около 1 МА [118] с учетом того, что токи альвеновских крыльев идут до ионосферы Юпитера. Таким образом, величина в 471 кА является приблизительно удовлетворяющей условиям распределения замыкающего тока, полученным в работе [107].

5.5 Выводы

Источником энергии, приводящим токовую систему на Ганимеде в действие, является юпитерианская плазма. Она создает настолько большую разность потенциалов, что ионосферный ток, который она может создать (471 кА), не обеспечивается тепловыми электронами (425 кА), следовательно, электроны должны ускоряться. Необходимое ускорение электроны могут получить в результате прохождения этой продольной разности потенциалов на пучке открытых силовых линий магнитосферы Ганимеда. Рост плотности электронов связан с фокусировкой из-за уменьшения сечения токонесящей силовой трубки (примерно в десять раз $100 \text{ нТл}/987 \text{ нТл}$). Этот процесс продольного ускорения приводит к появлению авроральных сияний на Ганимеде. При генерации полярных сияний могут быть существенны оба фактора — как пересоединение силовых линий [114], так и недостаток носителей тока. Получается, что продольная разность потенциалов на Ганимеде может возникать не из-за

пересоединения на магнитопаузе в области набегающего потока и в области магнитосферного хвоста, а из-за недостатка носителей заряда. В работах по МГД-моделированию магнитосферы Ганимеда [107; 114], нет оценок относительного вклада пересоединения и продольного скачка потенциала. В работе был оценен вклад одного из этих источников, и было показано, что его может быть достаточно для поддержания тока и ускорения электронов, необходимых для генерации полярных сияний.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. На основе метода определения размеров головной ударной волны R_{bs} и магнитопаузы R_{ss} по координатам их точек пересечения космическим аппаратом MESSENGER, определены вариации расстояний до подсолнечных точек этих поверхностей в магнитосфере Меркурия при изменении давления солнечного ветра. Степенная зависимость R_{bs} от гелиоцентрического расстояния r_H была рассмотрена впервые. Зависимость, полученная для магнитопаузы в приближении параболоида вращения близка к полученным в других работах, что говорит о его применимости к моделированию магнитосферы на больших временных масштабах.
2. Для выполнения поставленной задачи был разработан метод автоматического определения пересечений головной ударной волны и магнитопаузы по данным магнитометра космического аппарата, основанный на статистических методах обработки данных.
3. Сделан ряд выводов в формализме Штермера относительно возможности либо невозможности существования радиационных поясов в слабом поле при малом дипольном магнитном моменте планеты. Получены основные условия, необходимые для возникновения области захвата заряженных частиц у планеты с заданным дипольным моментом и фиксированным размером магнитопаузы.
4. Было изучено влияние кольцевого тока в приближении аксиальной симметрии на топологию областей захвата частиц в самосогласованном суммарном магнитном поле диполя, внешнего поля вдоль оси диполя и поля кольца с током. Было показано, что существует максимальная величина кольцевого тока, при которой дальнейшее расширение области захвата невозможно. После достижения критической величины, область захвата раскрывается и заряженные частицы, формирующие кольцевой ток, получают возможность покинуть ее, таким образом уменьшая величину кольцевого тока. Были проведены численные расчеты для протонов типичных энергий радиационных поясов и коль-

- цевого тока Земли. Для случая Земли, был рассчитан верхний предел модуля D_{st} индекса для максимальной величины кольцевого тока.
5. Для до-альфвеновской магнитосферы Ганимеда показано, что юпитерианская плазма, вращающаяся вместе с Юпитером и обгоняющая Ганимед, двигающийся по своей орбите с Кеплеровской скоростью, создает настолько большую поперечную разность потенциалов, что ионосферный ток, возникает в цепи под действием соответствующей ЭДС (471 кА), не обеспечивается тепловыми электронами (425 кА), следовательно, электроны должны доускоряться. Необходимое ускорение электроны могут получить в результате прохождения продольной разности потенциалов в окрестности скользящего контакта на пучке открытых силовых линий магнитосферы Ганимеда. Рост плотности электронов связан с фокусировкой из-за уменьшения сечения токонесящей силовой трубки (примерно в десять раз $100 \text{ нТл}/987 \text{ нТл}$). Этот процесс продольного доускорения приводит к появлению авроральных сияний на Ганимеде.

