

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Ордена Трудового Красного Знамени
Институт солнечно-земной физики
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 533.951



Рубцов Александр Валерьевич

Особенности поляризации и пространственного распределения ультранизкочастотных волн в магнитосфере Земли по данным космических аппаратов

Специальность 1.3.1 «Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Кандидат физико-математических наук, доцент
Климушкин Дмитрий Юрьевич

Иркутск – 2023

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Элементы теории.....	10
1.1 Собственные частоты альфвеновской волны.....	12
1.2 Резонанс с частицами.....	14
1.3 Условие неустойчивости.....	16
1.4 Выводы к Главе 1.....	16
Глава 2. Методы обработки данных.....	18
2.1 Системы координат.....	19
2.2 Вейвлет-преобразование.....	20
2.3 Азимутальное волновое число.....	21
2.4 Процедура отбора волн.....	24
2.4.1 Общие принципы.....	24
2.4.2 Условия отбора по частоте и амплитуде.....	25
2.5 Выводы к Главе 2.....	29
Глава 3. Частные случаи наблюдения волн.....	30
3.1 Вторая гармоника полоидальной альфвеновской волны.....	32
3.1.1 Возмущения магнитного поля.....	32
3.1.2 Определение гармоник волны.....	34
3.1.3 Фоновая плазма.....	36
3.1.4 Геомагнитные условия.....	37
3.1.5 Взаимодействие волны и потока частиц.....	39
3.2 Первое наблюдение дрейфово-компрессионной волны.....	41
3.2.1 Магнитное поле волны.....	42
3.2.2 Динамика фоновой плазмы.....	44
3.2.3 Спектр волны.....	46
3.2.4 Пространственная структура и дисперсия.....	48
3.2.5 Взаимодействие волны с частицами.....	51
3.3 Генерация дрейфово-компрессионной волны градиентной неустойчивостью.....	54
3.3.1 Наблюдения.....	54
3.3.2 Интерпретация.....	59
3.4 Выводы к Главе 3.....	63
Глава 4. Пространственное распределение волн и особенности их поляризации.....	65
4.1 Тороидальные волны.....	68

4.2 Полоидальные волны	72
4.3 Компрессионные волны.....	75
4.4 Поляризация.....	77
4.5 Выводы к Главе 4	80
Глава 5. Влияние геомагнитных условий и роль плазмопаузы	82
5.1 Положение плазмопаузы	83
5.2 Тороидальные волны	88
5.3 Полоидальные волны	90
5.4 Компрессионные волны.....	92
5.5 Зависимость частоты волны от геомагнитных условий	92
5.6 Влияние положения плазмопаузы на распределение УНЧ-волн	95
5.7 Выводы к Главе 5	98
Заключение	100
Благодарности.....	102
Список литературы	103

Введение

Актуальность темы исследования

Магнитосфера Земли — область пространства, в которой магнитное поле Земли управляет потоками заряженных частиц — является природным щитом на пути частиц солнечного ветра, защищая технологические системы и здоровье людей [Baker, 1996; Пилипенко, 2021], поэтому изучение процессов, влияющих на её состояние, является важной научной и практической задачей. За крупномасштабный перенос энергии в магнитосфере отвечают электромагнитные волны в диапазоне ультранизких частот (УНЧ), который простирается от 1,7 мГц до 5 Гц (период волны 0,2–600 с). Возмущения в этом диапазоне также называют геомагнитными пульсациями. Эти волны описываются с помощью магнитной гидродинамики (МГД) [Alfvén, 1942] и кинетической теории [Chen, Hasegawa, 1991].

УНЧ-волны разделяют на непрерывные пульсации (Pc) и нерегулярные пульсации (Pi) [Jacobs et al., 1964; Гульельми, Троицкая, 1973]. Особый интерес для исследования представляют самые низкочастотные волны, классифицируемые как Pc4 (6,7–22 мГц) и Pc5 (1,7–6,7 мГц), потому что они являются собственными колебаниями силовых линий, чья длина волны сравнима с размером магнитосферы. В соответствии с величиной азимутального волнового числа m эти волны могут быть крупномасштабными ($|m| \sim 1$) и мелкомасштабными ($|m| \gg 1$). Устоялось представление, что первые являются тороидальными альфвеновскими волнами, генерируемыми источниками из солнечного ветра, а вторые — полоидальными, которые возбуждаются внутренними плазменными неустойчивостями [Glassmeier, 1995]. Азимутально-мелкомасштабными также являются дрейфово-компрессионные и дрейфово-зеркальные волны, описываемые кинетической теорией [Климушкин и др., 2021].

За последнее десятилетие был осуществлён запуск множества спутниковых миссий с целью исследования магнитосферы Земли и, в том числе, УНЧ-волн. Изучение волн по спутниковым данным возможно двумя способами: детальным анализом отдельных случаев и статистическим исследованием за продолжительный период времени. Первый способ позволяет проследить динамику волны и её взаимодействие с заряженными частицами, что особенно актуально для компрессионных волн, природа которых является объектом споров. В то же время, такой способ упускает из виду пространственный масштаб возмущения и никак не характеризует регулярность того или иного механизма взаимодействия. Этих недостатков лишён статистический подход, который обобщает результаты наблюдений отдельных случаев и позволяет построить пространственное распределение УНЧ-волн в магнитосфере и выявить его

связь с состоянием солнечного ветра и явлениями геомагнитной активности, такими как магнитные бури и суббури [McPherron, 2005; Мишин и др., 2013; Гульельми, Потапов, 2021].

Однако при анализе наблюдений зачастую упускается из виду развитие теории за последние двадцать лет. Исследователи используют простые модели и грубые приближения, из-за чего часть наблюдаемых явлений остаётся не интерпретируемой. В частности, это касается вопроса о механизмах генерации компрессионных волн и их распределении в магнитосфере, о разделении УНЧ-волн по поляризации из-за разных источников генерации и о влиянии положения плазмопаузы на пространственное распределение волн.

Описанные проблемы определяют актуальность настоящей диссертационной работы, в которой представлены как исследования отдельных наблюдений альфвеновских и дрейфово-компрессионных волн, так и статистическое исследование пространственного распределения УНЧ-волн, включая анализ частоты волны и поляризации.

Цель работы

Целью работы является сопоставление существующих теоретических представлений о видах УНЧ-волн, их параметрах и механизмах генерации со свойствами и поведением этих волн в магнитосфере Земли по результатам наблюдений на космических аппаратах.

В соответствии с поставленной целью решались следующие конкретные задачи:

- Анализ частных случаев наблюдения УНЧ-волн по данным спутников: определение параметров волны и взаимодействующей с волной популяции частиц, динамики их изменения, источника энергии для генерации волны, механизма генерации и сравнение с теоретическими характеристиками МГД-волн и дрейфово-компрессионных волн, соответствующими параметрам плазмы в области наблюдения;
- Поиск зависимости между источником генерации волн и поляризацией волны с помощью статистики наблюдения УНЧ-волн за несколько обзоров магнитосферы, включая выделение областей пространства с наибольшей частотой появления волн и её распределение по геомагнитной широте;
- Определение влияния уровня геомагнитной активности на распределение УНЧ-волн в магнитосфере и роли плазмопаузы в генерации этих волн.

Методы исследования

В диссертации анализируются измерения магнитного и электрического полей, потоков ионов и электронов, а также макроскопических параметров плазмы, полученные спутниковыми миссиями THEMIS, Van Allen Probes, GOES, Arase. Измерения дополнены информацией о межпланетном магнитном поле и параметрах солнечного ветра из базы данных OMNIWeb и об

уровне геомагнитной активности по индексам SYM-H, SME, AE, AU, AL. Методы обработки данных включают в себя преобразование системы координат, вейвлет-анализ, применение эффекта конечного гирорадиуса и процедуру автоматизированного отбора волн для статистического исследования. По измерениям параметров плазмы в точке наблюдения спутников проводятся вычисления условий дрейфового и баунс-дрейфового резонанса, собственных частот полоидальной и тороидальной альфвеновских волн и дрейфово-компрессионной волны, а также проверяется выполнение условий неустойчивости для раскачки волны.

Научная новизна

- Впервые показано, что градиентная неустойчивость генерирует дрейфово-компрессионные волны;
- Выявлено, что процесс изменения поляризации альфвеновских волн в пространстве и во времени происходит регулярно и приводит к перемешиванию тороидальных и полоидальных волн, изначально возбуждаемых разными источниками;
- Продемонстрировано изменение пространственного распределения частоты появления УНЧ-волн в магнитосфере при разных уровнях геомагнитной активности, включая зависимость от положения плазмопаузы.

Научная и практическая значимость работы

Значимость работы заключается в обнаружении новых фактов о параметрах УНЧ-волн и их распределении в магнитосфере, а также в непосредственном подтверждении генерации дрейфово-компрессионных волн. Эти результаты указывают направления для будущих исследований динамики УНЧ-волн и будут способствовать уточнению моделей переноса энергии, осуществляемого этими волнами в масштабах всей магнитосферы. По итогам работы показана необходимость описания взаимодействия УНЧ-волн с частицами в процессе изменения поляризации и важность положения плазмопаузы в распределении волн.

Положения, выносимые на защиту:

1. На основе спутниковых наблюдений и численных расчётов показано, что градиентная неустойчивость в магнитосфере приводит к раскачке не только альфвеновских волн, но и дрейфово-компрессионных волн;
2. Обнаружено, что УНЧ-волны в диапазонах Pc4 и Pc5 не разделяются на отдельные кластеры по поляризации из-за разных источников энергии, как общепринято, а представляют собой

единый кластер с нормальным распределением и максимумом в области поперечных волн с равной амплитудой азимутальной и радиальной составляющих;

3. Установлено, что расширение плазмосферы в длительные периоды спокойной геомагнитной обстановки влечёт за собой уменьшение области генерации УНЧ-волн и наоборот, сжатие плазмосферы в результате роста уровня геомагнитной активности приводит к увеличению области генерации волн, т.е. плазмопауза выступает в роли внутренней границы области генерации волн диапазонов Pc4 и Pc5.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов определяется использованием измерений широко известных, откалиброванных и многократно проверенных научных инструментов на борту космических аппаратов миссий THEMIS, Van Allen Probes, GOES, Arase; применением современных методов анализа данных и сопоставлением результатов с предсказаниями теории. Полученные выводы дополняют и расширяют результаты предыдущих исследований, а все различия получили объяснения с точки зрения природы наблюдаемых явлений и особенностей используемых данных и методов обработки.

Личный вклад автора

Результаты, представленные в диссертации, получены лично автором или при его определяющем участии. Первичная обработка и анализ данных выполнены автором описанными выше методами с помощью компьютерных программ собственной разработки. Автор принимал определяющее участие в интерпретации полученных результатов и в научных публикациях по теме диссертации является основным автором.

Апробация работы

Основные результаты и выводы, приведенные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих мероприятиях:

- XIV Конференция молодых учёных "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (Москва, 2017).
- VI Международная молодёжная научная школа-конференция "Современные проблемы физики и технологий" (Москва, 2017).
- Международная Байкальская молодёжная научная школа по фундаментальной физике "Физические процессы в космосе и околоземной среде" и Конференция молодых учёных "Взаимодействие полей и излучения с веществом" (Иркутск, 2017, 2019, 2022).
- 5th Cluster-THEMIS Workshop (Ханья, Греция, 2018).

- 12th International Conference and School "Problems of Geocosmos" (Санкт-Петербург, 2018).
- Annual seminar "Physics of Auroral Phenomena" (Апатиты, 2019, 2022).
- 14th International Conference on Substorms (Тромсё, Норвегия, 2019).
- Ежегодная конференция "Физика плазмы в Солнечной системе" (Москва, 2021, 2022, 2023).
- 3rd ISEE Symposium, PWING-ERG conference and school on the inner magnetosphere (Нагоя, Япония, 2021).
- Joint Scientific Assembly IAGA-IASPEI (Хайдарабад, Индия, 2021).
- 44th COSPAR Scientific Assembly (Афины, Греция, 2022).
- AGU Chapman conference on Advances in Understanding Alfvén Waves in the Sun and the Heliosphere (Берлин, Германия, 2023).
- Семинары ИСЗФ СО РАН, ИФЗ РАН и ISEE NU

Публикации

Результаты, полученные в диссертации, опубликованы в 9 статьях в рецензируемых научных изданиях, включенных в список ВАК или в международные реферативные базы данных Scopus и Web of Science:

1. **Rubtsov A.V.**, Agapitov O.V., Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Mager O.V., Mozer F.S., Angelopoulos V. Drift resonance of compressional ULF waves and substorm-injected protons from multipoint THEMIS measurements // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. V. 123. P. 9406–9419. DOI: 10.1029/2018JA025985.
2. **Rubtsov A.V.**, Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Ballooning instability of azimuthally small scale coupled Alfvén and slow magnetoacoustic modes in two-dimensionally inhomogeneous magnetospheric plasma // *Physics of Plasmas*. 2018. V. 25. 102903. DOI: 10.1063/1.5051474.
3. **Rubtsov A.V.**, Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Ballooning instability in the magnetospheric plasma: Two-dimensional eigenmode analysis // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. e2019JA027024. DOI: 10.1029/2019JA027024.
4. **Rubtsov A.V.**, Mikhailova O.S., Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Ren J., Zong Q.-G. Multispacecraft observation of the presubstorm long-lasting poloidal ULF wave // *Geophysical Research Letters*. 2021. V. 48. e2021GL096182. DOI: 10.1029/2021GL096182.
5. Zhao X.X., Zong Q.-G., Liu J.J., Yue C., Zhou X.-Z., Hao Y.X., Chen X.R., Klimushkin D.Yu., **Rubtsov A.V.**, Blake J.B., Claudepierre S.G., Reeves G.D. Normal- and reversed-boomerang stripes on electron pitch angle distributions: Solar wind dynamic pressure effect // *Geophysical Research Letters*. 2022. Vol. 49. e2021GL096526. DOI: 10.1029/2021GL096526.

6. Chelpanov M.A., Anfinogentov S.A., Kostarev D.V., Mikhailova O.S., **Rubtsov A.V.**, Fedenev V.V., Chelpanov A.A. Review and comparison of MHD wave characteristics at the Sun and in Earth's magnetosphere // *Solar-Terrestrial Physics*. 2022. V. 8, I. 4. P. 3–27. DOI: 10.12737/stp-84202201.
7. **Rubtsov A.V.**, Nosé M., Matsuoka A., Kasahara Y., Kumamoto A., Tsuchiya F., Shinohara I., Miyoshi Y. Alfvén velocity sudden increase as an indicator of the plasmopause // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2023. V. 245. 106040. DOI: 10.1016/j.jastp.2023.106040.
8. **Rubtsov A.V.**, Nosé M., Matsuoka A., Shinohara I., Miyoshi Y. Polarization and spatial distribution features of Pc4 and Pc5 waves in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2023. Vol. 128. e2023JA031674. DOI: 10.1029/2023JA031674.
9. **Rubtsov A.V.**, Nosé M., Matsuoka A., Kasahara Y., Kumamoto A., Tsuchiya F., Shinohara I., Miyoshi Y. Plasmasphere control of ULF waves distribution at different geomagnetic conditions // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2023. Vol. 128. e2023JA031675. DOI: 10.1029/2023JA031675.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 125 страниц, включая 41 рисунок. Список цитируемой литературы состоит из 268 наименований.

Глава 1. Элементы теории

В первой главе представлены основные теоретические представления о МГД-волнах в магнитосфере и кратко описаны ключевые механизмы взаимодействия волн с заряженными частицами [Klimushkin et al., 2004; Климушкин и др., 2021]. Хотя настоящая диссертационная работа фокусируется на анализе данных спутниковых наблюдений, интерес представляет сопоставление этих наблюдений с предсказаниями теорий.

Возмущения магнитного поля поперёк силовых линий в диапазонах Pc4 и Pc5 обычно ассоциируются со стоячими вдоль силовой линии МГД-волнами [Walker, 2005]. С другой стороны, возмущения вдоль силовой линии могут быть связаны как с МГД-волнами, так и иметь кинетическую природу. Как известно, МГД описывает три вида волн [Альвен, Фельтхаммар, 1967]. Во-первых, альфвеновские волны, представляющие собой поперечные колебания, распространяющиеся вдоль силовых линий фонового магнитного поля, в которых отсутствует возмущение плотности в однородной плазме. Они характеризуются следующим дисперсионным уравнением:

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 V_A^2, \quad (1)$$

где ω — угловая частота волны, k_{\parallel} — компонента волнового вектора вдоль магнитного поля, и $V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$ — альфвеновская скорость, зависящая от фонового магнитного поля B_0 и плотности плазмы ρ . Хотя в случае неоднородной плазмы и криволинейного магнитного поля, как в магнитосфере Земли, возмущение плотности всё же возможно [Климушкин, Магер, 2023].

Во-вторых, быстрый (БМЗ) и медленный (ММЗ) магнитный звук, описываемый дисперсионным уравнением

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left[k^2 (V_A^2 + V_S^2) \pm \sqrt{(V_A^2 + V_S^2)^2 k^2 - 4V_A^2 V_S^2 k_{\parallel}^2 k^2} \right], \quad (2)$$

где верхний знак соответствует БМЗ, а нижний — ММЗ, $V_S = \sqrt{\gamma P / \rho}$ — скорость звука, которая пропорциональна давлению плазмы P и постоянной адиабаты γ . БМЗ и ММЗ могут возмущать модуль магнитного поля, т.е. являются компрессионными волнами, у которых присутствуют осцилляции вдоль силовых линий. Причём, поскольку магнитосферная плазма является неоднородной, все три моды оказываются сцепленными друг с другом. Уже в одномерно-неоднородных моделях было показано существование альфвеновского резонанса — возбуждения узко-локализованной альфвеновской волны внутри магнитосферы в результате резонансного взаимодействия с БМЗ [Southwood, 1974; Chen, Hasegawa, 1974a].

Как показано в работах [Dungey, 1954; Radoski, 1967], в пределах $m \rightarrow 0$ и $m \rightarrow \infty$, система волновых уравнений в двумерно-неоднородной плазме расщепляется. В первом случае силовая линия колеблется в азимутальном направлении, и такие волны называют тороидальными альфвеновскими (Рисунок 1, слева). Во втором случае колебания происходят в радиальном направлении и представляют собой полоидальные альфвеновские волны (Рисунок 1, справа). В обоих случаях собственная частота колебаний убывает при приближении к Земле, кроме области вблизи плазмопаузы. Кроме того, для альфвеновских волн в магнитосфере имеет место поляризационное расщепление спектра [Гульельми, 1970; Козлов, Леонович, 2006]: частота тороидальных волны немного выше, чем полоидальных.

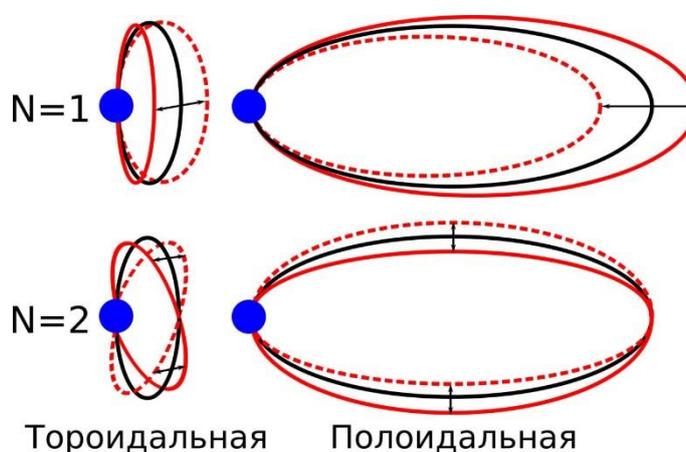


Рисунок 1. Схематичное изображение тороидальных и полоидальных колебаний силовой линии для первой ($N = 1$) и второй ($N = 2$) гармоник. Рисунок из работы [Климущкин и др., 2021].

В приближении азимутально-мелкомасштабных волн, которые в основном и наблюдаются в диапазонах Pc4 и Pc5, БМЗ локализован около магнитопаузы, а частота ММЗ в магнитосфере слишком мала и выпадает за пределы диапазона УНЧ [Leonovich, Kozlov, 2013]. Более того, применимость МГД в бесстолкновительной плазме для частот ниже альфвеновских является предметом споров, потому что в этом случае следует учитывать баунс-движение частиц, что можно корректно сделать лишь в кинетике [Hurricane et al., 1994].

Корректное описание компрессионных волн и взаимодействия УНЧ-волн с заряженными частицами требует применения кинетического подхода, в котором появляются дрейфово-компрессионные и дрейфово-зеркальные волны. В физике магнитосферы волны часто называют модами, поэтому в дальнейшем мы будем использовать это слово для обозначения волн, возникающих в кинетике: дрейфово-компрессионная мода (ДКМ) и дрейфово-зеркальная мода (ДЗМ). Их частота имеет и мнимую часть, и вещественную, которая пропорциональна частоте диамагнитного дрейфа протонов [Crabtree, Chen, 2004; Klimushkin, Chen, 2006].

В Разделе 1.1 показаны простейшие обыкновенные дифференциальные уравнения для тороидальной и полоидальной волн и описаны качественные различия между альфвеновскими волнами и ДКМ. В Разделе 1.2 приведены условия резонанса волны с частицами, а в Разделе 1.3 — условие неустойчивости функции распределения частиц, приводящее к раскачке волн. В Разделе 3.2.4 приведены уравнения для приближенного вычисления частоты ДКМ, а в Разделе 3.3.2 — для точного.

1.1 Собственные частоты альфвеновской волны

Одним из ключевых параметров волны является частота. Волны в диапазонах Pc4 и Pc5 обычно отождествляют с альфвеновскими волнами, описываемыми уравнениями МГД. Решение этих уравнений в простейших приближениях позволяет сопоставить наблюдаемые волны и их свойства с предсказаниями теории.

Для теоретических вычислений удобно использовать аксиально-симметричную модель магнитосферы и ортогональную криволинейную систему координат, ориентированную вдоль силовых линий магнитного поля. Здесь будем использовать обозначения для осей системы (x^1, x^2, x^3) , применяемые в теоретических работах, а в Разделе 2.1 показан переход к аналогичной системе координат с использованием спутниковых данных в обозначениях, принятых в наблюдательных работах. Координата x^1 является радиальной и направлена поперёк магнитных оболочек, координата x^2 соответствует азимутальному направлению, а x^3 является координатой вдоль поля.

Все возмущенные величины можно представить в виде $\exp(-i\omega t + ik_2 x^2)$, где k_2 является азимутальной компонентой волнового вектора. Если в качестве x^2 использовать азимутальный угол φ , то k_2 будет равна m . Кроме того, в качестве координаты x^1 можно использовать L . Как показано в работе [Klimushkin et al., 2004], уравнения для тороидальной и полоидальной альфвеновских волн в дипольной модели магнитосферы имеют следующий вид:

$$\sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \frac{\partial}{\partial l} \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \frac{\partial}{\partial l} \Phi + \frac{\omega^2}{V_A^2} \Phi = 0, \quad (3)$$

$$\sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \frac{\partial}{\partial l} \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \frac{\partial}{\partial l} \Phi + \frac{\omega^2}{V_A^2} \Phi - \frac{\beta}{R^2} \left(\frac{1}{\sqrt{g_1}} \frac{R}{P} \frac{\partial P}{\partial L} + 2\gamma \right) \Phi = 0 \quad (4)$$

(см. также [Klimushkin, Mager, 2015]). Здесь Φ является величиной, определяющей электрическое поле волны как $\mathbf{E} = -\nabla_{\perp} \Phi$, dl — приращение длины вдоль силовой линии, связанное с магнитной широтой θ как

$$dl = \sqrt{g_3} dx^3 = \cos \theta \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta} d\theta, \quad (5)$$

V_A — альфвеновская скорость, P — давление плазмы, $\beta = 8\pi P/B_0^2$ — отношение плазменного давления к магнитному, L — параметр МакИлвейна [McIlwain, 1961],

$$R = \frac{L \cos \theta (1 + 3 \sin^2 \theta)^{3/2}}{3 (1 + \sin^2 \theta)} \quad (6)$$

является радиусом кривизны силовой линии, а

$$g_1 = \frac{\cos^6 \theta}{1 + 3 \sin^2 \theta}, \quad g_2 = L^2 \cos^6 \theta, \quad g_3 = \frac{4 \sin^3 \theta}{1 + 3 \sin^2 \theta} \quad (7)$$

являются компонентами метрического тензора.

В случае холодной плазмы уравнение (4) имеет ещё более простое выражение, без третьего слагаемого. С другой стороны, учёт сцепления альфвеновских волн с ММЗ в МГД [Климушкин, 1997] или с ДКМ в кинетике [Klimushkin et al., 2012] приводит к появлению новых колебательных мод, таких как баллонные моды. Баллонная неустойчивость сцепленных альфвеновской моды и ММЗ в двумерно-неоднородной модели магнитосферы подробно рассмотрена в работах [Cheremnykh, Parnowski, 2004; Parnowski, 2007; Agapitov et al., 2008]. В работе [Saka, 2020] было показано, что условия баллонной неустойчивости выполняются на переднем краю фронта диполизации со стороны магнитного хвоста.

Предполагая идеальную проводимость ионосферы (граничные условия $\Phi = 0$ на ионосфере) и подставляя в качестве параметров плазмы результаты измерений на спутниках, можно численно решить уравнения (3) и (4), и получить собственные частоты тороидальной и полоидальной альфвеновских волн. На ошибку определения собственной частоты сильно влияет точность определения плотности плазмы ρ , поскольку частота зависит от V_A , которая в свою очередь обратно пропорциональна ρ . Обычно для оценки ρ применяются предположения полностью протонной плазмы и квазинейтральности, т.е. $\rho \approx m_p n_e$, где m_p — масса протона, а n_e — концентрация электронов. Во время суббурь и магнитных бурь концентрация тяжелых ионов в магнитосфере повышается из-за частиц ионосферного происхождения, что может приводить к ошибкам оценки ρ [Chaston et al., 2016; Ono et al., 2010; Takahashi et al., 2006]. Также затруднения могут возникнуть при вычислении градиента давления $\partial P/\partial L$, когда спутник находится вблизи апогея орбиты. В Главе 3 показаны несколько способов его определения.