Проделанная работа позволила продвинуться с понимании глобальных физических процессов, происходящих в магнитосферах планет Солнечной системы Меркурия и Земли, а также спутника Юпитера Ганимеда и сделать шаги на пути к построению модульных моделей до- и сверх-альвеновских магнитосфер небесных тел. В дальнейшей разработке темы диссертации предполагаются следующие шаги:

1. Алгоритм автоматического определения пересечений головной ударной волны и магнитопаузы может быть применен для анализа данных будущих миссий у Меркурия (BepiColombo), так и для изучения Земной магнитосферы.
2. Определение поверхностей головной ударной волны и магнитопаузы при помощи параболоидов вращения для каждого витка КА MESSENGER позволит изучить структуру переходного слоя магнитосферы Меркурия и построить ее модель, а также изучить изменчивость поля в переходном слое.
3. Сформулированные критерии существования областей захвата в магнитосферах планет могут быть использованы для изучения существования возможных радиационных в магнитосферах экзопланет и уточнить пороговые оценки интенсивности циклотронного радиоизлучения.

4. Изучение максимально возможной величины кольцевого тока во время магнитной бури в магнитосфере Земли важно для оценки риска аварий в технологических системах. Дальнейшие исследования возможны в более совершенных моделях магнитосфер, в частности в параболоидной модели, где можно изменять вклад каждой токовой системы по отдельности.
5. Параболоидная модель Земной магнитосферы усовершенствована путем обновления формулы расчета расстояния до подсолнечной точки в зависимости от параметров межпланетной среды на основе данных множества КА. В дальнейшем возможно обновление субмоделей, в частности расчета расстояния до внутреннего края токового слоя хвоста магнитосферы при проецировании экваториальной границы аврорального овала не по дипольным линиям, а по модели IGRF, а положение экваториальной границы в зависимости от различных параметров межпланетной среды и геомагнитных индексов можно уточнить на основе большого количества современных спутниковых фотографий овала сияний.
6. Сделаны наработки для создания модели магнитного поля до-альвеновской магнитосферы Ганимеда. Аналитическая модель магнитного поля в магнитосфере Ганимеда может иметь ценность в связи с предстоящим исследованием Ганимеда космической миссией JUICE, запущенной в 2023 году, которая должна прибыть в систему Юпитера в 2031 году. С помощью модели можно будет рассчитать как магнитное поле на пути космического аппарата и спускаемого модуля, так и радиационные условия, что жизненно важно для работы приборов. Модель позволит исследовать и предсказывать процессы, происходящие в магнитосфере Ганимеда. Сопоставление модели со снимками полярных сияний на Ганимеде сделанными телескопом Хаббл позволит детализировать структуру продольных токов в окрестности Ганимеда.

Благодарности

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Алексееву И. И. за бесконечную мотивацию, Беленькой Е. С. за разносторонние подсказки о рассматриваемых проблемах, Парунакяну Д. А. за введение в программирование, Невскому Д. В. за отличную кооперацию, а также всем остальным, кто спрашивал «когда же диссертация».

Список литературы

1. Magnetic field observations near Mercury: Preliminary results from Mariner 10 / N. F. Ness [и др.] // *Science*. — 1974. — Т. 185, № 4146. — С. 151—160.
2. Magnetic field of Mercury confirmed / N. F. Ness [и др.] // *Nature*. — 1975. — Т. 255, № 5505. — С. 204—205.
3. Observations of Mercury's magnetic field / N. F. Ness [и др.] // *Icarus*. — 1976. — Т. 28, № 4. — С. 479—488.
4. Paraboloid model of Mercury's magnetosphere / I. I. Alexeev [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2008. — Т. 113, A12.
5. Mercury's magnetospheric magnetic field after the first two MESSENGER flybys / I. I. Alexeev [и др.] // *Icarus*. — 2010. — Т. 209, № 1. — С. 23—39.
6. The Global Magnetic Field of Mercury from MESSENGER Orbital Observations / B. J. Anderson [и др.] // *Science*. — 2011. — Т. 333, № 6051. — С. 1859—1862.
7. Mercury's magnetopause and bow shock from MESSENGER Magnetometer observations / R. M. Winslow [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2013. — Vol. 118, no. 5. — P. 2213—2227.
8. Observations of Extreme ICME Ram Pressure Compressing Mercury's Dayside Magnetosphere to the Surface / R. M. Winslow [и др.] // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Т. 889, № 2. — С. 184.
9. MESSENGER observations of extreme loading and unloading of Mercury's magnetic tail / J. A. Slavin [и др.] // *Science*. — 2010. — Т. 329, № 5992. — С. 665—668.
10. *Alexeev, I. I.* Energy flux in the Earth's magnetosphere: Storm –substorm relationship / I. I. Alexeev // *Space Science Reviews*. — 2003. — Т. 107, № 1/2. — С. 141—148.
11. *Jelínek, K.* A new approach to magnetopause and bow shock modeling based on automated region identification / K. Jelínek, Z. Němeček, J. Šafránková // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2012. — Т. 117, A5.

12. A Fast Bow Shock Location Predictor-Estimator From 2D and 3D Analytical Models: Application to Mars and the MAVEN Mission / C. Simon Wedlund [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2022. — Т. 127, № 1. — e2021JA029942.
13. The Shape of Mercury’s Magnetopause: The Picture From MESSENGER Magnetometer Observations and Future Prospects for BepiColombo / L. C. Philpott [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2020. — Т. 125, № 5. — e2019JA027544.
14. The Magnetometer Instrument on MESSENGER / B. J. Anderson [и др.] // Space Science Reviews. — 2007. — Т. 131, № 1–4. — С. 417–450.
15. Calculation of the Initial Magnetic Field for Mercury’s Magnetosphere Hybrid Model / И. И. Алексеев [и др.] // Космические Исследования. — 2018. — Т. 56, № 2. — С. 119–127.
16. Observations of Kelvin-Helmholtz waves along the dusk-side boundary of Mercury’s magnetosphere during MESSENGER’s third flyby / S. A. Boardsen [и др.] // Geophysical Research Letters. — 2010. — Т. 37, № 12.
17. Mercury’s Magnetosphere After MESSENGER’s First Flyby / J. A. Slavin [и др.] // Science. — 2008. — Т. 321, № 5885. — С. 85–89.
18. *Belenkaya, E.* What Density of Magnetosheath Sodium Ions Can Provide the Observed Decrease in the Magnetic Field of the “Double Magnetopause” during the First MESSENGER Flyby? / E. Belenkaya, I. Pensionerov // Symmetry. — 2021. — Т. 13, № 7.
19. MESSENGER observations of magnetopause structure and dynamics at Mercury / G. A. DiBraccio [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2013. — Т. 118, № 3. — С. 997–1008.
20. MESSENGER observations of induced magnetic fields in Mercury’s core / C. L. Johnson [и др.] // Geophysical Research Letters. — 2016. — Т. 43, № 6. — С. 2436–2444.
21. MESSENGER Observations of Reconnection in Mercury’s Magnetotail Under Strong IMF Forcing / J. Zhong [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2023. — Т. 128, № 2. — e2022JA031134.
22. Solar wind variation with the cycle / I. S. Veselovsky [и др.] // Journal of Astrophysics and Astronomy. — 2000. — Т. 21, № 3/4. — С. 423–429.

23. *Chapman, J. F.* Three-dimensional modeling of Earth's bow shock: Shock shape as a function of Alfvén Mach number / J. F. Chapman, I. H. Cairns // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2003. — Vol. 108, A5.
24. MESSENGER observations of Mercury's magnetosphere during northward IMF / J. A. Slavin [и др.] // Geophysical Research Letters. — 2009. — Т. 36, № 2.
25. The Mercury's Bow-shock Models Near Perihelion and Aphelion / P. He [и др.] // The Astronomical Journal. — 2022. — Т. 164, № 6. — С. 260.
26. A model of Jupiter's magnetospheric magnetic field with variable magnetopause flaring / E. S. Belenkaya [и др.] // Planetary and Space Science. — 2005. — Т. 53, № 9. — С. 863—872.
27. A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape / J.-H. Shue [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 1997. — Т. 102, A5. — С. 9497—9511.
28. Mercury's three-dimensional asymmetric magnetopause / J. Zhong [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2015. — Т. 120, № 9.
29. MESSENGER observations of Mercury's magnetic field structure / C. L. Johnson [и др.] // Journal of Geophysical Research: Planets. — 2012. — Т. 117, E12.
30. Concerning reconnection-induction balance at the magnetopause of Mercury / D. Heyner [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2016. — Т. 121, № 4. — С. 2935—2961.
31. Statistical study of ICME effects on Mercury's magnetospheric boundaries and northern cusp region from MESSENGER / R. M. Winslow [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2017. — Т. 122, № 5. — С. 4960—4975.
32. Effects of Orbital Eccentricity and IMF Cone Angle on the Dimensions of Mercury's Magnetosphere / J.-H. Zhong [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2020. — Т. 892, № 1. — С. 2.
33. *Siscoe, G.* Variations in the solar wind stand-off distance at Mercury / G. Siscoe, L. Christopher // Geophysical Research Letters. — 1975. — Т. 2, № 4. — С. 158—160.