Вычисление собственных частот альфвеновской волны гораздо проще, чем вычисление собственной частоты ДКМ. Поэтому ранее, например, по наблюдениям на когерентном декаметровом радаре ЕКВ, фактом наблюдения ДКМ считалось то, что частота наблюдаемой волны отличается от собственной частоты альфвеновской волны и зависит от m [Chelpanov et al., 2018]. С наблюдательной точки зрения имеют место три главных различия между ДКМ и альфвеновской волной. Во-первых, ДКМ может иметь более низкую частоту, чем альфвеновская волна на той же L -оболочке. Собственная частота тороидальной альфвеновской

волны определяется геометрией магнитного поля и распределением плотности, а полоидальной ещё и чувствительна к плазменному давлению, градиенту давления и равновесному току [Klimushkin et al., 2004]. Слагаемое, отвечающее за ток, может значительно уменьшить собственную частоту полоидальной альфвеновской волны [Denton, 1998; Klimushkin, 1998], но чаще реализуется ситуация, когда полоидальная собственная частота в плазме конечного давления выше, чем тороидальная [Klimushkin et al., 2004; Schäfer et al., 2008]. Частота ДКМ определяется величиной β на экваторе и дрейфовой частотой ионов, и она может быть в несколько раз меньше, чем альфвеновская частота [Crabtree et al., 2003; Mager et al., 2013; Mager, Klimushkin, 2017]. Во-вторых, альфвеновская частота слабо зависит от m . В пределе $m \rightarrow 0$ она стремится к тороидальной собственной частоте. В противоположном пределе, $m \rightarrow \infty$, она стремится к полоидальной собственной частоте. Но разница между тороидальной и полоидальной собственными частотами не очень велика. С другой стороны, частота ДКМ очень чувствительна к значению m . В-третьих, обе волны могут быть возбуждены градиентной неустойчивостью, но при противоположных условиях: если альфвеновская волна генерируется отрицательным радиальным градиентом температуры [Southwood, 1976], то ДКМ генерируется, когда температура растёт с расстоянием от Земли [Crabtree et al., 2003; Mager et al., 2013].

1.2 Резонанс с частицами

Для описания взаимодействия УНЧ-волн с частицами обычно используется условие баунс-дрейфового резонанса [Dungey, 1964; Southwood et al., 1969]

$$\omega - m\omega_d = K\omega_b, \quad (8)$$

где ω_d и ω_b — усреднённая по баунс-периоду угловая скорость дрейфа и угловая баунс-частота, m — азимутальное волновое число, а K — целое число. При $K = 0$ имеет место дрейфовый резонанс, а при иных значениях K (чаще всего встречается $K = \pm 1$) — баунс-дрейфовый. В работе [Hamlin et al., 1961] были получены простые выражения для ω_b и ω_d нерелятивистских частиц в дипольном магнитном поле:

$$\omega_b \approx \frac{\pi V}{2LR_E} \frac{1}{(1,3 - 0,56 \sin \alpha_{eq})}, \quad (9)$$

$$\omega_d \approx -\frac{3m_p V^2}{qB_{eq}L^2R_E^2} (0,35 + 0,15 \sin \alpha_{eq}), \quad (10)$$

где V — скорость частицы, q — элементарный заряд, m_p — масса протона, α_{eq} — значение питч-угла на магнитном экваторе, R_E — радиус Земли ($R_E \approx 6371$ км), B_{eq} — величина магнитного поля на магнитном экваторе. Здесь и далее мы рассматриваем только случаи взаимодействия с протонами, хотя известны случаи и дрейфового резонанса УНЧ-волн с электронами [Mikhailova et al., 2022], и баунс-дрейфового резонанса с ионами кислорода [Oimatsu et al., 2018, 2020].

Взаимодействие волны с частицами определяется в том числе и структурой волны вдоль силовой линии. Обмен энергией между УНЧ-волнами и частицами в основном происходит через поперечное электрическое поле E_{\perp} , пучности которого соответствуют узлам магнитного поля B_{\perp} . Таким образом, фундаментальная гармоника альфвеновской волны, имеющая узел на экваторе, будет взаимодействовать с частицами, дрейфующими вблизи экватора ($\alpha_{eq} \approx 90^\circ$), через дрейфовый резонанс. В то же время вторая гармоника, у которой на экваторе находится пучность, а значит и узел E_{\perp} , не сможет их ускорять и будет сильнее взаимодействовать с частицами в стороне от экватора посредством баунс-дрейфового резонанса.

Зная энергию частиц ε , легко получить величину V и затем, используя уравнение (8), вычислить m . На Рисунке 2 приведён пример такого расчёта для ε от 1 кэВ до 1 МэВ и волны с частотой $f = 7$ мГц на $L = 6$ при условии дрейфового резонанса и баунс-дрейфового резонанса с $K = \pm 1$. Экваториальные питч-углы α_{eq} варьировались от 0° до 90° . На практике, из данных о потоках частиц определяется резонансная энергия ε_{res} , а значение m может быть получено несколькими способами (Раздел 2.3). Таким образом, на рисунке, аналогичном Рисунку 2, появится точка, соответствующая наблюдаемой волне, и по её положению относительно теоретических кривых можно предположить вид резонанса волны с частицами.

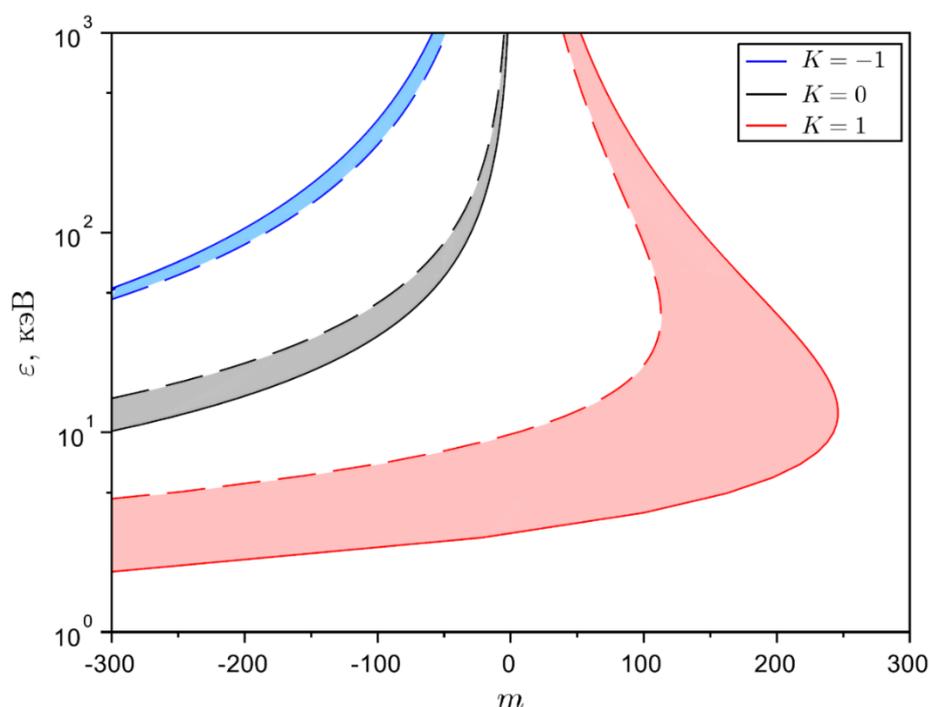


Рисунок 2. Зависимость резонансной энергии протонов ε от азимутального волнового числа m в дипольном поле при $L = 6$ и частоте волны $f = 7$ мГц. Сплошные кривые получены при питч-угле $\alpha_{eq} = 90^\circ$, а пунктирные — $\alpha_{eq} = 0^\circ$. Закрашенные области соответствуют промежуточным значениям α_{eq} . Чёрным цветом показан случай дрейфового резонанса, $K = 0$. Красным и синим цветом обозначены случаи баунс-дрейфового резонанса при $K = \pm 1$.

1.3 Условие неустойчивости

Приведёт ли конкретный резонанс к росту или затуханию волны зависит от свойств функции распределения частиц F . Передача энергии от частиц волне происходит через внутренние неустойчивости, вызванные немаксвелловским распределением протонов или радиальным градиентом функции распределения [Михайловский, Похотелов, 1975; Chen, Hasegawa, 1991]. Условие неустойчивости, приводящее к раскачке волны, можно записать как [Southwood et al., 1969; Southwood, 1976]

$$\hat{Q}F = \left. \frac{dF}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_{res}} = \left[\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial L}{\partial \varepsilon} \frac{\partial F}{\partial L} \right]_{\varepsilon_{res}} > 0, \quad (11)$$

где

$$\frac{\partial L}{\partial \varepsilon} = \frac{m}{\omega} \frac{c}{qB_{eq}L'}, \quad (12)$$

c — скорость света в вакууме. Видно, что условие неустойчивости выполняется в двух случаях. Во-первых, когда F на каком-то участке, включающем ε_{res} , растёт с увеличением энергии (первое слагаемое уравнения (11) больше нуля). Этот случай также называют инверсной неустойчивостью, поскольку для его реализации необходимо наличие большого количества частиц высоких энергий, причём зачастую диапазон энергий этих частиц сильно ограничен. Появление такого инверсного участка у F может произойти, например, вследствие инжекции частиц во время суббури. Во-вторых, при равенстве знаков m и радиального градиента F может реализоваться градиентная неустойчивость (второе слагаемое уравнения (11) больше нуля). Например, для протонов, которые дрейфуют на запад, $m < 0$, и неустойчивость возможна при $\partial F/\partial L < 0$. Второй сценарий подходит для азимутально-мелкомасштабных волн ($|m| \gg 1$).

Раскачка альфвеновской волны инверсной неустойчивостью впервые была предложена в работе [Кораблев, Рудаков, 1968] и впоследствии наблюдалась с помощью космических аппаратов [Hughes et al., 1978; Liu et al., 2013; Wilson et al., 2006; Mager et al., 2018]. Градиентная неустойчивость была предложена в работе [Southwood et al., 1969] и также неоднократно наблюдалась по данным спутников [Dai et al., 2013; Min et al., 2017; Mager, 2021; Mikhailova et al., 2022].

1.4 Выводы к Главе 1

Из представленного в данной главе материала ясно, что существуют достаточно хорошо разработанные теории для описания структуры и параметров волн в диапазоне УНЧ, а также их взаимодействия с заряженными частицами в магнитосфере. Для любой теории важно получить подтверждение на практике, и изложенные в этой главе уравнения имеют достаточно простую

форму для того, чтобы их можно было быстро решить и сравнить полученные результаты с наблюдаемыми параметрами волны. Например, по условию дрейфового/баунс-дрейфового резонанса (Раздел 1.2) можно оценить азимутальный масштаб волны, а затем проверить правильность выбранного типа резонанса с помощью эффекта конечного гирорадиуса (Раздел 2.3). Однако можно смело утверждать, что с точки зрения сопоставления теоретических представлений с наблюдениями многие аспекты ещё не были затронуты. Часто исследователи руководствуются самыми простыми моделями, которые используют неподходящие к реальным ситуациям приближения. В то же время теоретические модели шагнули далеко вперёд, и имеет место необходимость выяснить, какие из них реализуются на практике.

В настоящей диссертационной работе мы используем описанные в данной главе теоретические подходы, а также теорию ДКМ, которые применяются в Главе 3. В Главах 4 и 5 представлены результаты наблюдений, которые указывают на необходимость более тщательной разработки и создания моделей взаимодействия частиц с волной в процессе изменения поляризации волны и сцепления нескольких видов волн друг с другом.

Глава 2. Методы обработки данных

В данной главе описаны основные методы обработки данных, полученных спутниками миссий Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS; [Angelopoulos, 2008]), Van Allen Probes (ранее Radiation Belt Storm Probes) [Mauk et al., 2013], Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) и Arase (ранее Exploration of energization and Radiation in Geospace) [Miyoshi et al., 2018]. Основные подходы являются универсальными, потому что каждый космический аппарат оборудован приборами для измерения векторов магнитного и электрического поля, потоков электронов и ионов, включая автоматическое разделение на сорта ионов (протоны, He^+ , O^+). Важную роль для анализа информации об окружающей спутник плазме играют макроскопические параметры, такие как давление и концентрация частиц, оценки которых производятся у разных миссий несколькими способами. Отметим, что все используемые в данной работе научные инструменты имеют временное разрешение и шумовые характеристики, которые с большим запасом удовлетворяют требованиям для изучения УНЧ-волн в диапазонах Pc4 и Pc5. Необходимо сказать, что помимо космических аппаратов, волны Pc4–5 в магнитосфере Земли регистрируются наземными магнитометрами [Гульельми, Потапов, 2021] и радарами типа SuperDARN [Yeoman et al., 2012; Chelpanov et al., 2018]. Предпринимались успешные попытки отождествить с этими магнитосферными волнами пульсации полярных сияний [Motoba et al., 2015; Shi et al., 2020] и вариации полного электронного содержания [Pilipenko et al., 2014; Belakhovsky et al., 2016; Kozureva et al., 2020], что позволяет расширить доступный спектр научных инструментов для анализа роли УНЧ-волн в магнитосферных процессах.

Параметры солнечного ветра, включающие в себя скорость, давление и концентрацию протонов, и данные межпланетного магнитного поля (ММП) с временным разрешением 1 мин предоставлены базой данных OMNIWeb [Papitashvili, King, 2020]. Геомагнитные индексы SYM-H, AE, AU и AL предоставлены Всемирным центром данных по геомагнетизму в Киото [World Data Center for Geomagnetism, Kyoto et al., 2015, 2022]. Индекс SME [Newell, Gjerloev, 2011] предоставлен коллаборацией SuperMAG [Gjerloev, 2012].

Описываемые методы включают в себя преобразование системы координат (Раздел 2.1), вейвлет-преобразование (Раздел 2.2), способы вычисления азимутального волнового числа m по спутниковым данным (Раздел 2.3) и процедуру автоматизированного отбора волн для статистического исследования, представленного в Главах 4 и 5 (Раздел 2.4). Некоторые иные

методы анализа данных использовались однократно и рассматриваются в Главе 3 на конкретных примерах.

2.1 Системы координат

Обычно спутниковые данные о пространственном расположении космического аппарата и измеренных векторах магнитного и электрического полей предоставляются в системах координат Geocentric Solar Ecliptic (GSE) и Geocentric Solar Magnetospheric (GSM) [Hapgood, 1992]. Обе эти системы являются геоцентрическими и ориентированными на Солнце (ось X направлена из центра Земли на Солнце). В GSE плоскость XY соответствует плоскости эклиптики (ось Y направлена на вечер), а ось Z завершает правостороннюю ортогональную систему координат и указывает на северный полюс эклиптики. В GSM сначала ось Z определяется как проекция оси магнитного диполя Земли на перпендикулярную к X плоскость, а затем система завершается построением оси Y , направленной на вечер.

В то же время, теоретические исследования оперируют ортогональной криволинейной системой координат, ориентированной вдоль силовых линий магнитного поля (см. Раздел 1.1). В таком случае удобно разделять поперечные (альфвеновские) и продольные (компрессионные) волны. Для анализа спутниковых данных и сопоставления полученных результатов с предсказаниями теории удобно переходить в локальную систему координат, ориентированную вдоль фонового магнитного поля. Фоновое магнитное поле \mathbf{B}_0 определяется с помощью усреднения с периодом 15–40 минут, который превосходит верхнюю границу диапазона УНЧ. Выбор конкретного значения зависит от скорости космического аппарата на разных участках его орбиты. В таком случае единичные вектора локальной системы координат (\mathbf{e}_r , \mathbf{e}_a , \mathbf{e}_\parallel) определяются следующим образом:

$$\mathbf{e}_\parallel = \frac{\mathbf{B}_0}{|\mathbf{B}_0|}, \quad \mathbf{e}_a = \frac{\mathbf{e}_\parallel \times \mathbf{r}}{|\mathbf{e}_\parallel \times \mathbf{r}|}, \quad \mathbf{e}_r = \mathbf{e}_a \times \mathbf{e}_\parallel, \quad (13)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор положения спутника, а индексы r , a , \parallel соответствуют радиальному, азимутальному и продольному направлениям соответственно. Колебания магнитного поля в радиальном направлении b_r соответствуют полоидальным волнам, в азимутальном направлении b_a — тороидальным, а вдоль силовых линий b_\parallel — компрессионным.

Для описания положения спутника в пространстве так же используются квазисферические координаты, составленные из параметра МакИлвейна L , местного магнитного времени MLT и геомагнитной широты MLAT [McIlwain, 1966]. Здесь MLT играет роль азимутальной координаты, измеряемой в часах и отсчитываемой от полуночи против часовой стрелки.

2.2 Вейвлет-преобразование

Основными характеристиками любой волны являются амплитуда и частота, однако в реальности и тот, и другой параметр меняются во времени. Кроме того, волны могут иметь в своём спектре несколько гармоник, а четные и нечётные гармоники по-разному взаимодействуют с заряженными частицами магнитосферы из-за различной структуры вдоль силовой линии. Поэтому для анализа спектральных характеристик волны применяется вейвлет-преобразование. Оно представляет собой разложение одномерного сигнала по базису, построенному из специальной функции (вейвлета) посредством масштабирования и переноса [Астафьева, 1996]. Каждая функция этого базиса характеризует определённую частоту и время, выполняя таким образом двумерную развёртку исходного сигнала, причём частота и время являются независимыми переменными. Это свойство вейвлет-преобразования позволяет отслеживать динамику изменения частоты волны во времени, что недоступно при использовании преобразования Фурье. Для анализа спутниковых данных вычисляется амплитудная вейвлет-функция (wavelet amplitude function; WAF) [Foster, 1996]:

$$\text{WAF}(\omega, \tau) = 2 \frac{\sum_{j=1}^N x(t_j) f_M^*(\omega(t_j - \tau))}{\sum_{j=1}^N e^{-C\omega^2(t_j - \tau)^2}}, \quad (14)$$

где $f_M(\omega(t_j - \tau)) = e^{i\omega(t_j - \tau) - C\omega^2(t_j - \tau)^2}$ — ядро вейвлета в виде сокращённого вейвлета Морле [Grossmann, Morlet, 1984], τ — сдвиг по времени, t_j — рассматриваемый момент времени, $x(t_j)$ — анализируемый дискретный временной ряд в момент t_j , N — количество временных отсчётов, $C = 1/8\pi^2$ — постоянная, определяющая скорость затухания вейвлета, символ * означает комплексное сопряжение. WAF была выбрана потому, что благодаря нормировке в случае монохроматической синусоидальной волны значение WAF максимально и равно амплитуде волны на частоте волны. Необходимо сказать, что при использовании вейвлет-преобразования следует учитывать наличие краевых эффектов, которые могут исказить результаты, однако везде в дальнейшей работе интервал преобразования и размер вейвлета подбирались таким образом, чтобы с запасом нивелировать эти эффекты. Кроме того, для определения динамики сигнала часто удобно использовать величину $|\text{WAF}|^2$, которая сильнее выделяет сигнал на фоне шума.

Для проверки связи колебаний в разных временных рядах (например, разных физических величинах, измеренных одним спутником) удобно строить кросс-спектры из WAF этих рядов. Поскольку WAF имеет и вещественную, и мнимую часть, то оказывается возможным определить фазовую задержку между двумя временными рядами в рассматриваемом диапазоне времени и частот при условии одинакового шага измерений. Для этого нужно поэлементно

перемножить WAF одного ряда и комплексно-сопряжённую WAF второго, и взять арктангенс от отношения мнимой части результата перемножения к вещественной.

В качестве функции $x(t_j)$, подставляемой в уравнение (14), при исследовании УНЧ-волн в магнитосфере могут выступать компоненты магнитного и электрического полей, а также потоки заряженных частиц в отдельном канале энергии. Фазовая задержка между взаимно ортогональными поперечными компонентами магнитного и электрического поля позволяет определить симметрию колебаний (чётность гармоники) относительно магнитного экватора. Для нечётных (симметричных относительно магнитного экватора) гармоник севернее магнитного экватора колебания электрического поля отстают от колебаний магнитного на 90° и опережают их на 90° южнее магнитного экватора. Для чётных (антисимметричных) гармоник выполняются диаметрально противоположные соотношения. Разность фаз между возмущением электрического/магнитного поля и потоков частиц помогает определить резонансную энергию. У частиц с резонансной энергией фазовая задержка между электрическим полем и потоком составляет 90° ($0/180^\circ$ между магнитным полем и потоком).

С целью исключения посторонних шумов в качестве входных данных для вейвлет-преобразования часто используются предварительно отфильтрованные данные. С этой целью выделяется полоса частот, в которой наблюдается конкретная волна, или весь диапазон Pc4–5. В качестве полосового фильтра в данной работе применяется оконный Sinc-фильтр с оконной функцией Блэкмана [Smith, 1999].

2.3 Азимутальное волновое число

Азимутальное волновое число m является одной из важных характеристик УНЧ-волны. Его знак указывает на то, с какими заряженными частицами резонирует волна и в каком направлении вокруг Земли распространяется: волны с положительным m взаимодействуют с электронами и дрейфуют на восток, а с отрицательными — с ионами и дрейфуют на запад. Волны с малыми значениями $|m| < 10$ часто являются тороидальными, тогда как волны с большим $|m| > 10$ оказываются полоидальными. Из-за азимутального масштаба полоидальные волны реже наблюдаются наземными магнитометрами, в отличие от тороидальных, которые наблюдаются регулярно.

Азимутально-мелкомасштабные волны ($|m| \gg 1$) интенсивно изучаются в последние годы. Обычно, эти волны распространяются на запад ($m < 0$) [Chelpanov et al., 2018], но некоторые авторы сообщают о волнах, распространяющихся на восток (например, [Челпанов и др., 2019; Yamamoto et al., 2019]). Считается, что они возбуждаются посредством дрейфового или баунс-дрейфового резонанса с протонами с энергиями от 1 до 100 кэВ [Min et al., 2017;

Takahashi et al., 2018a], но колебания потока электронов в широком диапазоне энергий также могут коррелировать с волнами Pc4–5 [Ren et al., 2017, 2018].

Для определения m по спутниковым измерениям используются несколько подходов. Самый грубый из них использует данные одного космического аппарата в последовательные моменты времени в предположении, что тот движется только в азимутальном направлении и параметры волны не меняются за время его перемещения. Измерения на двух и более близкорасположенных космических аппаратах позволяют одновременно регистрировать колебания магнитного поля и исключают требование к стационарности процесса, однако, особенно в случае двух спутников, сохраняется требование к взаимному пространственному расположению точек измерений.

Достаточность близости спутников друг к другу значит, что расстояние между ними составляет меньше одной длины волны, иначе возникает неопределённость из-за набега неизвестного числа целых длин волн. На практике оказывается, что это расстояние должно быть меньше 1000 км. Этому условию удовлетворяет взаимное расположение четырёх аппаратов миссии Magnetosphere MultiScale (MMS), трёх спутников миссии THEMIS на её первом этапе, когда все спутники следовали друг за другом в конфигурации «жемчужины-наниточке» и аппараты миссии Van Allen Probes в первые годы её работы.

Зная резонансную энергию, m может быть определено по данным одного спутника, оборудованного точными датчиками потоков заряженных частиц, с помощью эффекта конечного гирорадиуса (ларморовского радиуса; finite gyroradius effect) [Su et al., 1977; Lin et al., 1988]. Данный подход также называют техникой ионного зондирования (ion sounding technique). Его суть заключается в сравнении между собой измерений потоков заряженных частиц, полученных почти одновременно с разных направлений относительно космического аппарата (Рисунок 3). Из-за наличия заряда частицы вращаются по окружности конечного радиуса вокруг силовой линии магнитного поля (положительно заряженные частицы по часовой стрелке, а отрицательно заряженные — против). При попадании в детектор на спутнике с определённого направления можно восстановить положение центра этой окружности (ведущего центра), зная энергию частицы ε и её питч-угол α . Выделив диаметрально противоположные положения ведущих центров западнее a^- и восточнее a^+ , можно определить наличие и величину задержки между колебаниями к западу и к востоку от спутника, которая пропорциональна m .

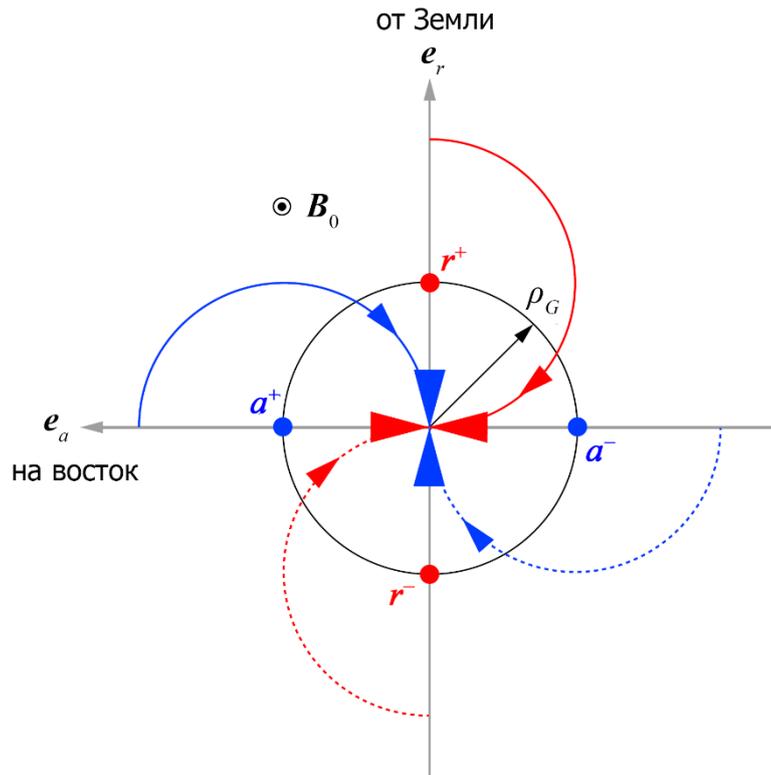


Рисунок 3. Иллюстрация эффекта конечного гирорадиуса. Центр является положением спутника, а исходящие из него треугольники — четыре направления обзора детектора частиц: (красные) в азимутальном направлении e_a на восток и на запад, и (синие) в радиальном направлении e_r от Земли и к Земле. Полуокружностями показаны траектории ларморовского вращения частиц с гирорадиусом ρ_G , попадающих в эти направления обзора. Положения их ведущих центров: (синие точки) на востоке a^+ и на западе a^- , (красные точки) дальше от Земли r^+ и ближе к Земле r^- . B_0 показывает направление фонового магнитного поля на нас.

Поскольку обычно датчики частиц установлены на космическом аппарате так, чтобы регистрировать частицы с какого-то одного направления с ограниченным сектором обзора, то охват всех направлений в поперечной плоскости достигается за счёт вращения спутника вокруг своей оси. В таком случае, для применения эффекта конечного гирорадиуса требуется, чтобы период ларморовского вращения анализируемых частиц был много меньше периода вращения спутника вокруг своей оси, который в свою очередь должен быть много меньше периода волны. Типичные значения этих параметров для волн диапазонов Pc4 и Pc5 и используемых в данной работе космических аппаратов составляют 1, 10 и 100 с соответственно [Takahashi et al., 2018a].