34. *Russell, C. T.* On the relative locations of the bow shocks of the terrestrial planets / C. T. Russell // *Geophysical Research Letters*. — 1977. — Т. 4, № 10. — С. 387–390.
35. Compressibility of Mercury’s dayside magnetosphere / J. Zhong [и др.] // *Geophysical Research Letters*. — 2015. — Т. 42, № 23. — С. 10, 135–10, 139.
36. *Slavin, J. A.* The effect of erosion on the solar wind stand-off distance at Mercury / J. A. Slavin, R. E. Holzer // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1979. — Т. 84, A5. — С. 2076–2082.
37. *Kobel, E.* A model of the steady state magnetic field in the magnetosheath / E. Kobel, E. O. Flückiger // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1994. — Т. 99, A12. — С. 23617–23622.
38. The BepiColombo Planetary Magnetometer MPO-MAG: What Can We Learn from the Hermean Magnetic Field? / D. Heyner [и др.] // *Space Science Reviews*. — 2021. — Т. 217, № 4.
39. *Anderson, B. J.* A magnetic disturbance index for Mercury’s magnetic field derived from MESSENGER Magnetometer data / B. J. Anderson, C. L. Johnson, H. Korth // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. — 2013. — Т. 14, № 9. — С. 3875–3886.
40. *Belenkaya, E. S.* Reconnection modes for near-radial interplanetary magnetic field / E. S. Belenkaya // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1998. — Т. 103, A11. — С. 26487–26494.
41. *Wardinski, I.* Correlated Time-Varying Magnetic Fields and the Core Size of Mercury / I. Wardinski, B. Langlais, E. Thébault // *Journal of Geophysical Research: Planets*. — 2019. — Т. 124, № 8. — С. 2178–2197.
42. Interplanetary magnetic field properties and variability near Mercury’s orbit / M. K. James [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2017. — Т. 122, № 8. — С. 7907–7924.
43. The Kelvin–Helmholtz instability at Mercury: An assessment / T. Sundberg [и др.] // *Planetary and Space Science*. — 2010. — Т. 58, № 11. — С. 1434–1441.

44. Observations of Mercury's exosphere: Composition and structure / W. E. McClintock [и др.] // Mercury - The View after MESSENGER / под ред. S. C. Solomon, L. R. Nittler, B. J. Anderson. — Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2018. — Гл. 14. С. 407—429.
45. Processes that Promote and Deplete the Exosphere of Mercury / R. Killen [и др.] // Space Science Reviews. — 2007. — Т. 132, № 2—4. — С. 433—509.
46. MESSENGER Observations of the Spatial Distribution of Planetary Ions Near Mercury / T. H. Zurbuchen [и др.] // Science. — 2011. — Т. 333, № 6051. — С. 1862—1865.
47. Distribution and compositional variations of plasma ions in Mercury's space environment: The first three Mercury years of MESSENGER observations / J. M. Raines [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2013. — Т. 118, № 4. — С. 1604—1619.
48. *Тверской, Б. А.* Динамика радиационных поясов Земли / Б. А. Тверской. — Москва : Наука, 1968.
49. Plasma distribution in Mercury's magnetosphere derived from MESSENGER Magnetometer and Fast Imaging Plasma Spectrometer observations / H. Korth [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2014. — Т. 119, № 4. — С. 2917—2932.
50. MESSENGER Observations of Transient Bursts of Energetic Electrons in Mercury's Magnetosphere / G. C. Ho [и др.] // Science. — 2011. — Т. 333, № 6051. — С. 1865—1869.
51. Intense energetic electron flux enhancements in Mercury's magnetosphere: An integrated view with high-resolution observations from MESSENGER / D. N. Baker [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2016. — Т. 121, № 3. — С. 2171—2184.
52. Observational evidence of ring current in the magnetosphere of Mercury / J.-T. Zhao [и др.] // Nature Communications. — 2022. — Т. 13, № 1.
53. Electron dynamics during substorm dipolarization in Mercury's magnetosphere / D. C. Delcourt [и др.] // Annales Geophysicae. — 2005. — Т. 23, № 10. — С. 3389—3398.

54. *Delcourt, D. C.* Ion dynamics during compression of Mercury's magnetosphere / D. C. Delcourt, T. E. Moore, M.-C. H. Fok // *Annales Geophysicae*. — 2010. — Т. 28, № 8. — С. 1467—1474.
55. Energetic particle dynamics in Mercury's magnetosphere / В. М. Walsh [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2013. — Т. 118, № 5. — С. 1992—1999.
56. *Størmer, C.* The Polar Aurora / C. Størmer. — Oxford, U.K. : Clarendon, 1955.
57. *Ландау, Л. Д.* Механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — 4-е изд. — Москва, СССР : Наука, 1988.
58. *Морозов, А. И.* Геометрия магнитного поля / А. И. Морозов, Л. С. Соловьев // *Вопросы теории плазмы. Т. 2* / под ред. М. А. Леонтович. — Москва, СССР : Атомиздат, 1963. — Гл. 1.
59. *Glassmeier, K.-H.* A feedback dynamo generating Mercury's magnetic field / K.-H. Glassmeier, H.-U. Auster, U. Motschmann // *Geophysical Research Letters*. — 2007. — Т. 34, № 22.
60. Special features of the September 24–27, 1998 storm during high solar wind dynamic pressure and northward interplanetary magnetic field / C. R. Clauer [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2001. — Т. 106, A11. — С. 25695—25711.
61. *Кузнецов, С. Н.* О границе адиабатического движения заряженной частицы в поле магнитного диполя / С. Н. Кузнецов, Б. Юшков // *Физика плазмы*. — 2002. — Т. 28, № 4. — С. 375—383.
62. *Shebalin, J. V.* Størmer regions for axisymmetric magnetic multipole fields / J. V. Shebalin // *Physics of Plasmas*. — 2004. — Т. 11, № 7. — С. 3472—3482.
63. *Fatemi, S.* Hybrid Simulations of Solar Wind Proton Precipitation to the Surface of Mercury / S. Fatemi, A. R. Poppe, S. Barabash // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2020. — Т. 125, № 4. — e2019JA027706.
64. MESSENGER: Exploring Mercury's Magnetosphere / J. A. Slavin [и др.] // *Space Science Reviews*. — 2007. — Т. 131, № 1–4. — С. 133—160.
65. *Northrop, T. G.* Adiabatic charged-particle motion / T. G. Northrop // *Reviews of Geophysics*. — 1963. — Т. 1, № 3. — С. 283—304.

66. *Prölss, G. W.* Physics of the Earth's Space Environment / G. W. Prölss. — Springer Berlin Heidelberg, 2004. — 513 с.
67. *Ковтюх, А. С.* Буревой кольцевой ток / А. С. Ковтюх, П. М. И. // Плазменная гелиогеофизика. Т. 1 / под ред. Л. М. Зеленый, И. С. Веселовский. — Москва : Физматлит, 2008. — Гл. 4. С. 534—552. — 2 т.
68. *Størmer, C.* Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans l'espace sous l'action du magnétisme terrestre, avec application aux aurores boréales / C. Størmer // Radium (Paris). — 1912. — Т. 9, № 11. — С. 395—399.
69. *Kozyra, J. U.* Ring Current Energy Input and Decay / J. U. Kozyra, M. W. Liemohn // Space Science Reviews. — 2003. — Т. 109, № 1. — С. 105—131.
70. Current Systems in Planetary Magnetospheres and Ionospheres / W. Baumjohann [и др.] // Space Science Reviews. — 2010. — Т. 152, № 1. — С. 99—134.
71. The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay / I. A. Daglis [и др.] // Reviews of Geophysics. — 1999. — Т. 37, № 4. — С. 407—438.
72. *Ebihara, Y.* Numerical Simulation of the Ring Current: Review / Y. Ebihara, M. Ejiri // Space Science Reviews. — 2003. — Т. 105, № 1. — С. 377—452.
73. Magnetic storms and magnetotail currents / I. I. Alexeev [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 1996. — Т. 101, А4. — С. 7737—7747.
74. *Ebihara, Y.* Modeling of solar wind control of the ring current buildup: A case study of the magnetic storms in April 1997 / Y. Ebihara, M. Ejiri // Geophysical Research Letters. — 1998. — Т. 25, № 20. — С. 3751—3754.
75. *Treiman, S. B.* Effect of Equatorial Ring Current on Cosmic-Ray Intensity / S. B. Treiman // Phys. Rev. — 1953. — Т. 89, вып. 1. — С. 130—133.
76. *Ray, E. C.* Effects of a Ring Current on Cosmic Radiation / E. C. Ray // Phys. Rev. — 1956. — Т. 101, вып. 3. — С. 1142—1148.
77. *Lemaire, J. F.* The effect of a southward interplanetary magnetic field on Størmer's allowed regions / J. F. Lemaire // Advances in Space Research. — 2003. — Т. 31, № 5. — С. 1131—1153.
78. *Ландау, Л. Д.* Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — 2-е изд. — Москва, СССР : Наука, 1982. — 621 с.