Подробное описание использования этого эффекта с помощью данных современных спутниковых миссий представлено в работе [Min et al., 2017]. Таким способом m можно вычислять для каждого периода колебаний в отдельности, что позволяет оценить его изменение по ходу движения спутника. Однако в таком случае возрастает чувствительность оценок к

разрешению данных по времени и другим погрешностям измерений. Поэтому на практике чаще вычисляется среднее значение m за время наблюдения волны и определяется его СКО. Используя другие направления ведущих центров, r^+ и r^- , можно оценить радиальный градиент потоков частиц, а значит и функции распределения [Yamamoto et al., 2018, 2019].

2.4 Процедура отбора волн

Для отбора волн в статистических исследованиях используются разные методы, но их объединяет один шаг — поиск пиков в частотном спектре (например, [Liu et al., 2009; Dai et al., 2015]). Поиск именно пиков обусловлен поиском квазисинусоидальных волн, имеющих одну частоту, которые классифицируются как Pc4 и Pc5. В разных работах предлагается построение спектра за разные временные интервалы и определение узости пика по разным условиям. В настоящей диссертационной работе предлагается оригинальная процедура отбора волн, включающая в себя не только поиск пиков в спектре, но и отсечку волн по условию на амплитуду волны.

2.4.1 Общие принципы

Набор данных для статистического анализа, описанного в Главах 4 и 5, был получен следующим образом:

- 1) определение пути спутника в области $L > 4$;
- 2) переход в продольную систему координат и удаление тренда магнитного поля скользящим средним с окном 10 мин.;
- 3) поиск пиков в спектре в диапазоне Pc4–5 у каждой компоненты магнитного поля;
- 4) запись событий, в которых амплитуда волны больше 0,25 нТл в течение не менее пяти периодов волны;
- 5) нахождение моментов начала и окончания волнового события.

Последний шаг применялся, чтобы определить точную продолжительность каждого волнового события.

Некоторые не квази-синусоидальные возмущения могут появляться в частотном диапазоне 1,7–22,2 мГц, например, пульсации Pi2 или суббуревые компрессионные импульсы, которые нельзя классифицировать как волны Pc4 и Pc5. Можно исключить их предполагая, что Pi2 или компрессионные импульсы имеют сначала резкий скачок величины магнитного поля, а затем амплитуда волны постепенно уменьшается, тогда как у квази-синусоидальных пульсаций амплитуда увеличивается на протяжении как минимум нескольких первых периодов. Однако, квазипериодическая последовательность импульсов будет выглядеть так же, как и квази-синусоидальные волны с несколькими гармониками. Более того, короткоживущие УНЧ-волны,

возбуждаемые межпланетными ударными волнами, окажутся исключены таким условием. Эту особенность набора данных следует иметь в виду для последующего анализа гармоник.

Инструментальный шум магнитометра на борту Agase на частоте 3 мГц был удалён путём исключения пиков в диапазоне частот $3 \pm 0,5$ мГц. К сожалению, спектральный пик шума может оказаться шире, чем 1 мГц, или появляется его вторая гармоника на ~ 6 мГц, поэтому все отобранные волны были визуально проверены и подобные случаи исключены.

В результате отбора был получен список волн с информацией о продолжительности её наблюдения, положении спутника в это время, средней амплитуде волны для всех трёх компонент магнитного поля за время наблюдения волны и частоты волны. Такой подход позволяет определять волны с несколькими гармониками [Yamamoto et al., 2022; Li et al., 2021], сцепление альфвеновской и компрессионной волн [Mager et al., 2015] и одновременное наблюдения нескольких видов волн [Korotova et al., 2020]. Сравнение амплитуды волн у всех трёх компонент показывает поляризацию волны — преимущественное направление колебаний для каждого волнового события. Если средняя амплитуда в радиальном направлении $\langle b_r \rangle$ больше, чем две другие, то такая волна считается полоидальной. Если средняя амплитуда в азимутальном направлении $\langle b_a \rangle$ является наибольшей, то это тороидальная волна. Если продольные осцилляции имеют наибольшую среднюю амплитуду $\langle b_{\parallel} \rangle$, то событие относится к виду компрессионных волн.

Описанная выше процедура отбора волн имеет некоторые недостатки. Во-первых, когда космический аппарат наблюдает волну около узла поперечной волны, она может быть идентифицирована как компрессионная волна. Поперечные составляющие магнитного поля уменьшаются около узла, тогда как компрессионная составляющая имеет пучность, приводя к выполнению условия $\langle b_{\parallel} \rangle > \langle b_r \rangle$, $\langle b_a \rangle$ во время наблюдения. Во-вторых, сцепленные альфвеновско-компрессионные моды имеют смешанную поляризацию и могут быть отнесены и к полоидальным, и к компрессионным волнам, в зависимости от орбиты спутника во время наблюдения [Klimushkin et al., 2012; Mager et al., 2015; Mager, Klimushkin, 2017]. В-третьих, поляризация волны может измениться в пространстве и во времени в течение одного наблюдения [Крылов и др., 1981; Leonovich, Mazur, 1993]. Таким образом, случаи изменения поляризации могут появиться в статистике и как полоидальные, и как тороидальные, в зависимости от фазы изменения, наблюдаемой спутником.

2.4.2 Условия отбора по частоте и амплитуде

В настоящей работе используется часть спектра, ограниченная диапазонами Pc4 и Pc5 (1,7–22,2 мГц). Был установлен шаг по частоте 0,25 мГц как достаточный для разрешения пиков

в спектре. Частотное условие для процедуры отбора волн применялось для каждой компоненты колебаний магнитного поля независимо. Во время одиночного пролёта на расстояниях $L > 4$ пик с частотой f_{peak} определялся как максимум на интервале $f_{\text{peak}} \pm 0,75$ мГц, чье отношение к минимуму на том же интервале больше, чем $1,5 + 0,01f_{\text{peak}}$. Это условие принимает во внимание общее уменьшение спектральной мощности с увеличением частоты. Обработка всего частотного диапазона, взятого для исследования, даёт возможность обнаружения множества пиков на одном пролёте. Такой подход позволяет идентифицировать волны с несколькими гармониками.

Рисунок 4 демонстрирует пример отбора волны для одного пролёта с 17:00 UT 27 марта 2017 г. до 01:00 UT 28 марта 2017 г. Рисунки 4а и 4б показывают траекторию космического аппарата в плоскостях XY (соответствует L -MLT) и XZ (L -MLAT) системы координат SM с интервалами наблюдения волн, обозначенными цветными жирными линиями. Колебания магнитного поля в радиальном b_r , азимутальном b_a и продольном b_{\parallel} направлениях показаны на Рисунке 4в–д когда $L > 4$. В этом случае были идентифицированы пять пиков частоты, $f_{\text{peak}} = 2,1, 5,6, 10,2, 12,6$ и $14,5$ мГц. Три частотных пика $f_{\text{peak}} = 2,1, 5,6$ и $12,6$ мГц были обнаружены только в спектре b_a , и первый из них был детально разобран в работе [Oimatsu et al., 2018], как уникальный пример баунс-дрейфового резонанса между фундаментальной модой тороидальной волны и ионами кислорода. Более высокочастотные пики $f_{\text{peak}} = 10,2$ и $14,5$ мГц были обнаружены в спектрах b_r и b_a .

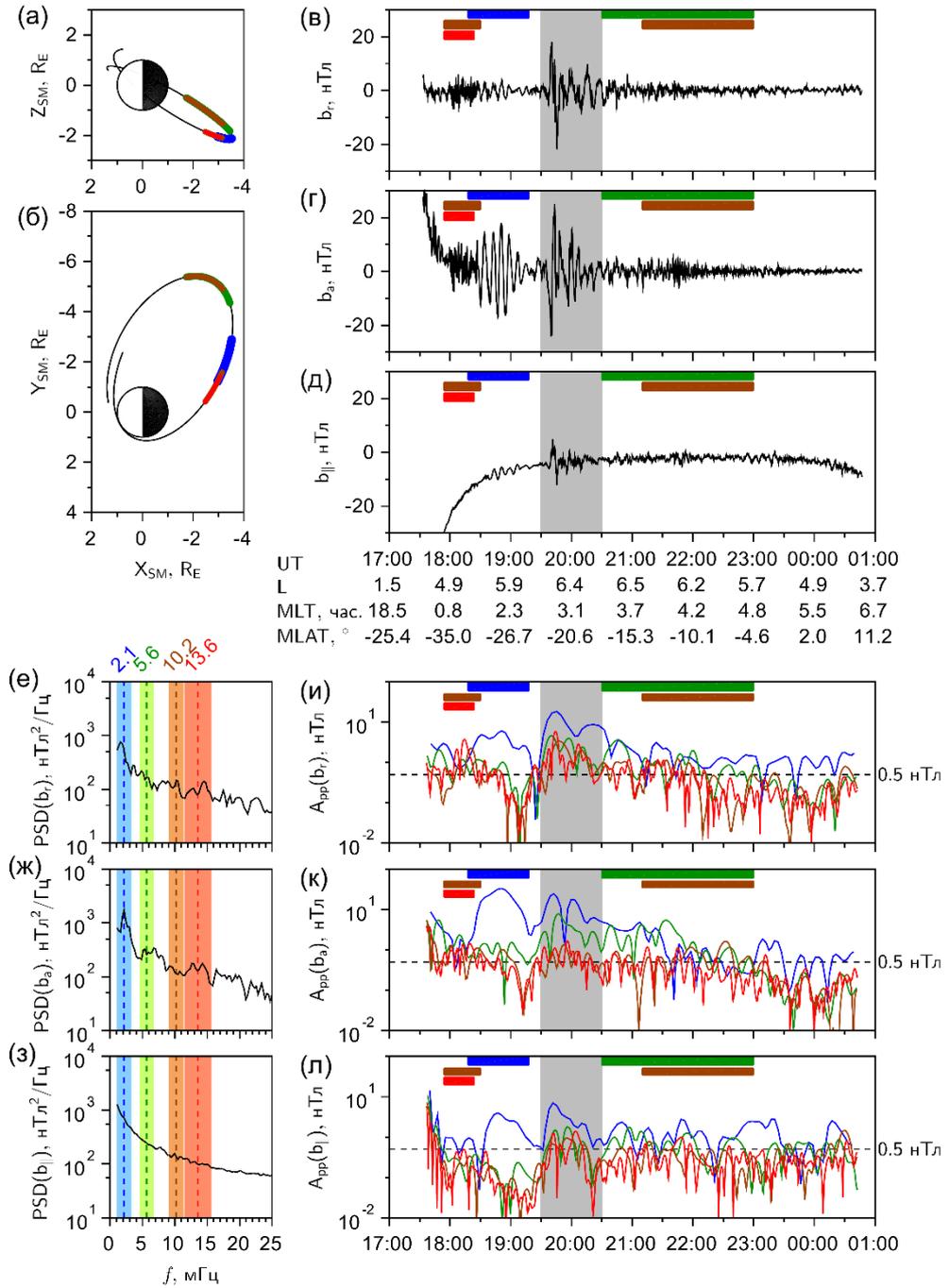


Рисунок 4. Пример отбора волновых событий 27–28 марта 2017 г. Траектория спутника *Agase* в плоскости (а) XZ и (б) XY в системе координат SM. Интервалы с обнаруженными волнами показаны цветными жирными линиями. Возмущения магнитного поля в (в) радиальном b_r , (г) азимутальном b_a и (д) продольном $b_{||}$ направлениях. Цветные горизонтальные полосы обозначают продолжительность волн. (е–з) Фурье-спектр (phase space density, PSD) и (и–л) размах A_{pp} величин b_r , b_a и $b_{||}$ после применения полосового фильтра. Синий, зелёный, коричневых и красный цвета обозначают $f_{wave} = 2,1, 5,6, 10,2$ и $13,6$ мГц соответственно. Закрашенные области являются частотными диапазонами, использованными для полосового фильтра. Горизонтальная пунктирная линия является амплитудным порогом. Серая область показывает импульс, исключенный после визуального осмотра.

Если амплитуда волны находится на уровне фонового шума, то затруднительно подтвердить, что такие колебания действительно являются физической волной, а не совпадением, даже когда частотное условие выполняется. Такие случаи исключаются с помощью порога по амплитуде в процессе отбора волн.

Во-первых, для колебаний на каждой f_{peak} , найденной по частотному условию для данного пролёта, строятся верхняя и нижняя огибающие. Для моментов времени с шагом в половину периода волны вычисляется размах A_{pp} как разность между верхней и нижней огибающими. A_{pp} должен быть больше 0,5 нТл (соответствует амплитуде волны 0,25 нТл) на протяжении по меньшей мере пяти периодов волны, для того чтобы отделить квази-синусоидальные колебания от импульсов на той же частоте. Порог в 0,5 нТл был выбран эмпирически после сравнения с уровнем фонового шума и визуального анализа частных случаев наблюдения волн [Mager, 2021; Mikhailova et al., 2022]. Обычно квази-синусоидальные волны имеют гораздо больше периодов колебаний, но амплитуда волны постепенно увеличивается в начале наблюдения и постепенно уменьшается к концу наблюдения. Поэтому начало и конец волнового события определяются как первый и последний момент, когда непрерывно удовлетворяется амплитудное условие, соответственно. Возможно определение нескольких волновых событий за один пролёт спутника. В примере, приведённом на Рисунке 4, были идентифицированы пять волновых событий.

Волновые события с одинаковой компонентой колебаний магнитного поля и частотой волны объединяются, когда разница по времени между ними составляет менее 60 мин. Это полезно в случае наблюдения долгоживущих волн, которые видны как биения (например, [Korotova et al., 2016]).

Поскольку ранее для спектрального анализа использовалась большая часть пролёта спутника, изменение частоты с L -оболочкой может приводить к серии близкорасположенных пиков в спектре. Такое изменение типично для альфвеновского резонанса, который часто наблюдается в магнитосфере [Glassmeier et al., 1999; Sarris et al., 2009a; Liu et al., 2013]. Ещё одно объединение волновых событий происходит при условии одинаковой компоненты колебаний магнитного поля и пересекающихся интервалах наблюдения, когда частота пиков различается менее чем на 2 МГц. Такой разницы достаточно, чтобы считать два пика близкорасположенными, но не соседними гармониками одной волны. Два пика $f_{\text{peak}} = 12,6$ и 14,5 МГц были объединены вокруг частоты $f_{\text{wave}} = 13,6$ МГц на Рисунке 4ж.

Когда найдена точная частота или диапазон частот f_{wave} для каждого волнового события, применяется полосовой фильтр в полосе $f_{\text{wave}} \pm 1$ МГц и снова используется амплитудное условие. Теперь оно введено для того, чтобы получить точные моменты времени начала и

конца волнового события. Когда найден интервал, удовлетворяющий порогу $A_{pp} > 0,5$ нТл (см. Рисунок 4и–л), мы устанавливаем исходную начальную точку и движемся назад во времени, пока выполняется хотя бы одно из двух условий: (1) A_{pp} непрерывно убывает, (2) $A_{pp} \geq 0,1$ нТл. Аналогичные условия применяются для определения момента окончания события при движении вперёд во времени от исходной конечной точки. Если какие-либо волновые события пересекаются после этой операции, они объединяются в одно. Внезапный импульс в 19:30–20:00 UT (серая область на Рисунке 4) не является квази-синусоидальной волной и поэтому был исключен после визуального осмотра. Наконец, мы имеем пять волн на Рисунке 4 с частотой $f_{wave} = 10,2$ и $13,6$ мГц в 17:54–18:30 UT, $f_{wave} = 2,1$ мГц в 18:18–19:18 UT и $f_{wave} = 5,6$ и $10,2$ мГц в 20:30–23:00 UT.

2.5 Выводы к Главе 2

Представленные в данной главе методы анализа данных являются универсальными для космических миссий, ориентированных на изучение волн в магнитосфере. Часть из них уже давно и регулярно применяется при изучении альфвеновских волн (Разделы 2.1, 2.2), в то время как другие лишь недавно стали обязательным инструментом для анализа взаимодействия волны с частицами (Раздел 2.3). Процедура статистического отбора, описанная в Разделе 2.4 и применённая для получения научных результатов в Главах 4 и 5, опирается на простые эмпирические условия, которые в каждом подобном исследовании различаются.

Фактически в данной главе описан обязательный в наши дни набор инструментов исследователя УНЧ-волн. Однако в связи с расширением возможностей научной аппаратуры и появлением возможности использовать совместные наблюдения на нескольких космических аппаратах следует ожидать расширения этого набора. Некоторые иные методы, однократно использованные для отдельных случаев, описаны в Главе 3.

Глава 3. Частные случаи наблюдения волн

Анализ УНЧ-волн, обнаруженных космическими аппаратами, в настоящее время разделяется на два подхода: подробное изучение частных случаев наблюдения волн и статистические исследования их свойств. В первом случае к анализу конкретного случая наблюдения волн привлекаются все доступные измерения, в том числе и на нескольких космических аппаратах, которые одновременно регистрировали колебания.

Благодаря запуску множества спутниковых миссий в последние годы стало возможным подробно изучить азимутально-мелкомасштабные волны ($|m| \gg 1$). Важным вопросом является определение механизма генерации этих волн и вида их взаимодействия с заряженными частицами. Ранее теоретически было показано, что передача энергии от частиц волне происходит через внутренние неустойчивости, вызванные немаксвелловским распределением протонов или радиальным градиентом функции распределения [Southwood et al., 1969; Михайловский, Похотелов, 1975; Chen, Hasegawa, 1991].

Среди УНЧ-волн в магнитосфере особым подвидом являются компрессионные пульсации [Lanzerotti et al., 1974; Barfield, McPherron, 1978; Takahashi et al., 1987; Моисеев и др., 2016]. Эти пульсации являются азимутально мелкомасштабными волнами и наблюдаются в экваториальной области, где отношение плазменного давления к магнитному $\beta = 8\pi P/B_0^2$ становится наибольшим [Anderson, 1993; Zhu, Kivelson, 1991]. Эти волны обеспечивают нагрев, ускорение и радиальный перенос электронов радиационных поясов [Lanzerotti et al., 1969; Ukhorskiy et al., 2009]. Они также вызывают высыпания электронов в ионосферу из-за модуляции угла конуса потерь [Rae et al., 2018] и хоровых волн [Xia et al., 2016; Li et al., 2023], что приводит к диффузным пульсациям полярных сияний [Motoba et al., 2013, 2021].

Недавние радарные наблюдения указывают на то, что эти компрессионные волны следует идентифицировать как дрейфово-компрессионные моды (ДКМ) [Chelpanov et al., 2016, 2018; Mager et al., 2015], которые могут быть возбуждены в горячей неоднородной плазме путём резонансного взаимодействия с энергичными протонами [Crabtree et al., 2003; Klimushkin, Mager, 2011; Mager et al., 2013] и электронами [Костарев, Магер, 2017] или через сцепление со сдвиговой альфвеновской волной [Klimushkin et al., 2012; Mager, Klimushkin, 2017].

Природа компрессионных УНЧ-волн является объектом споров. В прошлом, исследователи обычно отождествляли их с дрейфово-зеркальными модами (ДЗМ), которые возбуждаются при больших β и анизотропии давления [Lanzerotti et al., 1969; Kremser et al.,

1981; Pokhotelov et al., 1985; Woch et al., 1988; Constantinescu et al., 2009]. Однако в настоящее время ДКМ становится более популярной интерпретацией [Crabtree, Chen, 2004; Mager et al., 2019; Takahashi et al., 2022]. Поскольку ДКМ требует только конечного давления плазмы и её неоднородности поперёк магнитных оболочек, она является наиболее естественной компрессионной волной в кинетике [Ng et al., 1984; Crabtree et al., 2003; Klimushkin, Mager, 2011]. Хотя существует несколько теоретических исследований возбуждения ДКМ, не ясно, какой механизм возбуждения является основным в действительности из-за недостатка *in situ* наблюдений функции распределения плазмы в магнитосфере.

В Разделе 3.1 рассмотрена долгоживущая полоидальная альфвеновская волна, которая фиксировалась семью спутниками трёх миссий на дневной стороне в течение ~15 часов. Этот случай позволил продемонстрировать преимущества многоточечного анализа, когда результаты измерений на космических аппаратах с разными конфигурациями орбит дополняют друг друга, давая нам полное представление о пространственном масштабе возмущения и его динамике. Кроме того, было показано, что такое возмущение на дневной стороне генерируется градиентной неустойчивостью, но само возбуждение волны произошло при около нулевом уровне геомагнитной активности и до начала суббури.

В Разделе 3.2 приведено первое прямое наблюдение дрейфово-компрессионной моды (ДКМ) космическим аппаратом. Здесь была использована уникальная конфигурация пяти спутников миссии THEMIS, когда они следовали друг за другом по одной орбите, а расстояние между парой спутников варьировалось от ~1000 км до нескольких R_E . Это позволило увидеть одновременно и мелкомасштабную структуру компрессионной волны, и её взаимодействие с крупным облаком протонов, инжектированным суббурей. Используя близость трёх спутников друг к другу, были вычислены поперечные компоненты волнового вектора и выявлена линейная зависимость между азимутальным волновым числом m и частотой волны f . Получив эту характерную особенность ДКМ и исключив иные интерпретации (альфвеновская или дрейфово-зеркальная (ДЗМ) моды), был сделан вывод, что данная волна является ДКМ.

Раздел 3.3 представляет ещё одно наблюдение ДКМ, однако в этот раз более точные детекторы заряженных частиц позволили явно проследить механизм возбуждения и то, с какими популяциями частиц взаимодействует волна. Впервые было проведено сравнение собственной частоты ДКМ и наблюдаемой частоты, что окончательно подтвердило интерпретацию наблюдаемой компрессионной волны как ДКМ. Сопоставление теории ДКМ и наблюдений очевидным образом указывает на преимущества первой по сравнению с теорией ДЗМ, которая гораздо более требовательна к условиям в окружающей плазме и была разработана лишь для простейших моделей магнитосферы.

3.1 Вторая гармоника полоидальной альфвеновской волны

Колебания магнитного поля в диапазоне Pc4–5 были обнаружены в данных широко разнесенных спутников трёх миссий: Van Allen Probes (VAP), Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS) и Geostationary Operational Environmental Satellites (GOES). В данном разделе используются измерения магнитного поля с Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) на борту аппарата VAP [Kletzing et al., 2013], Fluxgate Magnetometer (FGM) на борту спутников THEMIS [Auster et al., 2008] и магнитометра GOES [Singer et al., 1996]. Данные электрического поля были получены с помощью инструментов Electric Field and Waves (EFW) на VAP [Wygant et al., 2013] и Electric Field Instrument (EFI) на спутниках THEMIS [Bonnell et al., 2008]. В работе анализируются потоки ионов и электронов с энергиями 10–1000 кэВ, а также данные о макроскопических параметрах плазмы, полученные инструментами Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment (RBSPICE) [Mitchell et al., 2013] и Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) [Blake et al., 2013] на борту VAP и Solid State Telescope (SST) на THEMIS. Концентрация электронов, вычисленная по потенциалу спутника, была предоставлена EFW VAP и экстраполирована на данные THEMIS, используя зависимость концентрации от потенциала спутника. Данные концентрации с VAP и THEMIS соответствуют друг другу при $L = 4,5–6$, но на более высоких L -оболочках доступны только данные THEMIS.

3.1.1 Возмущения магнитного поля

Группа космических аппаратов наблюдала геомагнитные пульсации в течение 15 часов (с 10:00 UT 25 февраля до 01:00 UT 26 февраля 2014 г.) на $L = 4,5–8$ и MLT = 7–17 часов (Рисунок 5). Колебания имели преимущественно полоидальную поляризацию: амплитуда радиальной компоненты магнитного поля была в ~ 2 раза больше, чем азимутальной компоненты и много больше, чем продольной (компрессионной) компоненты. Совместные наблюдения показали, что частота волны изменяется в пределах от 5 до 20 мГц, что соответствует диапазонам Pc4 (6,7–22,2 мГц) и Pc5 (1,7–6,7 мГц).

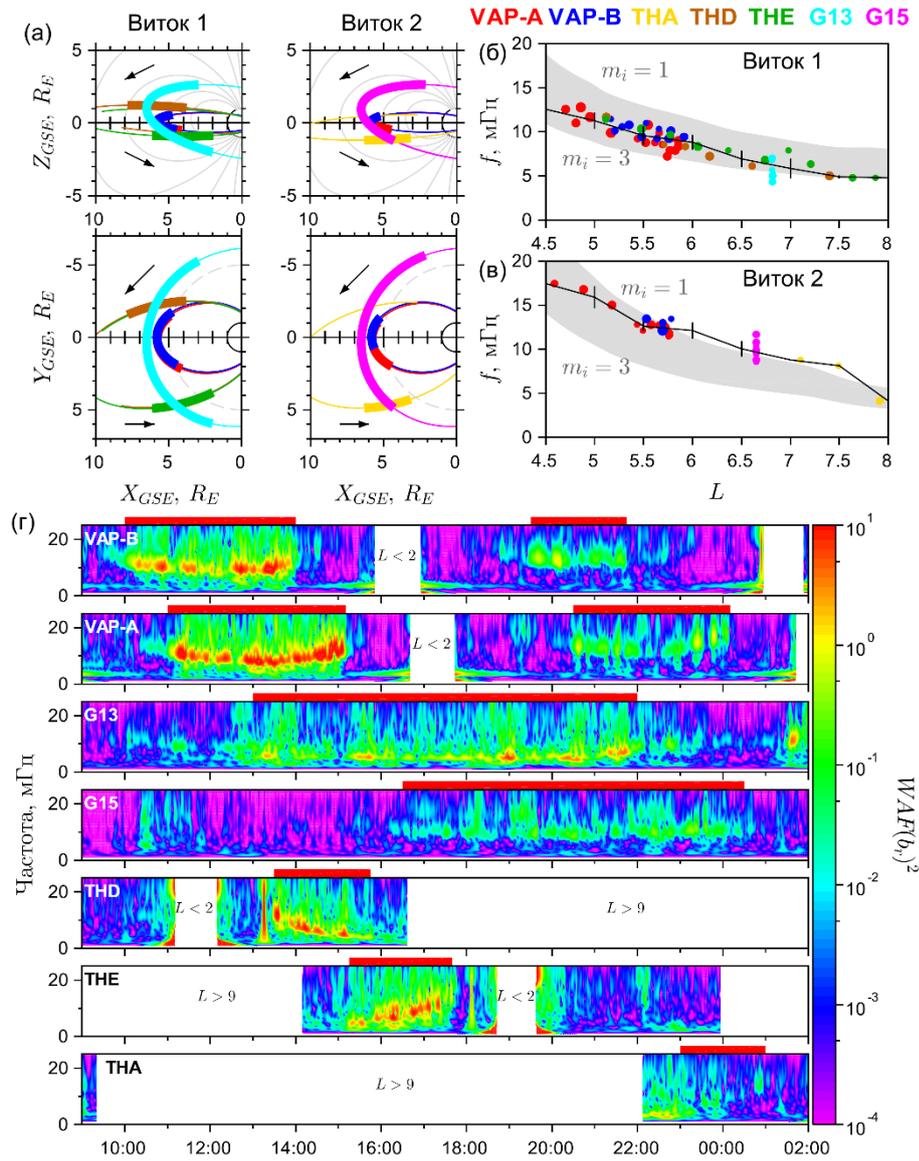


Рисунок 5. (а) Орбиты космических аппаратов в плоскости XZ (верхний ряд) и XY (нижний ряд) системы координат GSE 25 февраля 2014 г., где стрелками обозначены направления движения спутников: VAP-A (красный), VAP-B (синий), THA (жёлтый), THD (коричневый), THE (зелёный), G13 (голубой) и G15 (розовый). Жирные кривые обозначают интервалы наблюдения волны. Левый и правый столбцы показывают измерения на первом и втором витках соответственно. Частоты, извлечённые из вейвлет-спектров b_r , в зависимости от L -оболочки на протяжении (б) первого витка и (в) второго витка. Сплошная чёрная линия с полосами ошибок является частотой волны, усреднённой в ячейках по $0,5 R_E$, и среднеквадратичным отклонением. Толстая серая кривая обозначает диапазон собственных частот полоидальной альфвеновской волны для $m_i = 1-3$ а.е.м. (г) Вейвлет-спектры b_r с 09:00 UT 25 февраля до 02:00 UT 26 февраля 2014 г. Сверху вниз: VAP-B, VAP-A, G13, G15, THD, THE, THA. Красные полосы над каждой панелью указывают интервал наблюдения волны. Области, когда L -оболочка спутника была меньше 2 или больше 9 исключены.

Спутники VAR наблюдали колебания во время двух последовательных витков с увеличением частоты с 8–13 до 10–20 мГц между витками (Рисунки 5б и 5в) и уменьшением амплитуды волны на втором витке (Рисунок 5г). Волна наблюдалась с 10:00 до 14:00 UT и с 19:30 до 21:45 UT спутником VAR-B, и в 11:00–15:00 UT и 20:30–23:45 UT спутником VAR-A. Для удобства разделим интервалы наблюдения волны на два витка в соответствии с витками VAR. Спутники A, D и E миссии THEMIS (THA, THD и THE здесь и далее) пронизывали всю дневную магнитосферу от Земли до магнитопаузы и выявили ступенчатый характер изменений частоты волны от L -оболочки. Во время первого витка волна наблюдалась на пути к Земле спутником THE и от Земли спутником THD (Рисунок 5б). THD фиксировал волну с 13:20 до 15:45 UT, а THE — с 15:15 до 17:40 UT. На втором витке только THA, двигавшийся к Земле, измерил геомагнитные пульсации в диапазоне Pc4–5 (Рисунок 5в) с 23:00 до 01:00 UT. Геостационарные спутники GOES 13 и 15 (G13 и G15 здесь и далее) регистрировали монохроматические колебания в широком азимутальном диапазоне. Они наблюдались по всей дневной магнитосфере на $L = 6,6–6,8$. Данные G13 соответствуют первому витку, и частота волны была около 5 мГц (Рисунок 5б) с 13:00 до 22:00 UT. G15, задерживающийся относительно G13 на 4 часа, обнаружил колебания на частоте ~ 10 мГц с 16:30 до 00:30 UT, что соответствует второму витку (Рисунок 5в).

Объединённые наблюдения семи спутников показывают глобальное дискретное уменьшение частоты волны от L -оболочки. Каждая точка на Рисунках 5б и 5в соответствует одному максимуму на вейвлет-спектре радиальной компоненты возмущений магнитного поля. Уменьшение частоты волны было вызвано увеличением длины силовых линий с L -оболочкой. Дискретный характер уменьшения частоты сохранился и на втором витке, но с другим углом наклона. Амплитуда волны во время второго витка была в несколько раз меньше, чем во время первого. Измерения во время третьего последовательного витка VAR не обнаружили никаких значительных колебаний магнитного поля в диапазоне Pc4–5.

3.1.2 Определение гармоник волны

Было обнаружено, что наблюдавшаяся волна является второй гармоникой альфвеновской волны. Во-первых, радиальное возмущение магнитного поля b_r опережает азимутальное электрическое поле E_a на $\sim 90^\circ$ для измерений, выполненных к югу от магнитного экватора ($MLAT < 0$; Рисунок 6а), и E_a опережает b_r на $\sim 90^\circ$ к северу от магнитного экватора ($MLAT > 0$; Рисунок 6б). Это типичное свойство чётных гармоник. Пересечений магнитного экватора в интересующем нас интервале не было, но отношение E_a/b_r уменьшалось при приближении к нему (Рисунки 6в и 6г), потому что возмущение E_a имеет узел на магнитном экваторе для второй гармоники полоидальной волны.

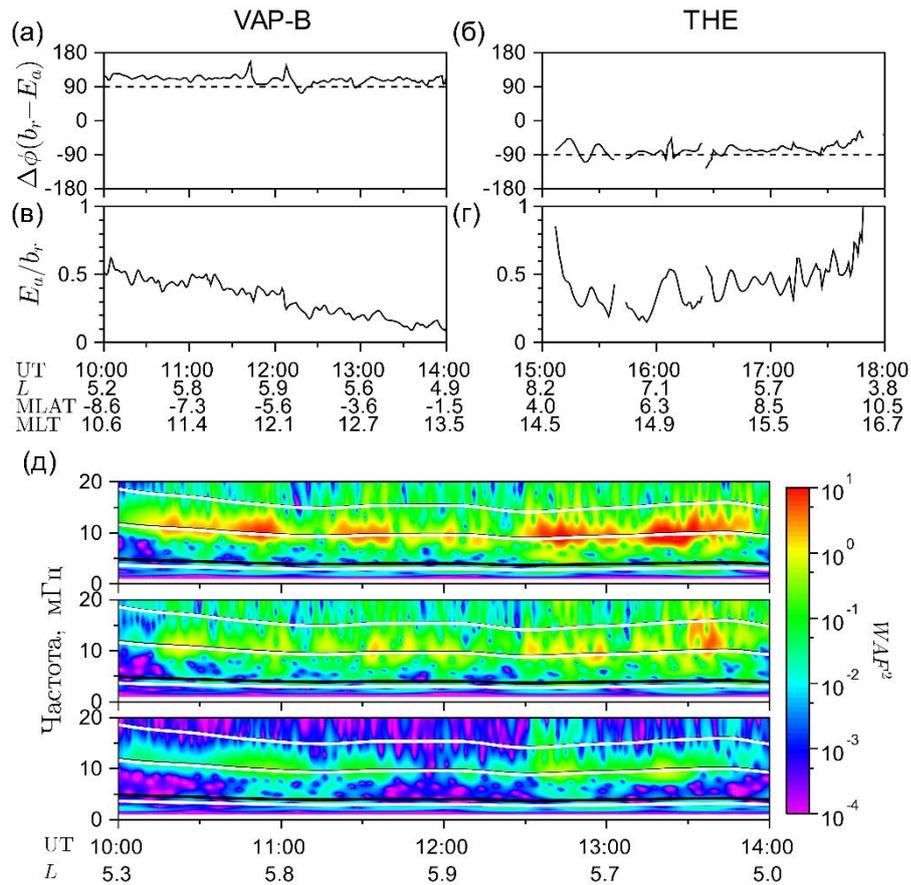


Рисунок 6. Сдвиг фазы между b_r и E_a по данным (а) VAP-B и (б) THE, а также отношение E_a/b_r со спутников (в) VAP-B и (г) THE. (д) Вейвлет-спектры радиальных b_r , азимутальных b_a и продольных b_l колебаний магнитного поля в полосе Pc4–5 и вычисленные собственные частоты для первых трёх гармоник полоидальной (белая линия) и тороидальной (чёрная линия) альфвеновских волн по данным спутника VAP-B.

Во-вторых, Рисунок 6д демонстрирует сравнение частот наблюдаемой волны с вычисленными теоретически собственными частотами альфвеновской волны для дипольной модели магнитосферы (Раздел 1.1). Вычисления были выполнены для средней массы ионов $m_i = 1$ а.е.м. (протонная плазма) и $m_i = 3$ а.е.м. (медианное значение, полученное в статистическом исследовании [Takahashi et al., 2006]). Собственная частота фундаментальной моды оказалась меньше, чем частота волны в данном случае, а третья гармоника достигает наблюдаемых значений только при $m_i > 3$ а.е.м.

Таким образом, вычисления подтвердили, что наблюдавшаяся волна является второй гармоникой альфвеновской волны. Частота волны и теоретически вычисленная собственная частота лучше всего согласуются при $m_i = 1,5$ а.е.м. во время первого витка и $m_i = 1$ а.е.м. во время второго. Уменьшение m_i между витками приводит к увеличению частоты волны и, вероятно, вызвано распадом кислородного тора [Nosé et al., 2018].

3.1.3 Фоновая плазма

Сосредоточимся на результатах, полученных с помощью спутника VAP-B. Данные VAP-A и спутников миссии THEMIS подтверждают все выводы.

Концентрация электронов, полученная по потенциалу спутника, изменялась плавно и превышала 20 см^{-3} на протяжении обоих витков (Рисунки 7а и 7б). Данные концентрации со спутников THEMIS не имели резкого падения ни около апогея орбиты спутников VAP, ни на более дальней дистанции. Поскольку резкое уменьшение концентрации приводит к увеличению альфвеновской скорости V_A , то именно она использовалась, чтобы найти положение плазмопаузы как области с положительным градиентом V_A , который наблюдался на $L = 4,3\text{--}4,4$ (Рисунок 7). Таким образом, мы приходим к выводу, что волна наблюдалась вне плазмосферы.

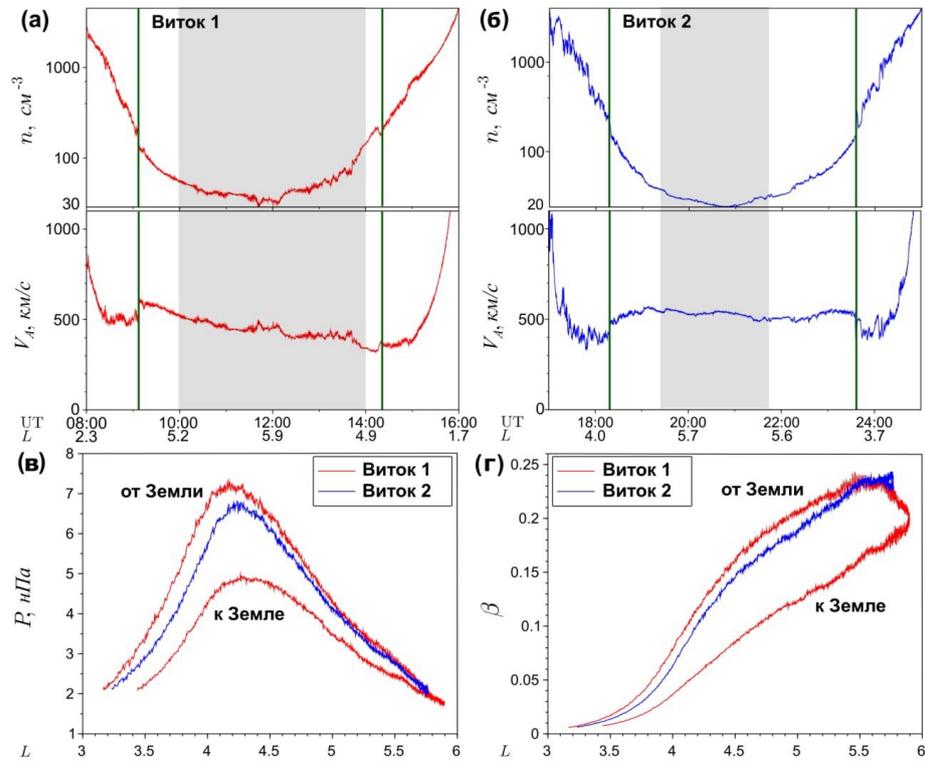


Рисунок 7. Данные плазмы со спутника VAP-B: концентрация n_e , полученная из потенциала спутника, и альфвеновская скорость V_A во время (а) первого витка и (б) второго витка. Серая область показывает период наблюдения волны. Зелёные линии указывают положение плазмопаузы. (в) Давление плазмы P и (г) параметр β в зависимости от L -оболочки показаны красной и синей линиями, соответствующими измерениям во время первого и второго витка, соответственно.

Давление плазмы имело максимум при $L = 4,2\text{--}4,3$ на обоих витках (Рисунок 7в). Это значит, что волна была возбуждена в области внешнего, движущегося на запад кольцевого тока

[Ganushkina et al., 2018]. Уменьшение значения максимального давления плазмы между витками, вероятно, вызвано восстановлением магнитосферы после магнитной бури [Кирпичев, Антонова, 2018]. Параметр β был меньше 0,25 всё время наблюдения волны (Рисунок 7г).

3.1.4 Геомагнитные условия

Параметры СВ и ММП были получены с использованием 1-минутных данных. Для анализа геомагнитной активности были использованы индексы SYM-H и AE. Геомагнитные условия перед рассматриваемым интервалом были спокойными. Суббуревая активность отсутствовала на протяжении 14 часов до него (Рисунок 8д). Поздняя фаза восстановления магнитной бури продолжалась с 00:00 UT 25 февраля до 18:00 UT 26 февраля 2014 г. и характеризовалась ростом индекса SYM-H с -20 до 0 нТл. Главная фаза магнитной бури, с минимумом SYM-H = -63 нТл, завершилась за 36 часов до появления волны. В данном случае имела место последовательность магнитных бурь, начиная с 18 февраля 2014 г. (Рисунок 8а).

Параметры СВ были спокойными с постепенно уменьшающейся скоростью ~ 400 км/с, концентрацией протонов ~ 3 см $^{-3}$ и динамическим давлением ~ 1 нПа (Рисунки 8в и 8г). Ударных волн в солнечном ветре не обнаружено. Z-компонента межпланетного магнитного поля (B_z ММП) повернулась на юг прямо перед рассматриваемым временным интервалом и затем ещё несколько раз меняла своё направление во время наблюдения волны (Рисунок 8б). Эти перевороты B_z ММП вызвали усиление авроральных электроструй, которые видны в данных AE-индекса (Рисунок 8д).

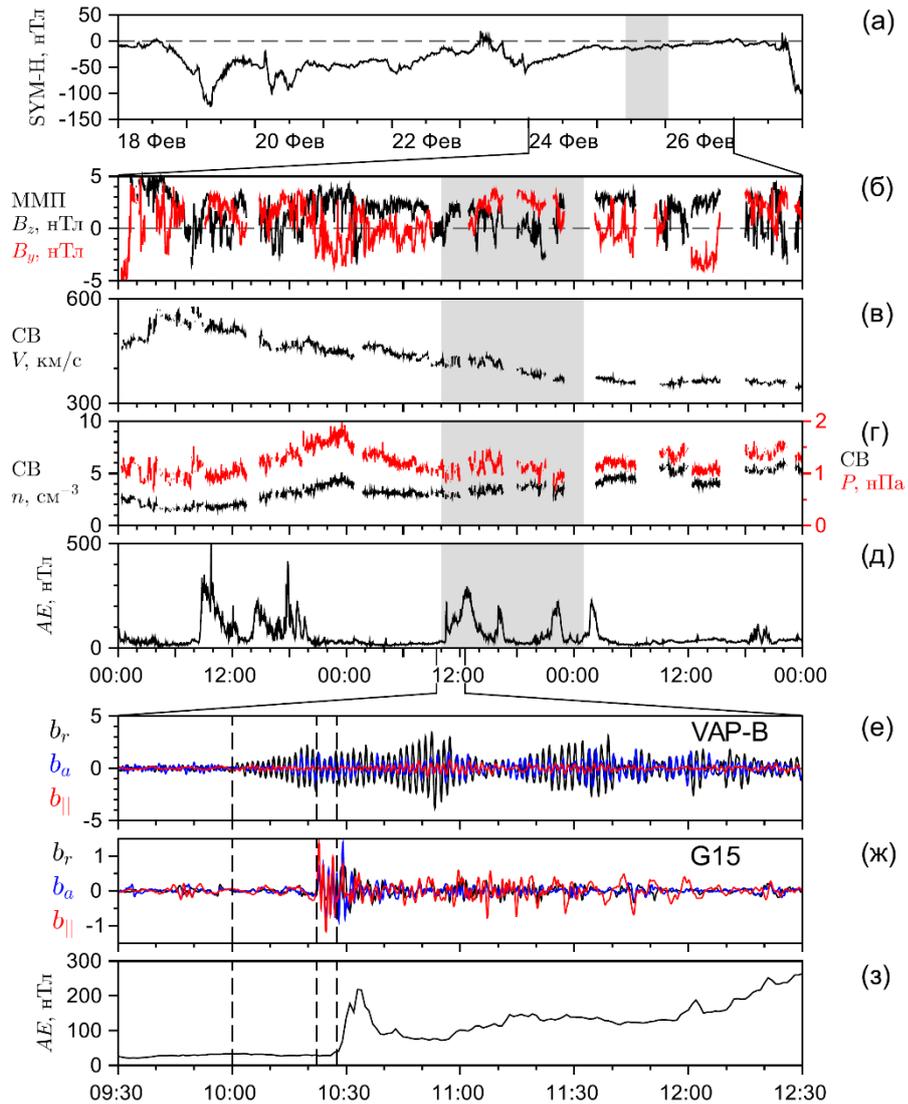


Рисунок 8. Параметры солнечного ветра и геомагнитные индексы. (а) Индекс SYM-H с 18 по 27 февраля 2014 г. (б) B_z (чёрная линия) и B_y (красная линия) межпланетного магнитного поля (ММП) в системе координат GSM, (в) скорость солнечного ветра, (г) концентрация протонов (чёрная линия) и динамическое давление (красная линия) и (д) АЕ-индекс с 24 по 26 февраля. Серая область — интервал наблюдения волны. (е) Первое появление волны в измерениях магнитного поля спутником VAP-B и (ж) компрессионный импульс на ночной стороне по наблюдениям G15. Чёрная, синяя и красная кривые обозначают b_r , b_a и $b_{||}$, соответственно. (з) АЕ-индекс с 09:30 до 12:30 UT 25 февраля. Вертикальные пунктирные линии обозначают моменты времени 10:00, 10:22 и 10:28 UT.

Волна появилась до того, как инжектированные первой суббурей частицы достигли внутренней магнитосферы (Рисунок 8е–з). Первые колебания, зарегистрированные VAP-B в 10:00 UT 25 февраля 2014 г., опередили увеличение АЕ-индекса на ~28 минут. Спутник G15,

который находился в этот момент на ночной стороне, зафиксировал компрессионный импульс, сопровождавший суббуревую инжекцию, через ~22 минуты после первого появления волны.

Несколько суббуревых инжекций, сопровождавших волну, не оказали на неё какого-либо заметного эффекта. Хотя прибытие новых частиц в широком диапазоне энергий было замечено, параметры волны не изменились (см. Рисунок 5г). Последняя суббуревая инжекция из этой последовательности произошла около 02:00 UT 26 февраля и уже не сопровождалась наблюдениями волн в диапазоне Pc4–5.

С другой стороны, поздняя фаза восстановления магнитной бури связана с заполнением плазмосферы и восстановлением кольцевого тока — продолжительными процессами, ведущими к изменению параметров плазмы. Эти изменения показаны на Рисунке 7 и хорошо коррелируют с поведением волны. Предыдущие исследования отмечали важность фазы восстановления магнитной бури в возбуждении волн Pc4–5, особенно на дневной стороне магнитосферы [Dai et al., 2015; Shi et al., 2018], и рассмотренная волна также является результатом процессов на фазе восстановления магнитной бури.

3.1.5 Взаимодействие волны и потока частиц

Наблюдавшиеся геомагнитные пульсации сопровождались колебаниями потока протонов в диапазоне энергий 40–180 кэВ (Рисунок 9а), измеренными инструментами MagEIS (58–1271 кэВ) и RBSPICE TOFxE (44–597 кэВ) на борту спутников VAP. Измерения инструмента RBSPICE TOFxE (8–50 кэВ) показали отсутствие колебаний потока протонов с энергией меньше 40 кэВ в рассматриваемом интервале. Взаимодействие волна-частица в таких случаях описывается условием баунс-дрейфового резонанса (см. Раздел 1.2). Для второй гармоники волны подходит баунс-дрейфовый резонанс с $K = \pm 1$.

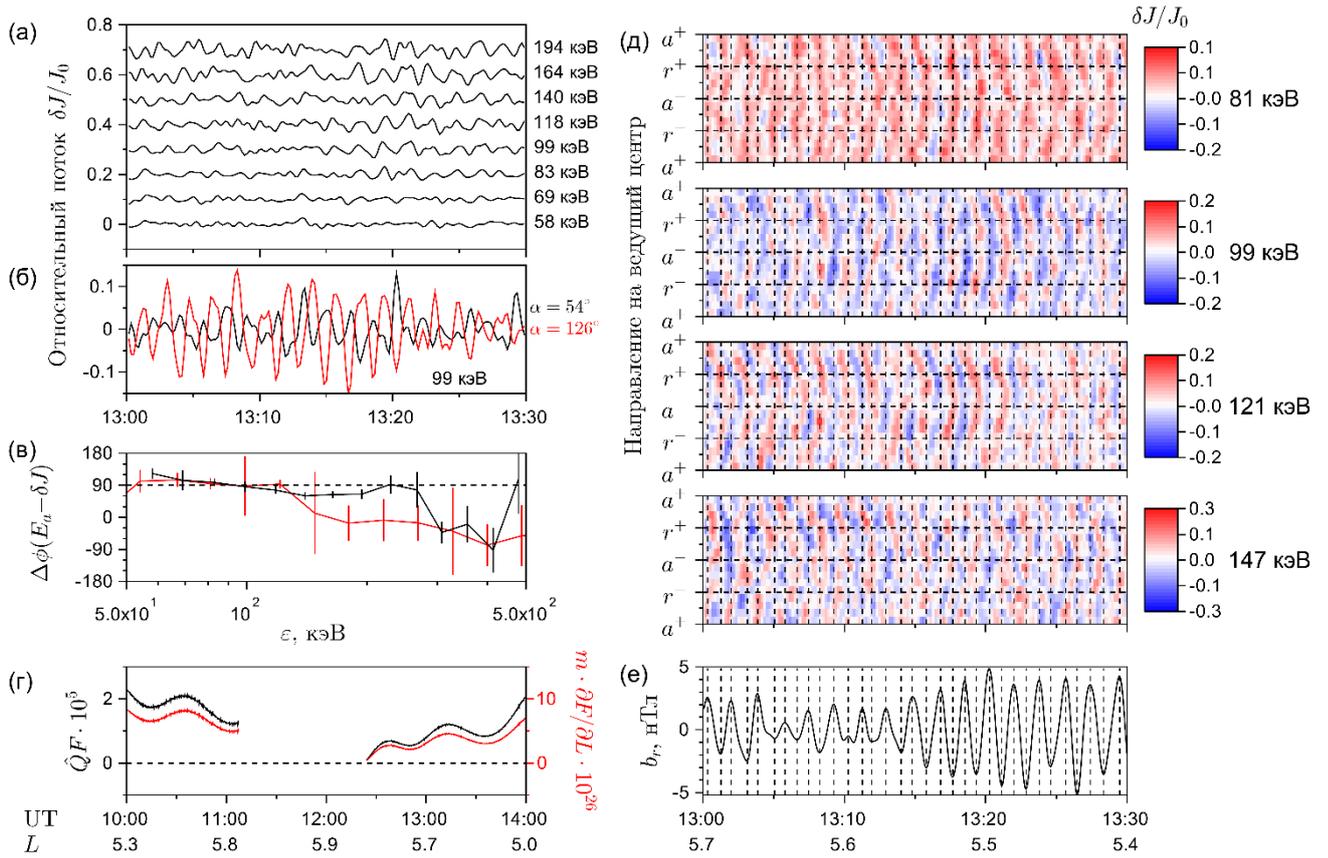


Рисунок 9. Данные потока протонов со спутника VAP-B: (а) всенаправленный относительный поток протонов $\delta J/J_0$ в диапазоне энергий от 58 до 194 кэВ, измеренный инструментом MagEIS, и (б) колебания потока протонов с энергией 99 кэВ и питч-углами $\alpha = 54^\circ$ и $\alpha = 126^\circ$. (в) Разность фаз между E_a и δJ , усреднённая в 10 минутном интервале 12:45–12:55 UT по измерениям MagEIS (чёрная линия) и RBSPICE TOFxE (красная линия). Полосы ошибок соответствуют величине среднеквадратичного отклонения. (г) Условие неустойчивости $\hat{Q}F$ из уравнения (11) (чёрная линия) и радиальный градиент функции распределения (красная линия). Область апогея орбиты ($L > 5,85$) исключена из-за неопределённости при вычислении радиального градиента. (д) Эффект конечного гирорадиуса в данных $\delta J/J_0$ от RBSPICE для каналов энергий 81, 99, 121 и 147 кэВ в 13:00–13:30 UT. Вертикальная ось указывает направление на ведущий центр относительно центра спутника в проекции на плоскость поперёк фонового магнитного поля: r^+ (r^-) — направление от Земли (к Земле), а a^+ (a^-) — направление на восток (на запад). (е) Колебания b_r , отфильтрованные на диапазон частот Pc4–5. Вертикальные пунктирные линии обозначают максимумы и минимумы b_r .

Фазовая задержка между E_a и потоком протонов уменьшается с увеличением энергии и достигает 90° для протонов с энергией 100 ± 20 кэВ (Рисунок 9в). Естественно предположить, что энергия 100 кэВ является резонансной в данном случае. Данные о питч-угле протонов α для резонансной энергии показали колебания потока при $\alpha = 40^\circ - 60^\circ$ и $\alpha = 120^\circ - 140^\circ$ и отсутствие

колебаний при $\alpha = 90^\circ$. Причём поток $\alpha < 90^\circ$ находится в противофазе с потоком $180^\circ - \alpha$ (Рисунок 9б). Таким образом, наблюдавшееся поведение потока протонов свидетельствует о баунс-дрейфовом резонансе со второй гармоникой полоидальной волны.

Азимутальное волновое число, полученное из условия резонанса для $K = -1$, лежит в интервале от -250 до -190 для резонансной энергии $80\text{--}120$ кэВ. Знак “минус” означает, что волна распространяется на запад — в сторону дрейфа протонов. Значение m не может быть вычислено по двум спутникам в данном случае, поскольку наименьшая дистанция между любой парой космических аппаратов составляет около 4000 км, что в несколько раз больше азимутальной длины волны λ_a .