79. *Jackson, J. D.* Classical Electrodynamics / J. D. Jackson. — 3-е изд. — New York, London : John Wiley & Sons inc., 1963. — 641 с.
80. *Daglis, I. A.* The storm-time ring current / I. A. Daglis // Space Science Reviews. — 2001. — Т. 98, № 3. — С. 343—363.
81. *Dessler, A. J.* Hydromagnetic theory of geomagnetic storms / A. J. Dessler, E. N. Parker // Journal of Geophysical Research (1896-1977). — 1959. — Т. 64, № 12. — С. 2239—2252.
82. *Sckopke, N.* A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the Earth / N. Sckopke // Journal of Geophysical Research (1896-1977). — 1966. — Т. 71, № 13. — С. 3125—3130.
83. *Kalegaev, V.* Relative importance of ring and tail currents to Dst under extremely disturbed conditions / V. Kalegaev, E. Makarenkov // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 2008. — Т. 70, № 2. — С. 519—525.
84. *Tsyganenko, N. A.* Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause / N. A. Tsyganenko // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 1995. — Т. 100, A4. — С. 5599—5612.
85. *Tsyganenko, N. A.* A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure / N. A. Tsyganenko // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2002. — Т. 107, A8. — SMP 12-1-SMP 12—15.
86. *Tsyganenko, N. A.* A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. Parameterization and fitting to observations / N. A. Tsyganenko // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2002. — Т. 107, A8. — SMP 10-1-SMP 10—17.
87. Long-term evolution of magnetospheric current systems during storms / N. Y. Ganushkina [и др.] // Annales Geophysicae. — 2004. — Т. 22, № 4. — С. 1317—1334.
88. Dynamic model of the magnetosphere: Case study for January 9–12, 1997 / I. I. Alexeev [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2001. — Т. 106, A11. — С. 25683—25693.

89. Relation between the ring current and the tail current during magnetic storms / V. V. Kalegaev [и др.] // *Annales Geophysicae*. — 2005. — Т. 23, № 2. — С. 523—533.
90. *Алексеев, И. И.* Модель магнитосферного магнитного поля / И. И. Алексеев, В. П. Шабанский // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 1971. — Т. 11. — С. 571—579.
91. Massive Multi-Mission Statistical Study and Analytical Modeling of the Earth's Magnetopause: 2. Shape and Location / G. Nguyen [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2022. — Т. 127, № 1. — e2021JA029774.
92. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation / P. Alken [и др.] // *Earth, Planets and Space*. — 2021. — Т. 73, № 1. — С. 49.
93. *Alexeev, I. I.* Modeling of geomagnetic field during magnetic storms and comparison with observations / I. I. Alexeev, Y. I. Feldstein // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. — 2001. — Т. 63, № 5. — С. 431—440.
94. Case study of September 24–26, 1998 magnetic storm / S. Y. Bobrovnikov [и др.] // *Advances in Space Research*. — 2005. — Т. 36, № 12. — С. 2428—2433.
95. Magnetopause location under extreme solar wind conditions / J.-H. Shue [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1998. — Т. 103, A8. — С. 17691—17700.
96. *Старков, Г.* Планетарная морфология сияний / Г. Старков // *Магнитосферно-ионосферная физика: Краткий справочник*. / под ред. Ю. Мальцев. — СПб. : Наука., 1993.
97. *Burton, R. K.* An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst / R. K. Burton, R. L. McPherron, C. T. Russell // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1975. — Т. 80, № 31. — С. 4204—4214.
98. *O'Brien, T. P.* An empirical phase space analysis of ring current dynamics: Solar wind control of injection and decay / T. P. O'Brien, R. L. McPherron // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2000. — Т. 105, A4. — С. 7707—7719.