Другой способ получить m заключается в использовании эффекта конечного гирорадиуса (см. Раздел 2.3). Чтобы оценить значение m были использованы данные RBSPICE TOFxE (см. [Min et al., 2017] для подробного описания). Рисунок 9д показывает распределение потока протонов в зависимости от направления на ведущий центр из точки расположения спутника VAP-B в $13:00\text{--}13:30$ UT для четырёх разных энергий, где a^+ является положительным азимутальным направлением (на восток), r^+ является положительным радиальным направлением (от Земли), а a^- и r^- — противоположными азимутальным (на запад) и радиальным (к Земле) направлениями соответственно. Явно видно, что колебания потока в направлении на восток опережают колебания потока в направлении на запад. Этот факт подтверждает, что волна распространяется на запад. Используя фазовую задержку между потоками с противоположных азимутальных направлений, получено, что $\lambda_a = 980 \pm 150$ км и $m = -209 \pm 31$. Теоретические расчеты и вычисления по данным спутника соответствуют друг другу и подтверждают, что наблюдавшаяся волна относится к типу распространяющихся на запад азимутально мелкомасштабных волн.

Полоидальные альфвеновские волны возбуждаются инверсным распределением по энергиям (инверсная неустойчивость) или большим радиальным градиентом функции распределения (градиентная неустойчивость). Условие неустойчивости задаётся уравнением (11). Для рассматриваемой волны никаких инверсных участков в функции распределения обнаружено не было. Тем не менее, большую часть времени наблюдения волны условие неустойчивости выполнялось из-за большого радиального градиента F (Рисунок 9г). Таким образом, градиентная неустойчивость, которая, скорее всего, возникла на фазе восстановления магнитной бури, была источником энергии для наблюдавшейся волны.

3.2 Первое наблюдение дрейфово-компрессионной волны

Пять одинаково оборудованных спутников составляют миссию THEMIS (ТНА, ТНВ, ТНС, ТНД и ТНЕ), запущенную в феврале 2007 г. Задачей миссии являются многоточечные

исследования суббурь в хвосте земной магнитосферы [Sibeck, Angelopoulos, 2008]. Настоящее исследование использует измерения электрического поля [Bonnell et al., 2008], усреднённые по периоду вращения спутника вокруг своей оси измерения фонового магнитного поля [Auster et al., 2008], распределения протонов и электронов, измеренные инструментами Electrostatic Analyzer (ESA) [McFadden et al., 2008] и SST.

3.2.1 Магнитное поле волны

Спутники THA, THB, THC, THD и THE одновременно регистрировали УНЧ-волну с ~03:00 до ~04:10 UT 21 мая 2007 г. Они находились около геомагнитного экватора, в вечернем секторе магнитосферы, на L -оболочке ~10, двигаясь к Земле в конфигурации жемчужин на ниточке с близкорасположенными THB, THC и THD опережающими THA и THE на примерно $2 R_E$ (Рисунок 10а). Рисунок 10б показывает измерения магнитного поля каждым спутником.

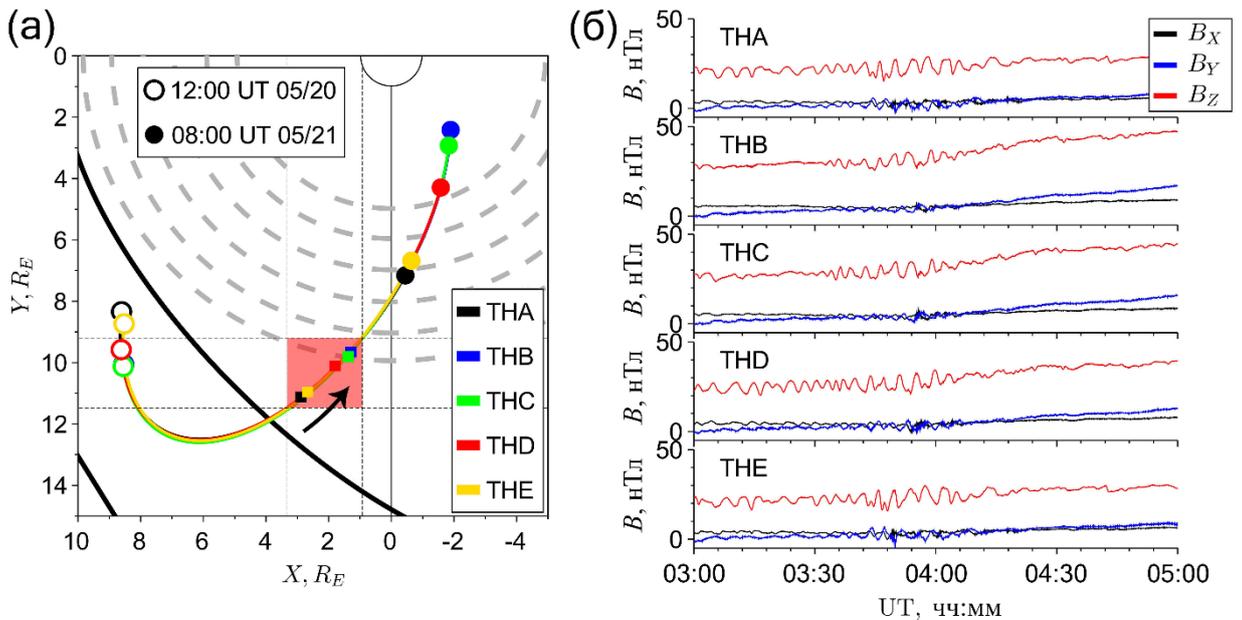


Рисунок 10. (а) Пути спутников THEMIS с 12:00 UT 20 мая (окружности) до 08:00 UT 21 мая (круги) 2007 г. в плоскости XY системы координат GSE. Пунктиром показаны расстояния $L = 5-10 R_E$ от центра Земли. Красный квадрат — область наблюдения волны. Жирные чёрные линии показывают положение ударной волны и магнитопаузы. (б) Компоненты магнитного поля в системе координат GSE со спутников THA, THB, THC, THD и THE.

Событие наблюдалось во время низкой геомагнитной активности (Рисунок 11): $SYM-H \approx -15$ нТл, плотность солнечного ветра от 1 до $2,5 \text{ см}^{-3}$, а его скорость постепенно уменьшалась до 500 км/с. Авроральные индексы зафиксировали увеличение суббуревой активности (AL достигал -250 и -300 нТл), вызванное поворотом на юг B_z ММП.

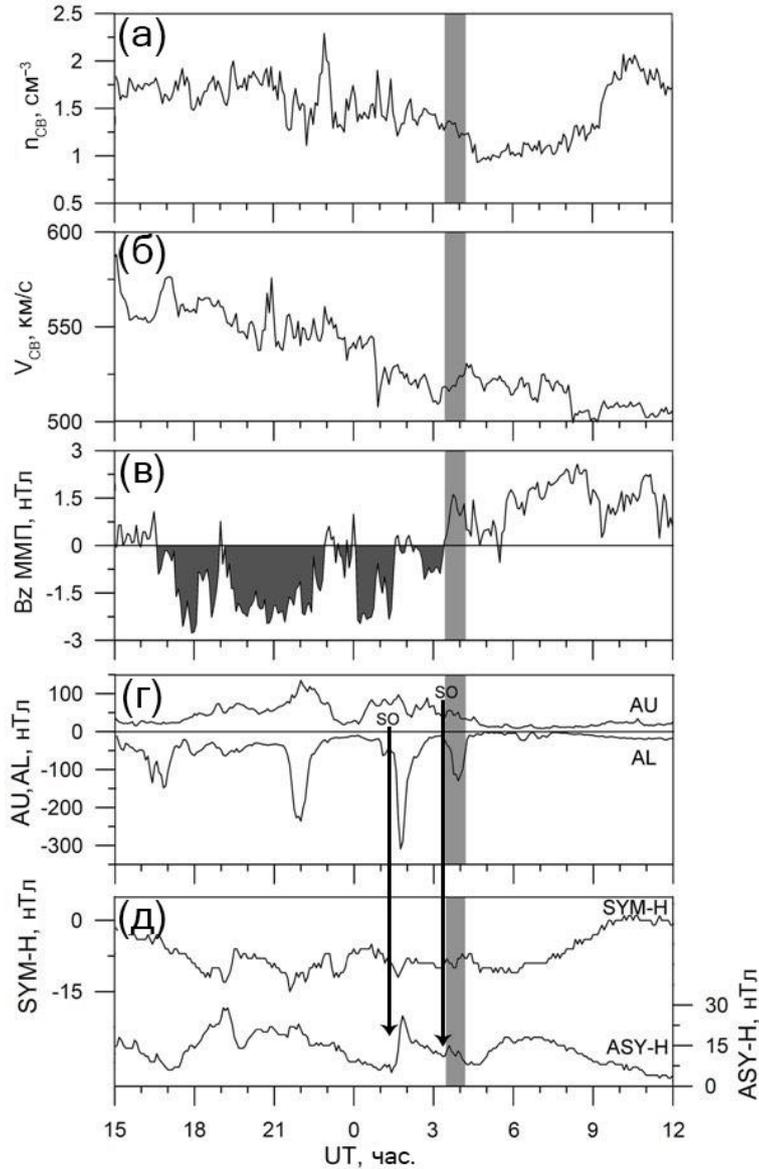


Рисунок 11. (а–в) Параметры СВ и (г–д) геомагнитные индексы. Серая полоса обозначает интервал наблюдения волны, а две стрелки указывают начала суббурь (substorm onset; SO).

Возмущения магнитного поля волны в локальной системе координат, ориентированной вдоль магнитного поля, по данным ТНС показаны на Рисунке 12а. Доминирующее возмущение магнитного поля находится в продольной (компрессионной) компоненте b_{\parallel} . В поперечной плоскости полоидальная компонента b_r больше, чем тороидальная компонента b_a . Рисунок 12б демонстрирует осцилляции плазменного и магнитного давления, обнаруженные спутником ТНС, которые антикоррелируют друг с другом, что свидетельствует о компрессионной диамагнитной волне с сильной полоидальной составляющей. Одновременно с волной, спутники THEMIS зафиксировали облако энергичных ионов (Рисунок 12в). Волна сопровождалась увеличением потока протонов в диапазоне энергий от 4 до 140 кэВ с максимумом в диапазоне

21–31 кэВ (Рисунок 12г). Из Рисунка 12в видно, что высокоэнергичный поток протонов увеличивался дважды с интервалом примерно два часа, что согласуется с временным интервалом между суббурями, показанными на Рисунке 11г (01:18 UT и 03:14 UT).

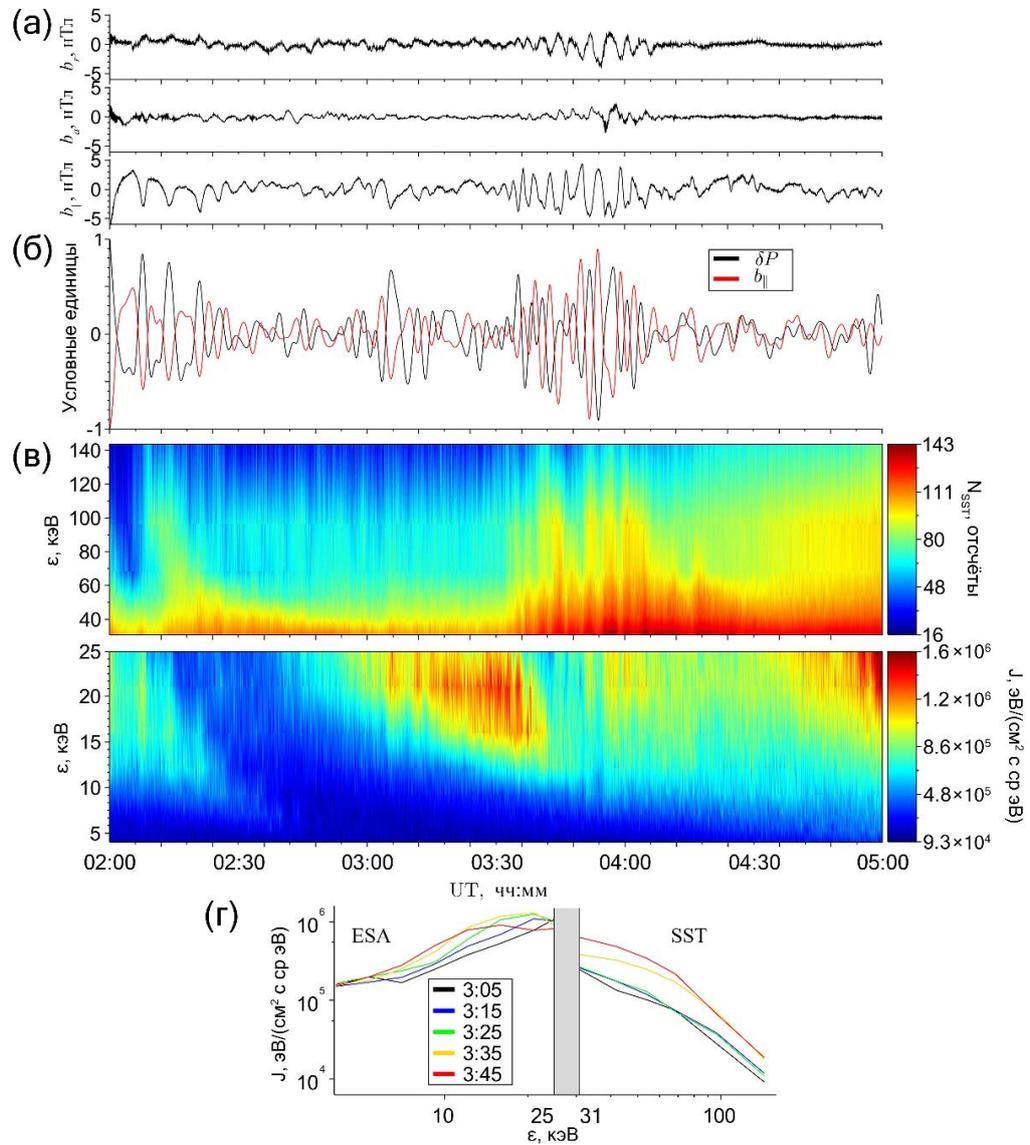


Рисунок 12. (а) Радиальная b_r , азимутальная b_a и продольная b_{\parallel} компоненты возмущения магнитного поля по данным ТНС. (б) Осцилляции давления плазмы (чёрная кривая) и b_{\parallel} (красная кривая). (в) Дифференциальный поток энергии по данным ESA (энергии 4–25 кэВ) и количество отсчётов детектора SST (энергии 30–143 кэВ). (г) Срез дифференциального потока энергии на ESA и SST в несколько моментов времени в окрестности области интереса.

3.2.2 Динамика фоновой плазмы

Увеличение потока протонов (Рисунок 12в), зарегистрированное во время события, произошло в то же время, что и увеличение давления плазмы P (Рисунок 13а). Параметр β одновременно достиг максимума на всех спутниках, но не превышал 0,6 (Рисунок 13б).

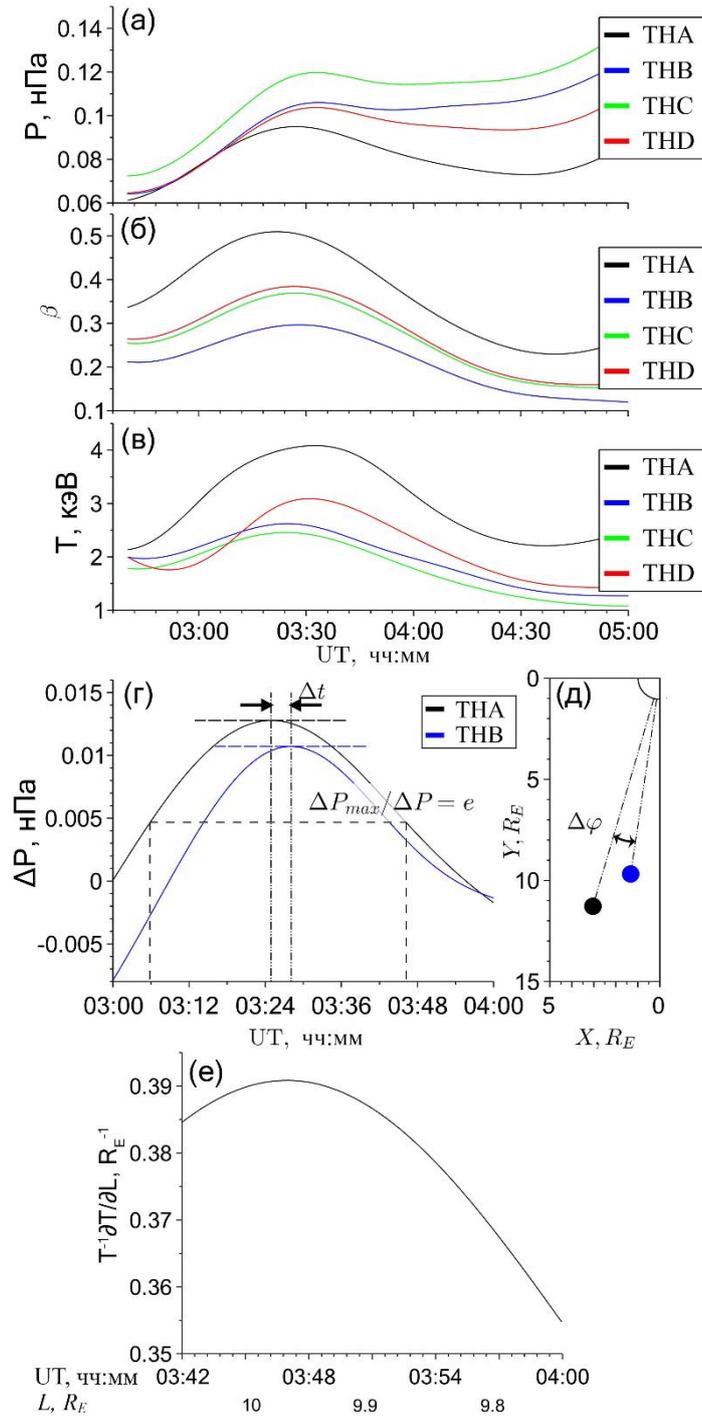


Рисунок 13. (а) Давление плазмы P , (б) параметр β и (в) температура протонов T , усреднённые за период волны, по данным ТНА (чёрный), ТНВ (синий), ТНС (зелёный) и ТНД (красный). (г) Возмущение давления ΔP с отметками, когда оно в e раз меньше, чем в максимуме, и разница во времени между максимумами Δt на спутниках ТНА и ТНВ. (д) Положение ТНА и ТНВ в плоскости XY системы GSE и угловое расстояние между ними $\Delta\varphi$. (е) Радиальный градиент температуры плазмы по данным ТНС.

Вариация давления, наблюдавшаяся каждым спутником, была вызвана либо пространственной структурой, пересекаемой спутниками, либо временными вариациями, распространяющимися через плазму со скоростью больше скорости космических аппаратов. Чтобы разделить пространственную и временную вариации и получить градиент давления, используется давление плазмы, измеренное в разных частях облака спутниками THEMIS, разнесёнными в пространстве (вариация давления между спутниками относится в основном к радиальной вариации давления, поскольку спутники имеют практически одинаковое азимутальное расположение). В результате была получена линейная регрессионная функция $P(L) = aL + b$ для каждого момента времени, где параметр $a = \partial P / \partial L$ использовался в модельных вычислениях в качестве оценки градиента давления.

Чтобы вычислить скорость облака, использовалось положение максимума усреднённого возмущения давления плазмы ΔP , которое показывает отклонение от фонового значения. Максимум достигался на каждом спутнике в разные моменты времени, указывая на азимутальный дрейф облака от одного спутника к другому за время Δt (Рисунок 13г). Из углового расстояния $\Delta \varphi$ между парой спутников (Рисунок 13д), угловая скорость облака была получена как $\Omega_C = \Delta \varphi / \Delta t$. Найденное среднее значение составило $\Omega_C = 2,17 \pm 0,43$ °/мин.

Поскольку азимутальная скорость облака обусловлена магнитным дрейфом протонов, эта скорость облака соответствует дрейфовой скорости протонов с энергией 25 ± 6 кэВ, что согласуется с наблюдаемой средней энергией протонов в облаке. Электрическим дрейфом $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ здесь можно пренебречь, потому что его скорость гораздо меньше, чем скорость магнитного дрейфа. Следовательно, мы можем заключить, что волна была связана с облаком протонов с увеличенным значением β . Тогда азимутальный масштаб облака оказывается равен $75 \pm 12^\circ$ (т.е. $14 \pm 2 R_E$) по оценке для каждого спутника из разницы во времени 35 ± 1 мин между граничными точками, определёнными как уменьшение интенсивности потока в e раз.

Радиальный масштаб пространственной вариации температуры характеризуется градиентом $T^{-1} \partial T / \partial L$. Чтобы его получить, градиент температуры оценивался по данным давления и плотности инструмента ESA спутников ТНА, ТНВ, ТНС и ТНД. Температура оценивалась как $T = P/n$ (Рисунок 13в). Как видно из Рисунка 13е, во время события градиент температуры был положителен, достигая значения $\sim 0,4 R_E^{-1}$.

3.2.3 Спектр волны

Вейвлет-спектр продольной компоненты b_{\parallel} (Рисунок 14) показывает, что частота волны изменялась от 3 до 5 мГц, что соответствует диапазону Pc5. Наблюдались и некоторые более высокочастотные осцилляции с меньшими амплитудами и продолжительностью. Спектры поперечных компонент волны b_r и b_a имеют аналогичные частотные характеристики.

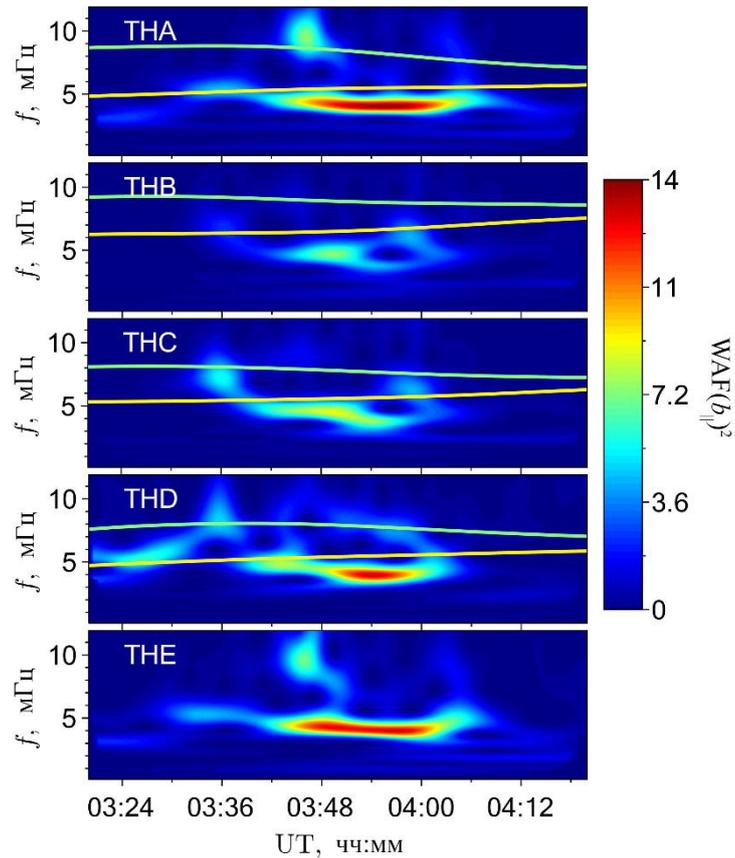


Рисунок 14. Спектры продольной компоненты магнитного поля b_{\parallel} , полученные по данным спутников THA, THB, THC, THD и THE. Вычисленные тороидальная (нижняя жёлтая линия) и полоидальная (верхняя зелёная линия) собственные частоты фундаментальной гармоники альфвеновской волны показаны для всех спутников, кроме THE, у которого отсутствовали данные о параметрах плазмы.

Pc5 пульсации с большими m часто идентифицируются как полоидальные альфвеновские волны (например, [Меликян и др., 2013; Ozeke, Mann, 2001; Yeoman et al., 2016]). Чтобы проверить это утверждение, были вычислены собственные частоты альфвеновских волн (см. Раздел 1.1), используя спутниковые измерения фоновой плазмы и магнитного поля. Для спутника THE в интересующий нас момент времени данные инструмента ESA отсутствовали.

Оценки локальной альфвеновской частоты в дипольном магнитном поле показаны на Рисунке 14 жёлтой и зелёной кривыми. Использование более реалистичного магнитного поля слабо влияет на результат, поскольку собственные частоты зависят от экваториальных значений альфвеновской скорости, которые вычислялись с использованием *in situ* измерений спутников. Ожидалось, что частота наблюдаемой преимущественно полоидальной альфвеновской волны будет находиться между тороидальной и полоидальной частотами. Однако, как видно из Рисунка 14, доминирующая частота наблюдаемых колебаний меньше, чем локальная

тороидальная частота и гораздо меньше, чем локальная полоидальная частота. Это говорит о том, что наблюдаемая волна не является альфвеновской. Поскольку частота дрейфово-компрессионной моды (ДКМ) обычно ниже собственной частоты альфвеновской волны на той же L -оболочке [Mager, Klimushkin, 2017], мы можем идентифицировать наблюдавшуюся волну как ДКМ.

3.2.4 Пространственная структура и дисперсия

Во время наблюдения волны спутники ТНВ, ТНС и ТНД располагались на расстоянии порядка 1000 км друг от друга, и наблюдаемое смещение по фазе волны было меньше половины периода (Рисунок 15а). Следовательно, длина волны больше, чем расстояние между спутниками. ТНА и ТНЕ были близки друг к другу, но сдвиг фазы между волнами, измеренными на этих спутниках и на спутниках ТНВ, ТНС и ТНД, составляет больше половины периода волны. Зависимость сдвига фазы волны от радиальных ΔL и азимутальных $\Delta\phi$ координат спутников (относительно положения ТНВ) показана на Рисунке 15б.

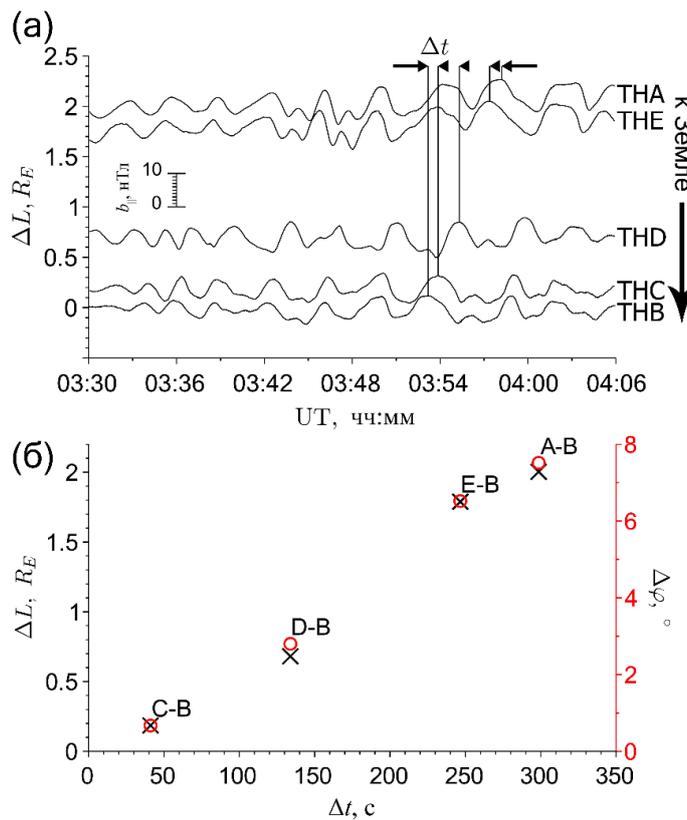


Рисунок 15. (а) Продольные компоненты b_{\parallel} возмущения магнитного поля по данным ТНВ, ТНС, ТНД, ТНЕ и ТНА, расположенные в соответствии с их радиальным расстоянием ΔL до спутника ТНВ. (б) Межспутниковое радиальное (кресты) и азимутальное (круги) разделение против времени фазовой задержки волны.

Обработка фазовой задержки волны с использованием перекрёстного вейвлет-преобразования b_{\parallel} позволила определить поперечные компоненты волнового вектора \mathbf{k}_{\perp} и, соответственно, направление распространения волны. Для фазы волны $\phi = \omega t - \mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}$, аргумент перекрёстного вейвлет-преобразования при фиксированных ω и t является разностью фаз $\Delta\phi$ между волновыми сигналами, зарегистрированными на паре спутников:

$$\Delta\phi_{BC} = \mathbf{k}_{\perp}(\mathbf{r}_C - \mathbf{r}_B), \quad \Delta\phi_{DC} = \mathbf{k}_{\perp}(\mathbf{r}_C - \mathbf{r}_D), \quad (15)$$

где \mathbf{k}_{\perp} и \mathbf{r} состоят из X, Y и Z компонент в системе GSE. Уравнение (15) и дополнительное уравнение $\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{e}_{\parallel} = 0$ являются системой из трёх линейных уравнений, где \mathbf{e}_{\parallel} — это единичный вектор вдоль магнитного поля (в данном случае, вычисленный по данным магнитного поля спутника ТНС, который расположен между ТНВ и ТНД). Решение этой системы даёт три компоненты поперечного волнового вектора \mathbf{k}_{\perp} в системе GSE. Для каждого момента времени t , частота ω определялась как максимум кросс-спектра $\text{WAF}_{BCD} = \text{WAF}_B \text{WAF}_C \text{WAF}_D$. Получившаяся частотно-временная зависимость показана на Рисунке 16а. Чтобы получить две компоненты поперечного волнового вектора в локальной системе координат, ориентированной вдоль магнитного поля, используется её базис $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_a, \mathbf{e}_{\parallel})$, посчитанный по данным ТНС: радиальная компонента $k_r = \mathbf{k}_{\perp} \mathbf{e}_r$ и азимутальная компонента $k_a = \mathbf{k}_{\perp} \mathbf{e}_a$ показаны на Рисунке 16а. Как видно из Рисунка 16а, $|k_r|$ гораздо меньше, чем $|k_a|$ и $k_a < 0$: k_r изменяется от -1 до $1,5 \text{ R}_E^{-1}$, а k_a изменяется от -6 до $-1,5 \text{ R}_E^{-1}$. В любой момент времени неравенство $|k_a| \gg |k_r|$ сохраняется. Это согласуется с полоидальной поляризацией волны. Таким образом, волна распространяется преимущественно в азимутальном направлении на запад. Соответствующее азимутальное волновое число $m = k_a r \cos \theta$ изменяется от -60 до -15 , а азимутальная длина волны λ_a — от 1 до 4 R_E .

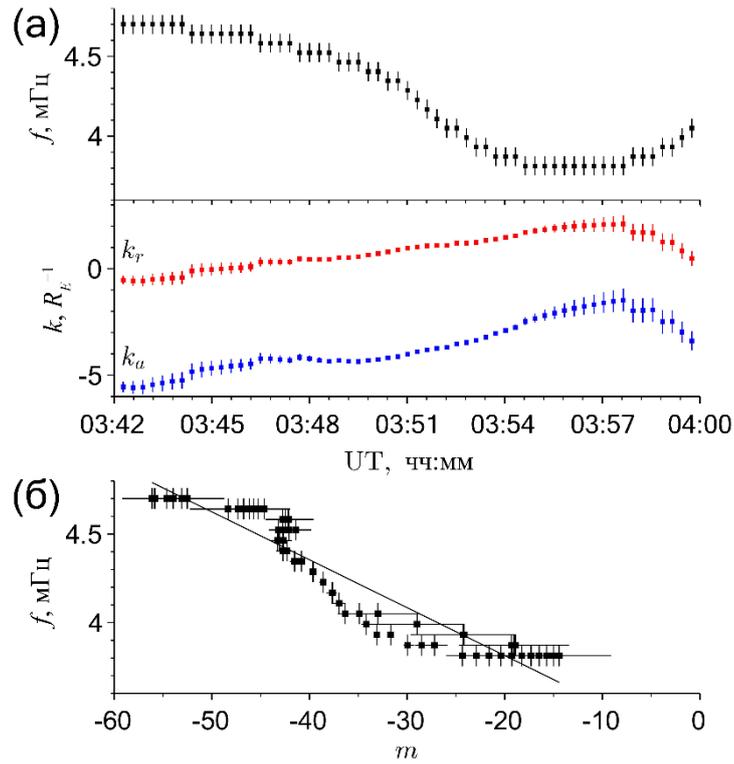


Рисунок 16. (а) Частота волны f (чёрные точки), азимутальная k_a (синие точки) и радиальная k_r (красные точки) компоненты волнового вектора. (б) Зависимость частоты волны f от азимутального волнового числа m . Квадраты обозначают значения f и m , а прямая линия — модель линейной регрессии.

Обнаруженная зависимость частоты волны от азимутального волнового числа близка к линейной с коэффициентом корреляции около 0,97 (Рисунок 16б). Однако, известно, что частота альфвеновской волны слабо зависит от азимутальной длины волны [Klimushkin et al., 2004; Klimushkin, Mager, 2011]. В квазиклассическом приближении (ВКБ)

$$\omega^2 = \Omega_p^2 - (\Omega_p^2 - \Omega_T^2) \frac{k_r^2}{k_r^2 + k_a^2}, \quad (16)$$

где Ω_T и Ω_p — тороидальная и полоидальная собственные частоты альфвеновской волны соответственно. Относительная разница между возведёнными в квадрат частотами была $(\Omega_p^2 - \Omega_T^2)/\Omega_p^2 \approx 0,5$ (см. Рисунок 14). В 03:42 UT радиальное и азимутальное значения были $k_r \approx -1R_E^{-1}$ и $k_a \approx -6R_E^{-1}$ (Рисунок 16а). В таком случае $k_r^2/(k_r^2 + k_a^2) \approx 0,027$ и, в соответствии с уравнением (16),

$$\omega \approx \Omega_p \left(1 - 0,0135 \frac{\Omega_p^2 - \Omega_T^2}{\Omega_p^2} \right). \quad (17)$$

В 03:54 UT компоненты волнового вектора изменились: $k_r \approx -1,5R_E^{-1}$ и $k_a \approx -3R_E^{-1}$, тогда $k_r^2/(k_r^2 + k_a^2) \approx 0,2$ и, в соответствии с уравнением (16), частота волны стала

$$\omega \approx \Omega_P \left(1 - 0,1 \frac{\Omega_P^2 - \Omega_T^2}{\Omega_P^2} \right). \quad (18)$$

Таким образом, для наблюдаемых параметров волны, вариация азимутальной компоненты могла бы изменить альфвеновскую частоту ω на $\sim 5\%$.

С другой стороны, известно, что частоты дрейфово-компрессионных волн зависят от азимутального волнового числа m . В пределе $k_r^2/k_a^2 \gg 1$ (компрессионный резонанс), частота ДКМ Ω_M примерно пропорциональна азимутальной компоненте волнового вектора k_a :

$$\Omega_M = k_a V_M, \quad (19)$$

где V_M — азимутальная фазовая скорость, которая определяется параметрами локальной плазмы [Mager et al., 2013]. Для конечного отношения k_r/k_a появляется зависимость от радиальной компоненты волнового вектора [Klimushkin, Mager, 2011]:

$$\omega = \Omega_R - (\Omega_R - \Omega_M) \frac{k_r^2}{k_r^2 + k_a^2}, \quad (20)$$

где $\Omega_R = k_a V_R$ и V_R является значением полоидальной фазовой скорости ДКМ, которая зависит только от параметров плазмы. Таким образом, в 03:42 UT частота была

$$\omega \approx 6V_R \left(1 - 0,027 \frac{V_R - V_M}{V_R} \right), \quad (21)$$

и в 03:54 UT частота стала

$$\omega \approx 3V_R \left(1 - 0,2 \frac{V_R - V_M}{V_R} \right). \quad (22)$$

Если разница между скоростями V_R и V_M мала, $(V_R - V_M)/V_R \ll 1$, тогда с 03:42 по 03:54 UT частота ω изменялась на $\sim 50\%$. Поэтому сильная зависимость частоты волны от азимутального волнового числа предоставляет дополнительную поддержку интерпретации наблюдаемой волны как ДКМ.

3.2.5 Взаимодействие волны с частицами

Далее будем считать все ионы протонами. На Рисунке 12в показано облако энергичных ионов во время события. Более того, возросший поток был модулирован волнами, как показано на Рисунке 17, где $\delta J/J_0$ является глубиной модуляции, δJ — осциллирующая составляющая, полученная из данных с помощью фильтрации, а J_0 — фоновая составляющая дифференциального потока энергии. Для энергий выше 25 кэВ данные инструмента SST имеют низкое временное разрешение, которое недостаточно для изучения модуляций, так что были использованы отсчёты датчика N_{SST} , пропорциональные J , которые тоже разделялись на быструю δN_{SST} и медленную N_{SST0} составляющие.

Наиболее вероятной причиной модуляции является дрейфовый резонанс протонов с волной [Chen, Hasegawa, 1991; Ren et al., 2016]. В данном случае глубина модуляции потока

$$\frac{\delta J}{J} \propto \frac{b_{\parallel}}{m\omega_d - \omega}. \quad (23)$$

Поэтому модуляция является максимальной для протонов, чья скорость дрейфа ω_d равна азимутальной фазовой скорости волны ω/m (дрейфовый резонанс). Чтобы найти энергию протонов, соответствующую дрейфовому резонансу, были использованы кросс-спектры b_{\parallel} и $\delta J/J_0$ или $\delta N_{SST}/N_{SST0}$ для разных энергий, которые были получены в виде $WAF(b_{\parallel}) WAF(\delta J/J_0)$ или $WAF(b_{\parallel}) WAF(\delta N_{SST}/N_{SST0})$. Наблюдавшаяся волна лучше всего коррелирует со спектром модуляции потока протонов с энергией 25 кэВ. Таким образом, потоки протонов модулированы волной в широком диапазоне энергий, который вероятно связан с широкой полосой частот волны f и азимутальными волновыми числами m . Азимутальная фазовая скорость волны ω/m изменилась за время наблюдения с 1,7 °/мин на 5,4 °/мин, соответствуя дрейфовой скорости протонов с энергией от 20 до 65 кэВ. Для этих оценок питч-угол протонов считался равным 90°, потому что протоны, баунсирующие около магнитного экватора, модулированы сильнее всего.

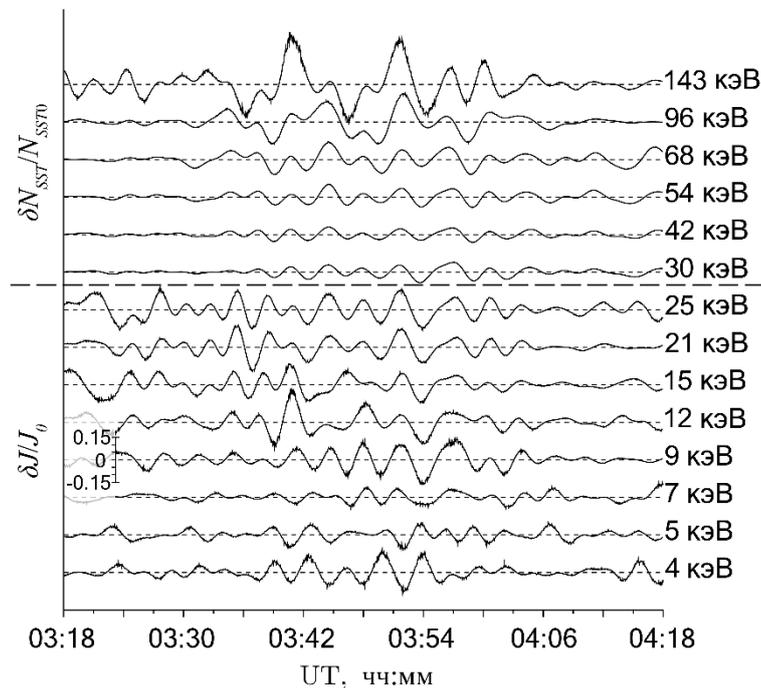


Рисунок 17. Временные вариации дифференциального потока энергии ионов J (4–25 кэВ) и отсчётов датчика N_{SST} (30–143 кэВ) на спутнике ТНС.

Дрейфовый резонанс волна-частица может привести к плазменной неустойчивости, которая становится механизмом генерации волны. Эта неустойчивость имеет место при инверсном распределении частиц или при значительном радиальном градиенте фазовой

плотности протонов. Инверсные участки в распределении отсутствуют, так что только радиальный градиент может привести к неустойчивости в данном случае. Как показано для максвелловского распределения в работе [Klimushkin, Mager, 2011], такая неустойчивость может генерировать альфвеновские волны, если радиальный градиент температуры плазмы отрицателен $\partial T/\partial L < 0$, и дрейфово-компрессионные волны в противоположном случае положительного градиента температуры, $\partial T/\partial L > 0$.

Как показано в Разделе 3.2.2, градиент температуры был положительным. Таким образом, наблюдавшаяся волна может быть ДКМ, генерированной градиентной неустойчивостью из-за дрейфового резонанса волны с частицами. Заметим, что несколько случаев полоидальных альфвеновских волн, генерированных градиентной неустойчивостью с условием $\partial T/\partial L < 0$, были отмечены ранее в работах [Dai et al., 2013; Takahashi et al., 2018b].

Замечено, что возбужденные частицами волны влияют на популяцию энергичных частиц, что наблюдается как модуляция их потока. Действительно, азимутальное электрическое поле приводит к радиальному дрейфу $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, который ведёт к радиальной диффузии. Таким образом, мы видим самосогласованную динамику энергичных частиц и УНЧ-волн: инжекция частиц генерирует волну через дрейфовый резонанс волна-частица, а получившаяся УНЧ-волна накачивает инжектированные частицы и распространяет их в радиальном направлении.

Для альфвеновской волны этот механизм обсуждался в работе [Ozeke, Mann, 2008]. Здесь же наблюдается этот механизм для ДКМ. Между этими двумя модами имеется два существенных различия. Во-первых, альфвеновская волна на данной L -оболочке может иметь только одну резонансную частоту, которая слабо зависит от m , тогда как ДКМ на той же L -оболочке может иметь широкий спектр частот, почти линейно зависящий от m . Второе различие можно увидеть из уравнения обмена энергии [Northrop, 1963]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q\mathbf{v}_{\parallel}\mathbf{E}_{\parallel} + q\mathbf{u}_d\mathbf{E}_{\perp} + \mu\frac{\partial b_{\parallel}}{\partial t}, \quad (24)$$

где q , ε и μ являются зарядом, энергией и магнитным моментом, а u_d — это скорость дрейфа в неоднородном магнитном поле, вызванного градиентом модуля магнитного поля и кривизной силовых линий. Для чисто альфвеновской волны только второе слагаемое вносит вклад в накачку частиц энергией, в то время как для ДКМ бетатронный эффект $\mu\partial b_{\parallel}/\partial t$ имеет сопоставимую значимость. Более того, продольное магнитное поле волны b_{\parallel} сильно связано с параллельным электрическим полем E_{\parallel} из-за кинетических эффектов [Klimushkin, Mager, 2014]. Однако электростатическая сила $\mathbf{v}_{\parallel}\mathbf{E}_{\parallel}$ тоже может внести вклад в ускорение частиц. Таким образом, ДКМ могут более эффективно взаимодействовать с частицами, чем альфвеновские волны. Заметим, что для Pc5 пульсаций с большими m за ускорение частиц могут отвечать различные нерезонансные механизмы, как обсуждается в [Ukhorskiy et al., 2009].

3.3 Генерация дрейфово-компрессионной волны градиентной неустойчивостью

В третьем случае использовались данные спутника Arase. В первую очередь 8-секундные, усреднённые за период вращения спутника, данные магнитного поля [Matsuoka et al., 2018]. Вектор магнитного поля был преобразован в систему координат, ориентированную вдоль силовых линий магнитного поля (см. Раздел 2.1). Продольное направление определялось 10-минутным скользящим средним. Также использовались 1-минутные данные электронной концентрации, полученные из частоты верхнегибридного резонанса [Kumamoto et al., 2018], и данные о потоках ионов в диапазоне энергий от 3,8 кэВ до 184,2 кэВ, получаемые масс-анализаторами ионов по экспериментам с частицами средних (MEP-i) [Yokota et al., 2017] и низких (LEP-i) [Asamura et al., 2018] энергий. Временное разрешение этих масс-анализаторов в интересующий нас момент времени составляло 8 с. Тепловое давление протонов вычислялось путём совмещения измерений MEP-i в диапазоне 9,6–184,2 кэВ и LEP-i от 64 эВ до 6,1 кэВ, следуя подходу, изложенному в работах [Menz et al., 2017] и [Imajo et al., 2019].

3.3.1 Наблюдения

На Рисунке 18в видно осцилляции с большой амплитудой в продольной компоненте магнитного поля в интервале 03:30–04:30 UT 19 ноября 2018 г. на вечерней стороне магнитосферы (MLT \approx 21 час) около магнитного экватора и вблизи апогея орбиты Arase на $L \approx 6,2$ (Рисунок 18г, д). Компрессионной волне предшествовала поперечная волна на частоте 4 мГц на интервале 02:45–03:30 UT (Рисунок 18а, б). Обе волны имеют сравнимые амплитуды, но очень разную динамику частоты. Кроме того, была обнаружена поперечная волна малой амплитуды с частотой 8 мГц во время и после наблюдения компрессионной волны. Эти поперечные волны не связаны с компрессионной волной и далее не рассматриваются.

Геомагнитные условия были слабо возмущёнными с несколькими разворотами B_z ММП на юг (Рисунок 18е) около 04:00 UT 19 ноября, которые вызвали увеличение индекса AE до ~ 190 нТл (Рисунок 18к). Вклад индекса AU в величину индекса AE был основным в промежутке 02:00–07:00 UT 19 ноября, заставляя предположить, что возмущение магнитосферы не было типичной суббурей и могло быть вызвано усилившейся магнитосферной конвекцией. Скорость солнечного ветра была почти постоянной около 330 км/с (Рисунок 18ж), тогда как плотность протонов превышала 20 см^{-3} (Рисунок 18з). Индекс SYM-H колебался из-за сжатия магнитосферы усилением динамического давления солнечного ветра 18 ноября, но оставался около 0 нТл во время наблюдения волны (Рисунок 18з, и).

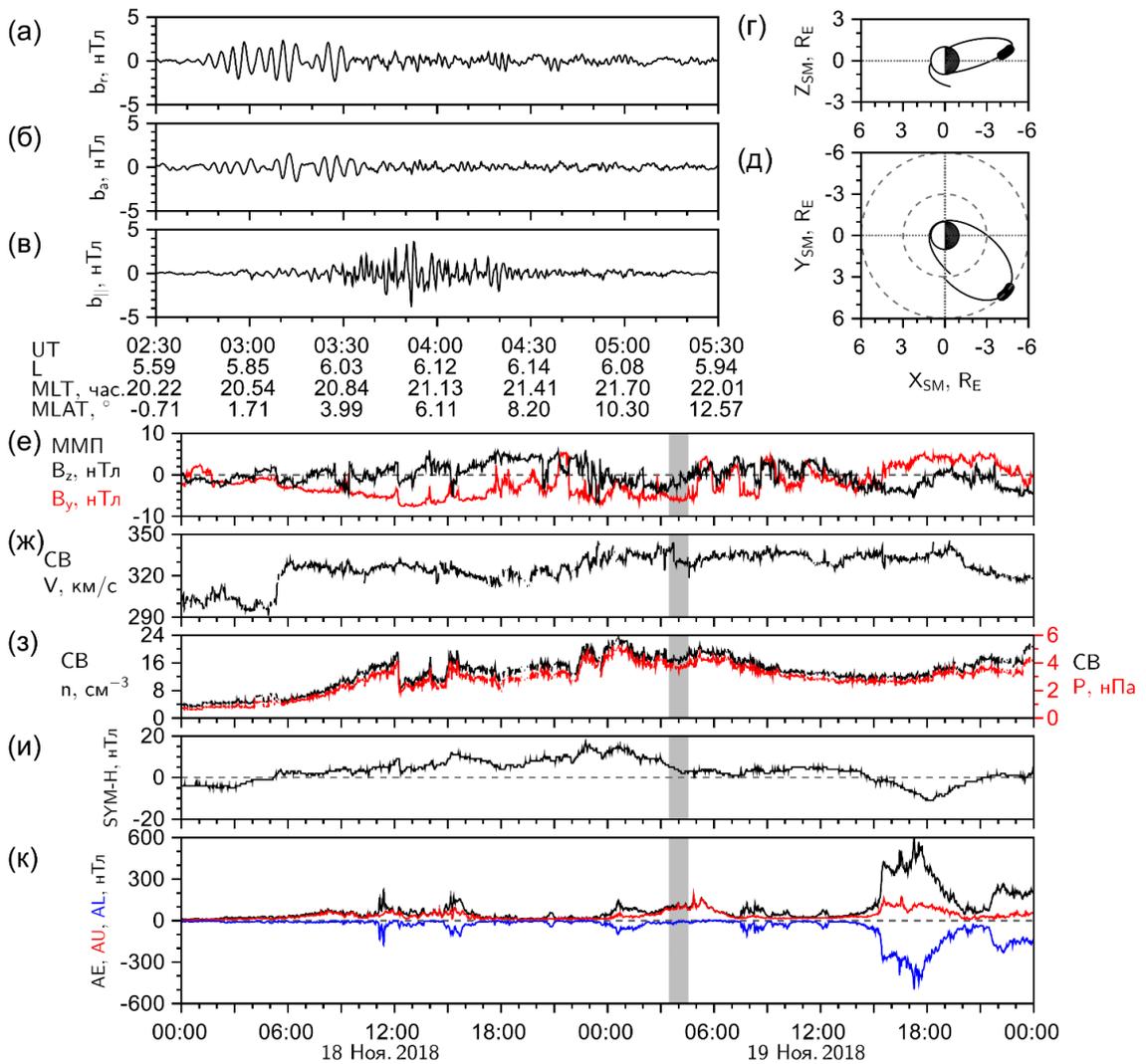


Рисунок 18. Осцилляции магнитного поля в (а) радиальном, (б) азимутальном и (в) продольном направлениях. Орбита Arase с 23:00 UT 18 ноября 2018 г. до 08:30 UT 19 ноября 2018 г. в (г) меридиональной и (д) экваториальной плоскостях системы SM. Интервал наблюдения компрессионной волны, 03:30–04:30 UT, выделен полужирным. (е) B_z (чёрный) и B_y (красный) ММП в системе GSM. (ж) Скорость, (з) плотность протонов (чёрный) и динамическое давление (красный) солнечного ветра. Индексы геомагнитной активности (и) SYM-H и (к) AE, AU, AL. Серая область — интервал 03:30–04:30 UT.

Во время наблюдения волны была зарегистрирована «носовая структура» (nose structure) протонов кольцевого тока [Ejiri et al., 1980] около 02:00–03:00 UT (Рисунок 19а, б). «Носовая структура» охватывает несколько диапазонов энергии около 5 кэВ и 15 кэВ. Перпендикулярное давление протонов P_{\perp} достигало ~ 3 нПа (Рисунок 19в), что лишь немного выше давления протонов в спокойное время в полуночном секторе [Lui, Hamilton, 1992]. Параметр β достигал 1 (Рисунок 19г). Рисунок 19д показывает величину параметра анизотропии плазмы Γ :

$$\Gamma = -1 + \sum_{s=H^+, O^+} \beta_{\perp, s} \left(\frac{P_{\perp, s}}{P_{\parallel, s}} - 1 \right), \quad (25)$$

где $P_{\perp, s}$ и $P_{\parallel, s}$ являются перпендикулярным и параллельным давлением плазмы s -го сорта ионов, соответственно. На Рисунке 19и спектр компрессионной волны имеет широкополосный характер $f = 4\text{--}12$ МГц. Концентрация холодных электронов около апогея составила $\sim 150 \text{ см}^{-3}$ из-за расширения плазмосферы в спокойное время, приводя к низкой температуре ионов (40–140 эВ) на $L > 5$ (Рисунок 19е).