99. Ring current activity during the early $B_z < 0$ phase of the January 1997 magnetic cloud / V. K. Jordanova [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 1999. — Т. 104, A11. — С. 24895—24914.
100. *Фельдштейн, Я. И.* Околоземная граница плазменного слоя в хвосте магнитосферы в периоды магнитных бурь / Я. И. Фельдштейн, Л. А. Дремухина, А. Т. Ю. Луи // Геомагнетизм и Аэрoномия. — 2000. — Т. 40, № 6. — С. 21—24.
101. *Калегаев, В. В.* Относительная динамика кольцевого тока - токов хвоста магнитосферы во время геомагнитных бурь разной интенсивности / В. В. Калегаев, В. А. Власова // Геомагнетизм и Аэрoномия. — 2017. — Т. 57, № 5. — С. 572—577.
102. *Tsyganenko, N. A.* Storm-time distortion of the inner magnetosphere: How severe can it get? / N. A. Tsyganenko, H. J. Singer, J. C. Kasper // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2003. — Т. 108, A5.
103. Unexpected space weather causing the reentry of 38 Starlink satellites in February 2022 / R. Kataoka [и др.] // J. Space Weather Space Clim. — 2022. — Т. 12. — С. 41.
104. Auroral footprint of Ganymede / D. Grodent [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2009. — Т. 114, A7.
105. Magnetospheric interactions with satellites / M. G. Kivelson [и др.] // Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere / под ред. W. B. M. F. Bagenal Т. E. Dowling. — Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2007. — Гл. 21. С. 513—536.
106. *Kivelson, M.* The Permanent and Inductive Magnetic Moments of Ganymede / M. Kivelson, K. Khurana, M. Volwerk // Icarus. — 2002. — Т. 157, № 2. — С. 507—522.
107. Three-dimensional MHD simulations of Ganymede's magnetosphere / X. Jia [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2008. — Vol. 113, A6.
108. *Kivelson, M. G.* Moon-magnetosphere interactions: a tutorial / M. G. Kivelson // Advances in Space Research. — 2004. — Т. 33, № 11. — С. 2061—2077.

109. The Far-Ultraviolet Oxygen Airglow of Europa and Ganymede / D. T. Hall [и др.] // The Astrophysical Journal. — 1998. — Т. 499, № 1. — С. 475.
110. HST/STIS Ultraviolet Imaging of Polar Aurora on Ganymede / P. D. Feldman [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2000. — Т. 535, № 2. — С. 1085.
111. *Itikawa, Y.* Cross Sections for Electron Collisions with Oxygen Molecules / Y. Itikawa // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2009. — Т. 38, № 1. — С. 1–20.
112. Excitation of the Ganymede Ultraviolet Aurora / A. Eviatar [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2001. — Т. 555, № 2. — С. 1013.
113. Aurora on Ganymede / M. A. McGrath [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2013. — Т. 118, № 5. — С. 2043–2054.
114. *Payan, A. P.* Uncovering local magnetospheric processes governing the morphology and variability of Ganymede’s aurora using three-dimensional multifluid simulations of Ganymede’s magnetosphere / A. P. Payan, C. S. Paty, K. D. Retherford // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2015. — Т. 120, № 1. — С. 401–413.
115. *Alexeev, I. I.* A model of region 1 field-aligned currents dependent on ionospheric conductivity and solar wind parameters / I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, C. R. Clauer Jr. // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2000. — Vol. 105, A9. — P. 21119–21127.
116. *Drell, S. D.* Drag and propulsion of large satellites in the ionosphere: An Alfvén propulsion engine in space / S. D. Drell, H. M. Foley, M. A. Ruderman // Journal of Geophysical Research (1896-1977). — 1965. — Т. 70, № 13. — С. 3131–3145.
117. The multiple spots of the Ganymede auroral footprint / B. Bonfond [и др.] // Geophysical Research Letters. — 2013. — Т. 40, № 19. — С. 4977–4981.
118. *Kivelson, M. G.* Currents and Flows in Distant Magnetospheres / M. G. Kivelson // Magnetospheric Current Systems. — American Geophysical Union (AGU), 2000. — С. 339–352.