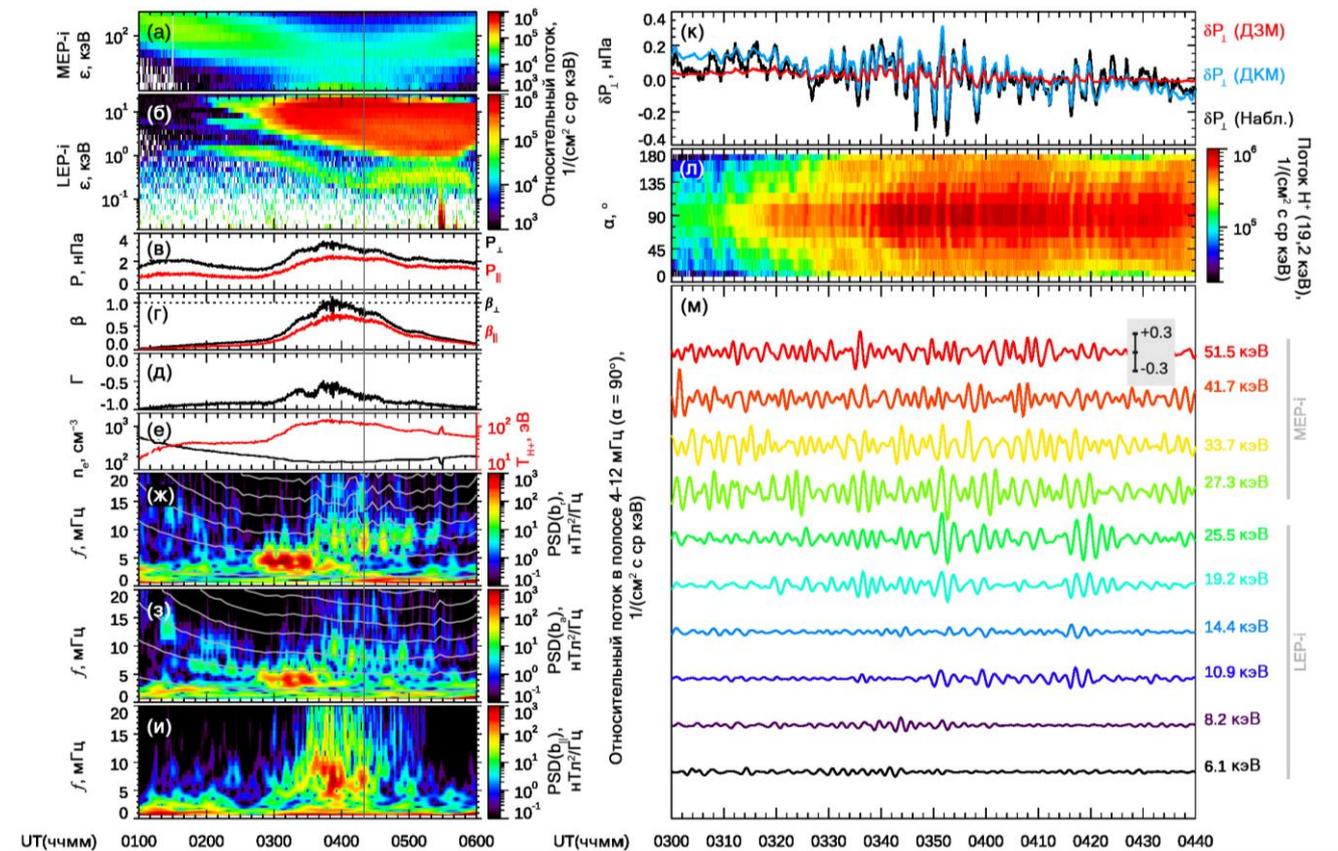


Рисунок 19. Всенаправленный дифференциальный поток протонов, измеренный (а) МЕР-і и (б) LEP-і. (в) Перпендикулярное и параллельное давление протонов. (г) Перпендикулярный и параллельный параметр β . (д) Параметр анизотропии плазмы Γ . (е) Концентрация холодных электронов и температура протонов. (ж–и) Вейвлет-спектр мощности b_r , b_a , b_{\parallel} . Серые линии показывают собственные частоты полоидальной и тороидальной стоячих альфвеновских волн до седьмой гармоники. Собственные частоты получены по модели [Tsyanenko, 1989] из волновых уравнений МГД [Singer et al., 1981]. Вертикальная линия на левых панелях указывает на момент апогея орбиты спутника. (к) Наблюдавшиеся флуктуации давления протонов (чёрный) и оценки флуктуации давления для ДЗМ (голубой) и ДКМ (красный). (л) Распределение потока протонов с энергией 19,2 кэВ по питч-углам α . (м) Относительный поток протонов с энергиями от 6,1 до 51,5 кэВ, отфильтрованный в полосе 4–12 МГц при $\alpha = 90^\circ$.

Величина флуктуаций P_{\perp} для дрейфово-зеркальной моды (ДЗМ) и дрейфово-компрессионной моды (ДКМ) оценивалась, следуя работе [Takahashi et al., 2022]:

$$\delta P_{\perp, \text{ДЗМ}} \simeq 2P_{\perp} (1 - T_{\perp}/T_{\parallel}) \delta B/B, \quad (26)$$

$$\delta P_{\perp, \text{ДКМ}} \simeq (\partial P/\partial L)(\partial B/\partial L)^{-1} \delta B, \quad (27)$$

где δB — возмущение интенсивности магнитного поля. δP_{\perp} и δB были получены как разница между исходными данными и 10-минутным скользящим средним. Рисунок 19к показывает, что ДКМ является лучшей интерпретацией наблюдаемых флуктуаций давления δP_{\perp} , чем ДЗМ.

Относительные потоки протонов, полученные после применения 10-минутного скользящего среднего, показаны на Рисунке 19м. Компрессионная волна модулировала потоки протонов с энергиями от ~ 10 до ~ 40 кэВ. Эти протоны составляют высокоэнергичную часть облака протонов или хвостовую часть носовой структуры (Рисунки 19а и 19б). Потоки протонов около $\alpha = 90^{\circ}$ модулированы сильнее всего (Рисунок 19л). Такая питч-угловая зависимость ожидаема для взаимодействия волна-частица с компрессионной модой, заключенной около магнитного экватора. Для выявления деталей зависимости модуляции потока от энергии динамические спектры усреднялись в полосе 4–12 мГц и интервале времени 03:30–04:30 UT. Средняя спектральная мощность относительных потоков и когерентность между относительными потоками и b_{\parallel} для каждой энергии показаны на Рисунках 20а и 20б соответственно. И мощность, и когерентность имеют максимумы около 20–25 кэВ, указывая на взаимодействие волны с частицами в этом диапазоне энергий.

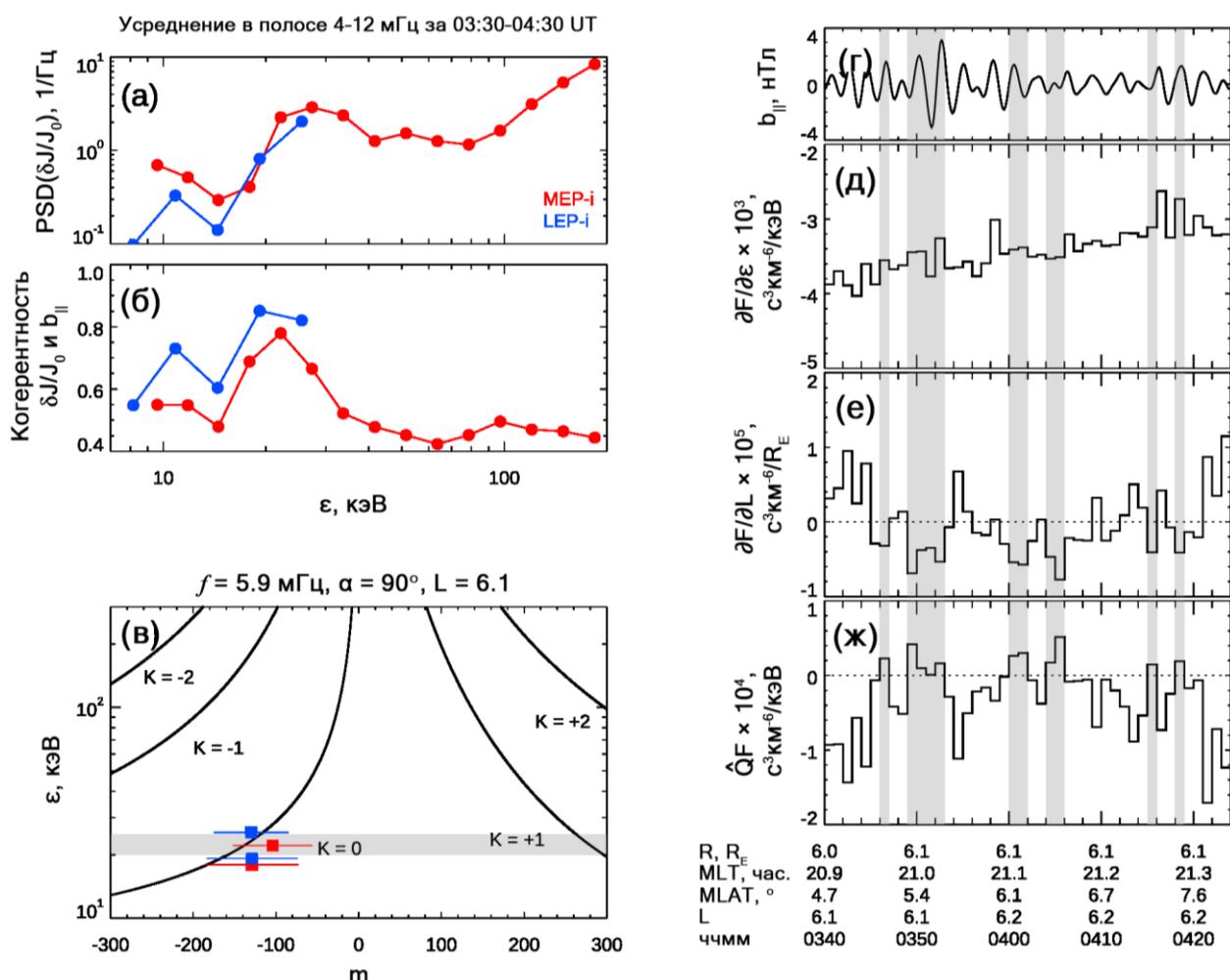


Рисунок 20. Энергетические спектры (а) мощности колебаний относительного потока и (б) когерентности между относительным потоком и b_{\parallel} для каждой энергии, усреднённые в полосе 4–12 мГц и интервале 03:30–04:30 UT 19 ноября 2018 г. Красные и синие линии показывают потоки по данным МЕР-і и LEP-і соответственно. (в) Резонансная энергия, вычисленная согласно теории баунс-дрейфового резонанса, как функция m . Серая полоса указывает $\epsilon_{res} = 20$ –25 кэВ. Красные и синие квадраты обозначают значения, оценённые по данным МЕР-і и LEP-і соответственно. Горизонтальные цветные линии показывают СКО. (г) b_{\parallel} отфильтрованное в полосе 4–12 мГц. Усреднённые за 1 мин. производные (д) $\partial F/\partial \epsilon$, (е) $\partial F/\partial L$ и (ж) $\hat{Q}F$ при $\epsilon_{res} = 19,2$ кэВ и $\mu_{res} = 0,20$ кэВ/нТл. Серые области показывают $\hat{Q}F > 0$.

Условие дрейфового резонанса (см. Раздел 1.2) с протонами с энергией 20–25 кэВ, которое представлено чёрной кривой с подписью $K = 0$ на Рисунке 20в, даёт значения m от -158 до -119 . Для оценки числа m по эффекту конечного гирорадиуса (см. Раздел 2.3) использовались данные потока протонов LEP-і с энергиями 19,2 и 25,5 кэВ и МЕР-і с энергиями 17,9 и 22,1 кэВ в интервале 03:35–03:50 UT. В анализе использовались потоки протонов при $\alpha = 90^\circ$. Итоговое m простирается от -130 до -104 при СКО ~ 50 и показано квадратами на

Рисунке 20в. Этот результат соответствует значениям, полученным по условию дрейфового резонанса. Как было продемонстрировано в Разделе 3.2.4, дисперсионное соотношение ДКМ налагает линейную связь на f и m . Поскольку компрессионная волна имеет широкополосный характер в рассматриваемом событии, широкий диапазон значений m был ожидаем.

3.3.2 Интерпретация

Интерпретация наблюдаемой компрессионной волны в качестве ДЗМ исключена, потому что $\Gamma < 0$ и $\delta P_{\perp, \text{ДЗМ}}$ не соответствует наблюдаемой δP_{\perp} (см. Рисунки 19д и 19к). Поэтому была предложена интерпретация наблюдаемой волны, как ДКМ, и, следуя работе [Mager et al., 2013], вычислена её частота.

Функция распределения протонов во время наблюдения волны может быть описана двумя функциями Максвелла. Первая относится к основной холодной популяции плазмы, чей максимум находится ниже диапазона энергий LEP-i, а вторая описывает горячие протоны (> 50 эВ), которые имеют максимум около 20 кэВ, т.е. резонансной энергии, полученной ранее. Эти две популяции очевидно разделяются в наблюдениях.

Давление плазмы и β являются ключевыми параметрами для собственной частоты ДКМ. Поскольку вклад холодных протонов в эти параметры мал, для дальнейших вычислений мы будем использовать только горячую популяцию протонов. Концентрация протонов N_{H^+} и перпендикулярная температура T_{\perp} тоже были получены из данных потока протонов в диапазоне энергий 50 эВ–180 кэВ, который ранее использовался для вычисления P_{\perp} . В соответствии с работой [Mager et al., 2013], частота ДКМ определяется из уравнения:

$$\frac{2 l_b}{3 \beta} \Lambda_1 = \zeta \left(1 - \frac{\omega_T^*}{\omega_d} \right) - \left(\frac{\omega_N^*}{\omega_d} + \frac{\omega_T^*}{\omega_d} \right) + \frac{4}{3} \zeta \left[\zeta \left(1 - \frac{\omega_T^*}{\omega_d} \right) - \frac{\omega_N^*}{\omega_d} + \frac{3}{2} \frac{\omega_T^*}{\omega_d} \right] \left[\zeta + \frac{1}{2} + \zeta^{3/2} Z(\sqrt{\zeta}) \right], \quad (28)$$

где $\zeta = \omega_1 / m \omega_d$ и ω_1 является главной гармоникой собственной частоты ДКМ,

$$\omega_T^* = - \frac{L}{3 T_{\perp}} \frac{1}{\partial L} \frac{\partial T_{\perp}}{\partial L} \omega_d \quad (29)$$

и

$$\omega_N^* = - \frac{L}{3 N_{\text{H}^+}} \frac{1}{\partial L} \frac{\partial N_{\text{H}^+}}{\partial L} \omega_d \quad (30)$$

являются диамагнитными угловыми скоростями протонов при $\alpha = 90^\circ$, вызванными радиальными градиентами температуры и концентрации соответственно, l_b — длина пути частицы за баунс-период, $\Lambda_1 = 0,5/R$ — главная гармоника собственного значения из уравнения (19) в работе [Mager et al., 2013], R — радиус кривизны силовой линии,

$$z(\sqrt{\zeta}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \sqrt{\zeta}} dt \quad (31)$$

является плазменной дисперсионной функцией. Подставляя параметры плазмы, измеренные Arase, мы получаем вещественную часть ω_1 . Кривизна магнитного поля является единственным условием для существования ДКМ, тогда как $\partial T_{\perp}/\partial L > 0$ и $\partial N_{H^+}/\partial L < 0$ или функция распределения с инверсным участком необходимы для реализации дрейфово-компрессионной неустойчивости [Crabtree et al., 2003; Crabtree, Chen, 2004].

Поскольку точное вычисление $\partial T_{\perp}/\partial L$ и $\partial N_{H^+}/\partial L$ вблизи апогея затруднительно, были использованы два приближения: радиальные градиенты были получены в предположении строго радиального движения спутника и в предположении равенства этих градиентов нулю.

Рисунок 21а показывает, что наблюдаемая частота f (белые точки) близка или лежит между значениями $f_1 = \omega_1/2\pi$, показанными чёрными и пурпурными точками, вычисленными с помощью этих приближений. Так как ζ обратно пропорционально m , мы должны оценить изменение m во времени, чтобы определить динамику f_1 во время наблюдения. Для этого используется эффект конечного гирорадиуса для нескольких периодов волны.

Изменяющееся во времени m имеет ошибку, связанную с конечным шагом данных потока и широкополосным характером спектра компрессионной волны, приводя к большому разбросу значений m во время наблюдений. Эти ошибки приводят к отклонениям в несколько мГц вокруг значений, показанных точками на Рисунке 21а. Рисунки 21б и 21в показывают $\partial T_{\perp}/\partial L$ и $\partial N_{H^+}/\partial L$, использованные для первого приближения. Данные о градиентах отсутствуют после 03:53 UT, когда Arase приближается к апогею, что ограничивает использование первого приближения.

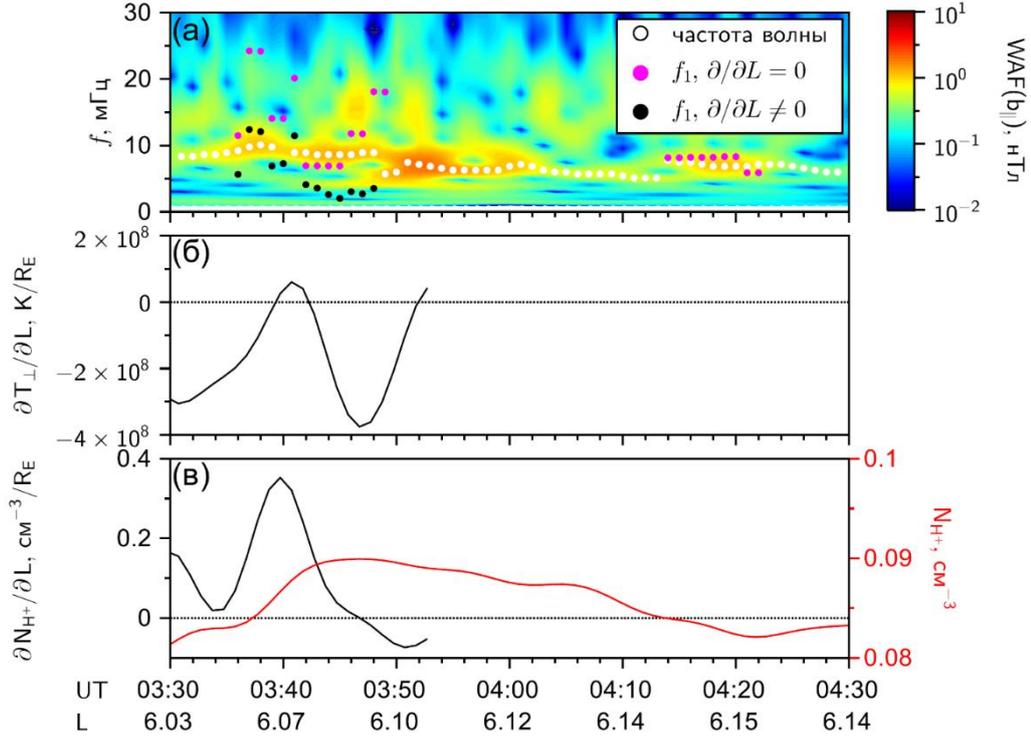


Рисунок 21. Сравнение частот. (а) Цветом показана амплитудная вейвлет-функция (WAF) b_{\parallel} . Белые точки — частота волны, определённая по максимумам в спектре с шагом 1 мин. Чёрные точки показывают частоту ДКМ, при первом приближения величины радиальных градиентов. Пурпурные точки обозначают частоту ДКМ при втором приближении. В обоих случаях m изменяется во времени. (б) Градиент перпендикулярной температуры горячих протонов (> 50 эВ). (в) Концентрация горячих протонов (красный) и их градиент (чёрный).

Поскольку спутник двигался от экватора, $\partial T_{\perp} / \partial L$ может быть переоценено из-за уменьшения P_{\perp} с увеличением магнитной широты на данной L -оболочке [Imajo et al., 2019]. Неопределенность $\partial T_{\perp} / \partial L$, полученного из движения спутника, увеличивается с ростом MLAT и тем самым может привести к большому расхождению между f и f_1 , вычисленным для первого приближения (чёрные точки на Рисунке 21а), к концу области вычислений. Зависимость от MLT и вариации потоков ионов также могут вызвать ошибку в оценке радиального градиента.

В работе [Takahashi et al., 2022] частота ДКМ вычисляла по-другому, через уравнение

$$\omega_{\text{ДСМ}} \approx m \frac{\rho_{\text{H}^+} v_{\text{H}^+}}{LR_E^2} \frac{\partial}{\partial L} \left(\log N_{\text{H}^+} + \frac{3}{2} \log T_{\perp} \right), \quad (32)$$

где ρ_{H^+} — гирорадиус протона, v_{H^+} — скорость протона. Они получили $f_{\text{ДСМ}} = \omega_{\text{ДСМ}} / 2\pi \sim 0,8$ мГц, тогда как наблюдаемая частота волны была 6,5 мГц. Представленные в диссертации вычисления дают гораздо более точное предсказание частоты ДКМ, и f_1 отличается от f не более чем в 2,5 раза.

Возможным механизмом генерации ДКМ является неустойчивость (см. Раздел 1.3), вызванная дрейфовым резонансом. Рисунок 20д–ж демонстрируют результаты вычислений для $\varepsilon_{res} = 19,2$ кэВ. Первое слагаемое уравнения (11) всегда отрицательно, поскольку у функции распределения отсутствуют инверсные участки (Рисунок 20д). Так как спутник близок к апогею, для вычисления $\partial F/\partial L$ используются данные о потоках протонов в направлении ведущих центров к Земле и от Земли. Условие градиентной неустойчивости, $\partial F/\partial L < 0$, выполняется несколько раз за время наблюдений (Рисунок 20е). В предыдущих исследованиях было показано, что градиент функции распределения ионов кольцевого тока также может генерировать полоидальные альфвеновские волны [Yamamoto et al., 2019; Mager, 2021; Mikhailova et al., 2022]. Периоды, когда $\hat{Q}F > 0$, примерно совпадают с волновыми пакетами (Рисунок 20ж), указывая на сильную связь между наблюдаемой компрессионной волной и условием неустойчивости.

Протоны, генерировавшие волну, относятся к «носовой структуре» с несколькими диапазонами энергий (Рисунок 19б). Формирование множественной «носовой структуры» может быть связано с более сложным радиальным распределением энергичных протонов. В работах [Ebihara et al., 2004] и [Ferradas et al., 2016] показано, что протоны низких энергий множественной «носовой структуры» дрейфуют напрямую от положения источника за очень короткое время, тогда как протоны высоких энергий дрейфуют вокруг Земли и обе популяции частиц достигают одну и ту же область пространства при изменяющемся во времени электрическом поле конвекции. В данной работе источником энергии наблюдавшейся волны является популяция протонов, которая, вероятно, относится к диапазону высоких энергий. Если рассматривать протоны с энергией 19,2 кэВ и проследить дрейф этих протонов на $L = 6,2$, то мы найдём, что протоны с энергией 19,2 кэВ, стартовавшие в 20:12 UT 18 ноября, могли обогнуть Землю и достигнуть расположение спутника в то время, когда появился отрицательный градиент функции распределения (03:50 UT 19 ноября). Вероятно, эти протоны были инжектированы во время кратковременного поворота на юг ММП в период 20:20–20:40 UT 18 ноября (Рисунок 18е). До того, как они достигли расположения спутника, ММП долгое время было ориентировано на юг, с 23:50 UT 18 ноября. В это время, сепаратриса дрейфового пути протонов может сжиматься и часть протонов на высоких L -оболочках перестанут быть захваченными. В таком случае появляется отрицательный радиальный градиент функции распределения, и волны могут генерироваться через дрейфовый резонанс.

3.4 Выводы к Главе 3

В данной главе были изучены три частных случая наблюдения УНЧ-волн в магнитосфере Земли. Основной задачей при их изучении являлось выяснение механизмов генерации волн и анализ процессов взаимодействия волны с заряженными частицами.

Результаты анализа волны в Разделе 3.1 соответствуют предыдущим исследованиям долгоживущих волн, а наблюдавшаяся в рассмотренном случае волна относится к подклассу некомпрессионных полоидальных УНЧ-волн [Dai et al., 2015]. Интерес к подобным волнам связан с тем, что самые долгоживущие пульсации наблюдаются при низкой геомагнитной активности, тогда как суббуревые инжекции вызывают волны с малой продолжительностью [Korotova et al., 2016; Shi et al., 2018]. Рассмотренный уникальный случай прояснил роль суббуревых инжекций в поведении волны путём сравнения измерений до и после начала суббури. Изменений параметров волны, связанных с суббуревой инжекцией, не обнаружено. В то же время никаких ударных волн в солнечном ветре не наблюдалось. Это позволяет сделать вывод, что возбуждение полоидальной волны градиентной неустойчивостью произошло на фазе восстановления магнитной бури. Это заключение находится в согласии с предыдущими исследованиями, в которых волны наблюдались на фоне фазы восстановления магнитной бури, но при полном отсутствии суббури [Takahashi et al., 2018a].

Компрессионная полоидальная волна, описанная в Разделе 3.2, наблюдалась пятью спутниками THEMIS в вечернем секторе магнитосферы Земли на $L \approx 10$. Область волновой активности была расположена внутри облака энергичных протонов, связанных с двумя суббуриями: протоны с более низкой энергией от более ранней суббури и протоны с более высокой энергией от более поздней суббури. С этим облаком было связано увеличение давления плазмы ($\beta \approx 0,5$). Азимутальная скорость облака соответствовала дрейфовой скорости резонансных протонов. Во время наблюдения частота волны изменялась от 5 до 3 мГц вместе с соответствующим изменением m от -60 до -15 . При этом частота и $|m|$, убывающие вместе, ограничены азимутальной скоростью облака, как это предполагается для дрейфового резонанса. Было доказано, что данная УНЧ-волна является ДКМ, возбуждённой протонами:

1. Частота волны значительно ниже, чем собственная частота альфвеновских волн на тех же L -оболочках;
2. Плазменное давление волны находится в противофазе с возмущением магнитного давления;
3. Фазовая скорость волны направлена азимутально и поперёк фонового магнитного поля;
4. Частота волны зависит от азимутального волнового числа, как ожидается для ДКМ;
5. Наблюдался положительный радиальный градиент температуры энергичных частиц, тогда как никаких инверсных участков в функции распределения обнаружено не было.

Компрессионная УНЧ-волна в диапазоне Pc4–5, описанная в Разделе 3.3, наблюдалась спутником Arase около магнитного экватора на вечерней стороне (MLT ~ 21 час) и имела широкополосный спектр с частотами 4–12 мГц. Arase располагался внутри плазмосферы ($n_e \sim 150 \text{ см}^{-3}$), но параметр β достигал 1. Параметр анизотропии Γ оставался меньше $-0,5$, что говорит о невозможности сценария дрейфово-зеркальной неустойчивости. Собственные частоты ДКМ, вычисленные из дисперсионного уравнения, полученного в работе [Mager et al., 2013], согласуются с наблюдаемой частотой волны. Осцилляции давления протонов были воспроизведены вычислениями по теории из работы [Takahashi et al., 2022]. Эти результаты приводят к заключению, что наблюдавшаяся компрессионная волна является ДКМ.

Когерентные колебания потока протонов с энергиями 20–30 кэВ выявили взаимодействие компрессионной волны с ионами кольцевого тока. Поскольку никаких инверсных участков в функции распределения обнаружено не было, источником энергии для компрессионной волны скорее всего выступила градиентная неустойчивость. Отрицательный радиальный градиент функции распределения на 19,2 кэВ был достаточно большим, чтобы вызвать неустойчивость. Считая резонансную энергию равной 20–25 кэВ, согласно теории дрейфового резонанса оценки для азимутального волнового числа варьируются от -160 до -120 . Эти результаты соответствуют оценке $m \sim -130$, полученной с использованием эффекта конечного гирорадиуса.

В данной главе впервые показано, что градиентная неустойчивость может приводить как к генерации альфвеновской волны, так и к генерации ДКМ. Во всех трёх случаях была обнаружена модуляция потоков протонов, которые скорее всего относятся к кольцевому току, однако по разным причинам в магнитосфере формировалось их неустойчивое пространственное распределение.

Глава 4. Пространственное распределение волн и особенности их поляризации

Распределение частоты появления волн диапазонов Pc4 и Pc5 в пространстве было показано ранее по данным разных космических аппаратов (например, [Anderson, 1993; Takahashi, Anderson, 1992]). Волны классифицировались на основе доминирующего направления колебаний, частоты волны и области генерации в пространстве. Позднее, статистические исследования сосредоточились на отдельных видах или подвидах волн, используя данные новых космических миссий. В работе [Liu et al., 2009] было проанализировано пространственное распределение полоидальных (колебания магнитного поля происходят в радиальном направлении) и тороидальных (колебания в азимутальном направлении) волн по измерениям миссии THEMIS. В работе [Dai et al., 2015] авторы сосредоточились на свойствах полоидальных волн Pc4, наблюдавшихся миссией Van Allen Probes. Исследование распределения и структуры тороидальных волн с несколькими гармониками было представлено в работе [Yamamoto et al., 2022] на основе данных спутника Arase. Однако практически во всех этих работах отсутствовал анализ продольной структуры волн. Многие из них были сосредоточены сугубо на поперечных волнах. Кроме того, в последние десятилетия отсутствуют статистические исследования компрессионных волн.

Многие исследования посвящены анализу гармонической структуры волн [Takahashi, Denton, 2021b; Yamamoto et al., 2022], но распределение частоты волны редко исследуется, хотя оно может служить ключом к пониманию источников генерации волн. Например, была найдена корреляция между колебаниями плотности солнечного ветра (и ММП) и магнитного поля внутри магнитосферы в диапазоне Pc5 [Керко, Spence, 2003; Potapov, 2013; Клибанова и др., 2016]. В работе [Liu et al., 2009] по данным THEMIS было показано, что частота полоидальных и тороидальных волн уменьшается с расстоянием от Земли, что соответствует радиальному профилю собственной частоты альфвеновских волн.

Для статистического исследования распределения УНЧ-волн в магнитосфере Земли использовались данные космического аппарата Arase [Miyoshi et al., 2018]. Был выбран период с марта 2017 г. по декабрь 2020 г., в течение которого спутник совершил три полных обзора магнитосферы. Высокий наклон орбиты Arase, до $MLAT = 40^\circ$, позволяет наблюдать L -оболочки больше 10, тогда как величина апогея составляет лишь около $6 R_E$. Мы использовали 8-секундные данные магнитного поля, усреднённые за период вращения спутника

вокруг своей оси [Matsuoka et al., 2018], чтобы идентифицировать волновые события во всех трёх направлениях: азимутальном, радиальном и продольном.

Для представления пространственного распределения частоты появления УНЧ-волн используем параметры L , MLT и MLAT. Диаграммы L -MLT демонстрируют распределения в экваториальной проекции и часто использовались в статистических исследованиях ранее [Anderson, 1993; Liu et al., 2009; Dai et al., 2015; Yamamoto et al., 2022]. Большой наклон орбиты Arase позволяет построить распределения в меридиональной проекции L -MLAT, выявить общую продольную структуру вариаций магнитного поля и разделить нечётные гармоники, имеющие узел на магнитном экваторе, и чётные гармоники, имеющие там пучность.

Известно, что нечётные и чётные гармоники могут быть локализованы в пространстве по MLT [Anderson et al., 1990; Takahashi, Anderson, 1992]. Поэтому распределения L -MLAT строились в четырёх секторах MLT: утреннем (MLT = 03–09 час.), дневном (MLT = 09–15 час.), вечернем (MLT = 15–21 час.) и ночном (MLT = 21–03 час.). Экваториальное распределение времени пребывания спутника Arase почти равномерно, но в меридиональных распределениях присутствует асимметрия между северным и южным полушариями (Рисунок 22).

Рассматриваемые L -оболочки ограничиваются диапазоном 4–10. Нижний предел исключает область внутренней плазмосферы, где спутник приближается к перигею и его скорость слишком велика. Верхний предел введён, чтобы избежать пересечения магнитопаузы. Для определения положения магнитопаузы использовалась модель [Shue et al., 1997] и среднее расстояние от Земли до магнитопаузы в подсолнечной точке составило $10,36 \pm 0,21 R_E$.

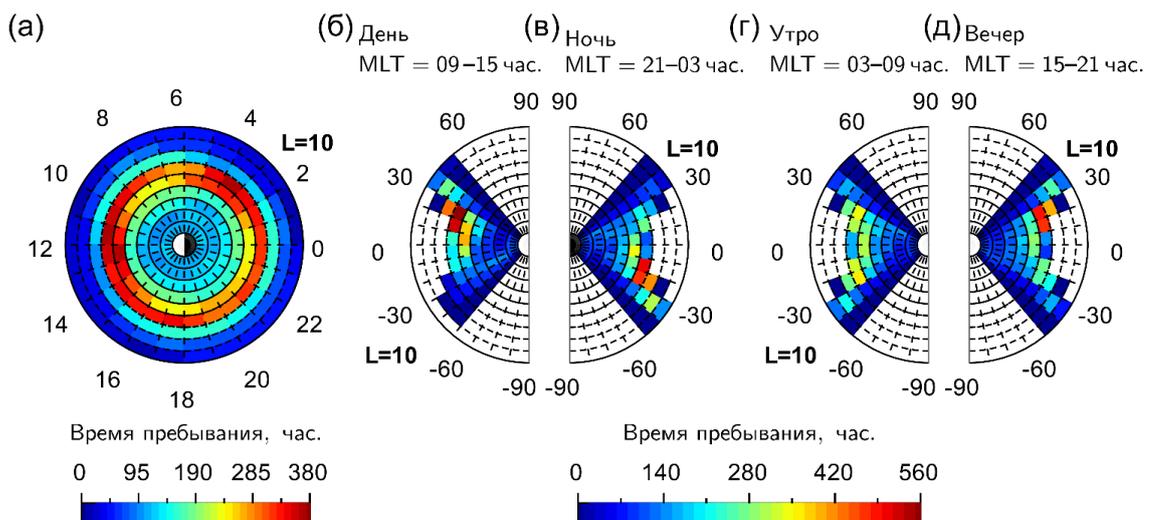


Рисунок 22. Время пребывания спутника Arase с 13 марта 2017 г. по 31 декабря 2020 г. в (а) плоскости L -MLT (экваториальная проекция) и плотности L -MLAT (меридиональная проекция), разделённой на четыре сектора: (б) дневной, MLT = 09–15 час.; (в) ночной, MLT = 21–03 час.; (г) утренний, MLT = 03–09 час.; (д) вечерний, MLT = 15–21 час.

Всего было обнаружено 12977 волн, считая гармоники одной волны отдельно, или 5585 волн, если объединять волны одной поляризации и с разными частотами, наблюдавшиеся в один и тот же временной интервал (метод отбора описан в Разделе 2.4). Продолжительность наблюдения волны варьируется от нескольких минут до нескольких часов. Все волны были разделены на тороидальные, полоидальные или компрессионные, в соответствии с компонентой колебаний магнитного поля, имеющей наибольшую среднюю амплитуду за время наблюдения волны.

Частота появления волн вычислялась как отношение времени наблюдения волны ко времени пребывания спутника в ячейке размером $1 R_E \times 1$ час и $1 R_E \times 10^\circ$ в плоскостях L -MLT и L -MLAT соответственно. В расчётах частоты появления, волны с несколькими гармониками считались одним событием. Внешние условия во время наблюдения описывались скоростью солнечного ветра V_{CB} , V_z ММП и углом наклона спирали Паркера $\phi_P = \arctg(B_y/B_x)$ (ММП в системе координат GSM). Обычное направление спирали Паркера составляет $\phi_{P0} = 135^\circ$ и, следовательно, ортогональное ему направление $\phi_P = 45^\circ$ должно быть локальным минимумом распределения углов наклона [Троицкая и др., 1971]. Направление Земля-Солнце соответствует $\phi_P = 0^\circ$. Распределение ϕ_P анализировалось в соответствии со средним MLT во время наблюдения волны, чтобы выявить влияние направления ММП, параллельного $\phi_{||}$ или перпендикулярного ϕ_{\perp} касательной к магнитопаузе. Вычисление $\phi_{||}$ и перпендикулярного ϕ_{\perp} для каждого часа MLT проводилось с помощью модели магнитопаузы [Shue et al., 1997].

Чтобы охарактеризовать геомагнитную обстановку во время наблюдения волны, мы используем геомагнитные индексы SYM-H и SME, усреднённые за время наблюдения волны, поскольку волны имеют разную продолжительность. Рисунок 23а демонстрирует распределение усреднённых величин $\langle \text{SYM-H} \rangle$ и $\langle \text{SME} \rangle$. Большую часть исследуемого промежутка времени геомагнитная обстановка была спокойной (Рисунок 23б), как и ожидается для минимума солнечной активности. В дальнейшем мы будем опускать угловые скобки у внешних параметров, усреднённых за время наблюдения волны, однако следует помнить, что именно они используются в Главах 4 и 5.

Индекс SYM-H показывает уровень глобального возмущения в магнитосфере и используется как индикатор магнитных бурь. Рисунок 23а показывает, что число волн во время бурь ($|\text{SYM-H}| \geq 30$ нТл [Gonzalez et al., 1994]) невелико и недостаточно для статистического анализа. Поэтому для разделения геомагнитно-спокойных и возмущённых условий в дальнейшем используется индекс SME, который показывает высокоширотные возмущения, связанные с суббуревой активностью, включая инъекции плазмы во внутреннюю магнитосферу из магнитного хвоста, которые могут приводить к образованию неустойчивых распределений частиц и генерации УНЧ-волн (см. Главу 3).

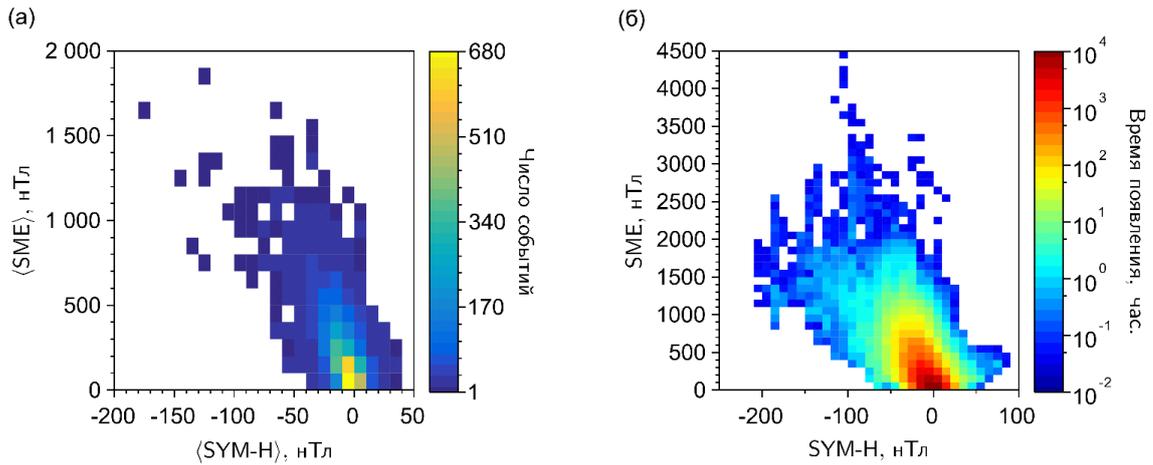


Рисунок 23. (а) Распределение значений индексов SYM-H и SME, усреднённых за время наблюдения каждой волны из набора данных. (б) Время появления значений индексов SYM-H и SME с 13 марта 2017 г. по 31 декабря 2020 г. Значения индексов SYM-H и SME сгруппированы в ячейки размером 10 нТл и 100 нТл соответственно.

4.1 Тороидальные волны

По данным спутника Arase за 2017–2020 гг., тороидальные волны наблюдались чаще всего. В основном спутник наблюдал их в предполуночном и утреннем секторах на $L > 7$, где Arase достигает высоких широт (Рисунок 24). Такое поведение указывает на нечётные моды, которые имеют узел возмущения магнитного поля b_a около экватора [Takahashi et al., 2020].

Считается, что тороидальные волны на дневной стороне возбуждаются внешними источниками из солнечного ветра. Это подтверждается тем, что тороидальные волны чаще появляются на высоких L -оболочках, ближе к магнитопаузе. Существует множество внешних источников магнитосферных УНЧ-волн, особенно в диапазоне Pc5, например, волны в солнечном ветре [Potarov, 2013], проникновения из форшока [Wang et al., 2020, 2021] и поверхностные волны на магнитопаузе [Agaritov et al., 2009; Shi et al., 2020; Zhang et al., 2022].

Распределение B_z ММП почти симметрично относительно нуля, $|B_z| < 10$ нТл, а $V_{\text{СВ}}$ распределена от 250 до 750 км/с (Рисунок 24е). Высокая частота появления на ночной стороне, вероятно, связана с большим количеством изолированных суббурь, когда $\text{SME} > 100$ нТл и $|\text{SYM-H}| < 30$ нТл (Рисунок 24ж), поскольку магнитных бурь слишком мало (см. Рисунок 23). Однако тороидальные волны в этом секторе наблюдались и в спокойное время [Takahashi et al., 2020]. Рисунок 24з показывает, что ϕ_P в основном располагается от 135° до 180° , что больше, чем ϕ_{P0} . В распределении ϕ_P присутствуют два явных максимума: на $\text{MLT} = 08\text{--}14$ час. и $\text{MLT} = 18\text{--}24$ час. для $\phi_P = 145\text{--}170^\circ$. Первый максимум меньше и близок к ϕ_\perp , тогда как второй окружает ϕ_\parallel . Максимум вблизи ϕ_\perp на $\text{MLT} = 08\text{--}14$ час. не соответствует максимуму частоты появления тороидальных волн в утреннем секторе, $\text{MLT} = 05\text{--}07$ час. (Рисунок 24а), и может

быть результатом прямого воздействия некоторого внешнего источника, вроде импульса давления солнечного ветра.

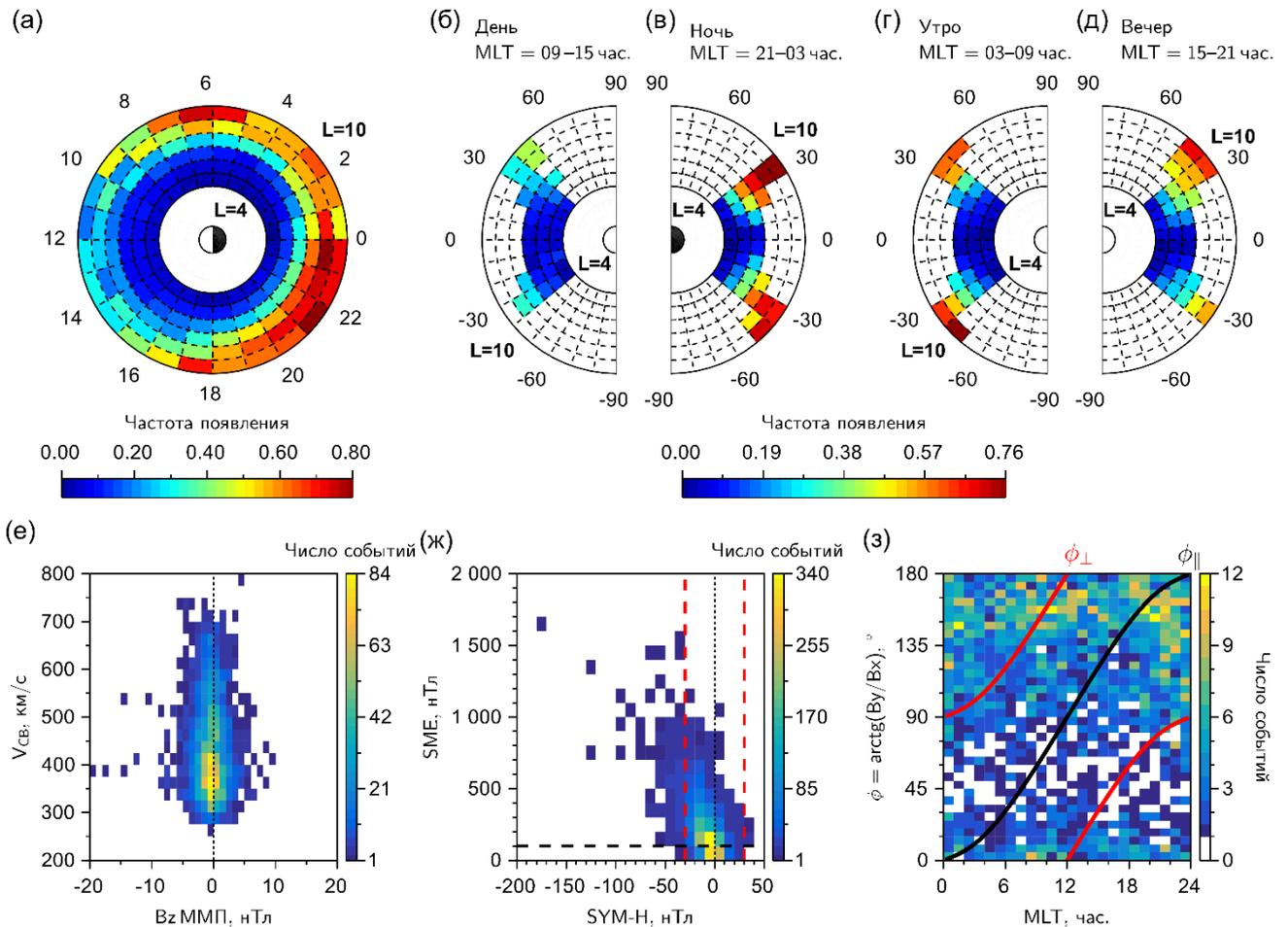


Рисунок 24. Частота появления тороидальных волн, $\langle b_a \rangle > \langle b_r \rangle$, $\langle b_{||} \rangle$, в диапазонах Pc4 и Pc5 в (а) плоскости L -MLT и плоскости L -MLAT, разделённой на четыре сектора: (б) дневной, (в) ночной, (г) утренний и (д) вечерний. Распределение средних (е) B_z ММП и скорость солнечного ветра $V_{св}$, (ж) индексов SYM-H и SME. Чёрная пунктирная линия показывает SME = 100 нТл, а красные пунктирные линии — $|\text{SYM-H}| = 30$ нТл. (з) Угол наклона спирали Паркера ϕ_P , распределённый в соответствии со средним значением MLT спутника во время наблюдения волны. Чёрная линия показывает направление по касательной к магнитопаузе $\phi_{||}$, а красные линии обозначают направление, перпендикулярное к магнитопаузе ϕ_{\perp} .

Считается, что большинство тороидальных волн на флангах, $\text{MLT} \sim 6$ и 18 час., возбуждаются неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца, когда поток солнечного ветра параллелен магнитопаузе [Mann, Wright, 1999; Johnson et al., 2014; Leonovich, Kozlov, 2019]. Вечерний максимум около $\phi_{||}$ на Рисунке 24з вероятно появляется из-за совпадения направлений ММП и потока солнечного ветра. В то же время, такая сонаправленная

конфигурация стабилизирует неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [Mishin, 1981; Нукуги, 2013], что приводит к более высокой частоте появления тороидальных волн в утреннем секторе по сравнению с вечерним. Кроме того, неустойчивость может выступать усилителем волн, возбуждённых на дневной магнитопаузе [Klimushkin et al., 2019; Archer et al., 2019, 2021].

В работе [Yamamoto et al., 2022] анализировалась связь солнечного ветра с дневными тороидальными волнами с помощью данных Arase и было обнаружено, что монохроматические тороидальные волны наблюдаются в несколько раз чаще, чем волны с несколькими гармониками. Авторы показали, что частоты волн с несколькими гармониками и их частота появления коррелирует с $V_{\text{СВ}}$, давлением солнечного ветра и величиной конусного угла.

Рисунок 25а демонстрирует распределение средней частоты волны $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ в плоскости L -MLT. Здесь используется среднее положение спутника во время наблюдения волны. В случае волн с несколькими гармониками, более высокие гармоники обычно имеют меньшую продолжительность и наблюдаются около апогея (например, [Nosé et al., 2015; Takahashi et al., 2015]), что приводит к их размещению на более высоких L -оболочках. Это может объяснить большие $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ на больших L -оболочках в предполуночном секторе, где предполагается существование множества таких волн из-за высокой частоты появления волн диапазона Pc4 (Рисунок 25б).

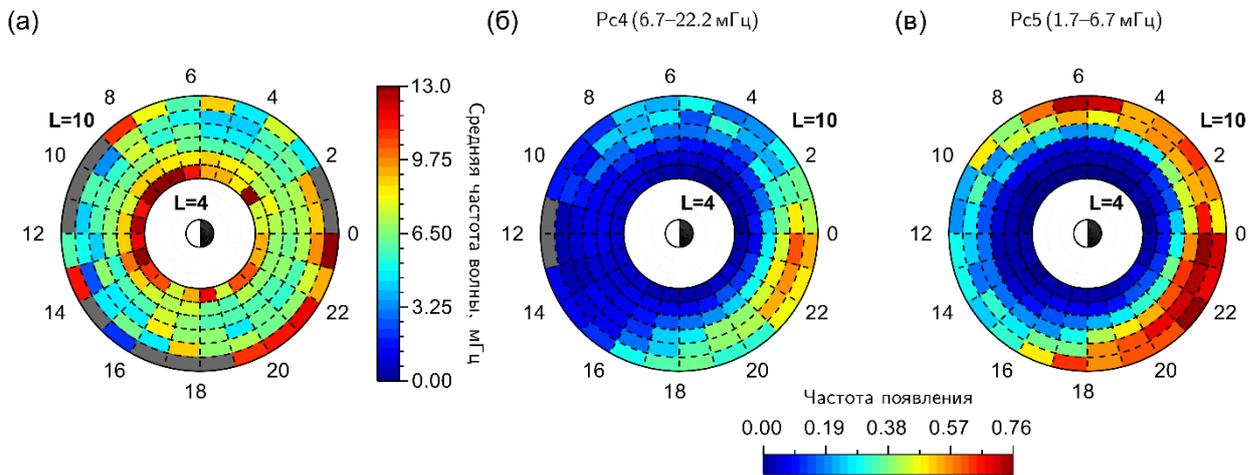


Рисунок 25. (а) Распределение средней частоты волны $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ тороидальных волн в плоскости L -MLT. Частота появления тороидальных волн в диапазонах частот (б) Pc4 и (в) Pc5. Серый цвет означает отсутствие волн в ячейке.

В основном, на Рисунке 25а видно увеличение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ к Земле, что является свойством альфвеновского резонанса, тогда как $\langle f_{\text{wave}} \rangle$, усреднённая по MLT, остаётся почти постоянной (Рисунок 26 и [Takahashi et al., 2002]). Соответствие наблюдаемых тороидальных волн природе альфвеновского резонанса подтверждается сравнением $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ с собственной частотой

фундаментальной гармонике альфвеновской волны, полученной для дипольной модели (Рисунок 27). Наилучшее совпадение наблюдений и расчётов приходится на дневной и утренний сектора, тогда как в вечернем и ночном на больших L -оболочках растёт СКО из-за растущего вклада более высоких гармоник. Таким образом, подтверждено устоявшееся предположение о том, что тороидальные волны появляются вследствие альфвеновского резонанса, которое используется в магнитосейсмологии для оценки плотности плазмы [Menk, Waters, 2013; Takahashi, Denton, 2021a]. Глобальное распределение частоты появления тороидальных волн похоже на «Резонансную Зону» альфвеновского резонанса [Wright et al., 2022]. По мере распространения волны от полоидальной к тороидальной резонансной поверхности амплитуда волны растёт [Климушкин, 1998; Klimushkin, 2000], что приводит к более частой идентификации альфвеновской волны как тороидальной, чем полоидальной.

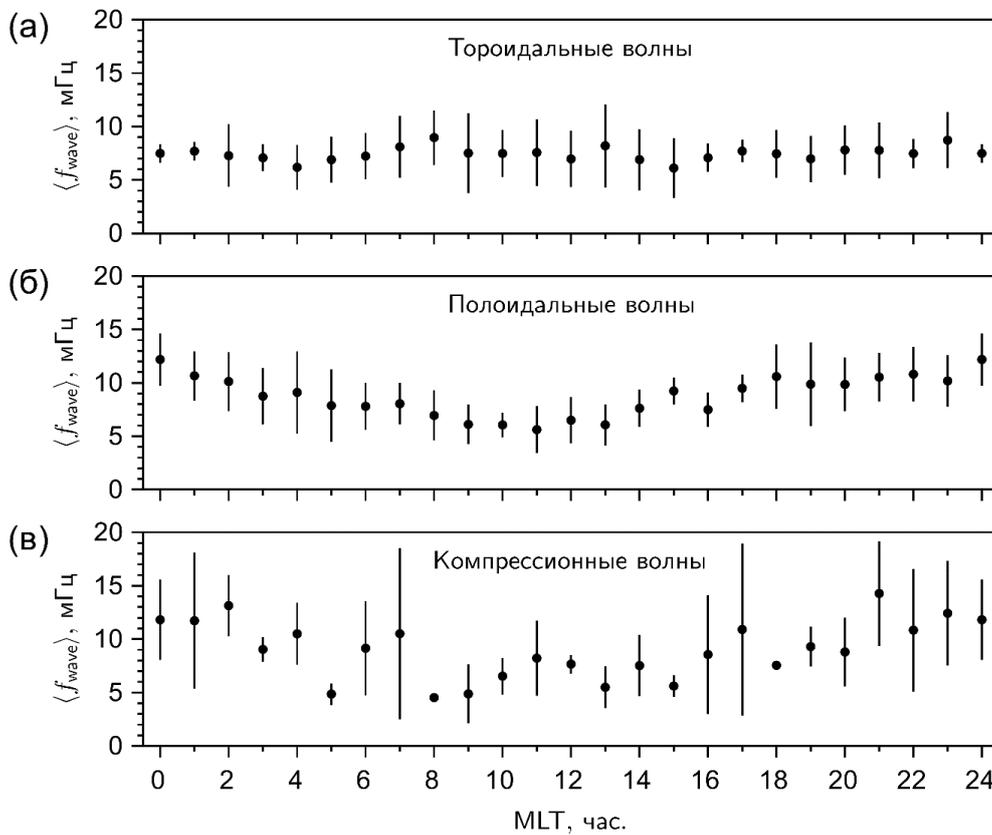


Рисунок 26. Распределения средней частоты волны $\langle f_{wave} \rangle$ у (а) тороидальных, (б) полоидальных и (в) компрессионных волн в соответствии с MLT. Точки обозначают среднее значение $\langle f_{wave} \rangle$ в данном часе MLT, а вертикальных линии показывают величину СКО.

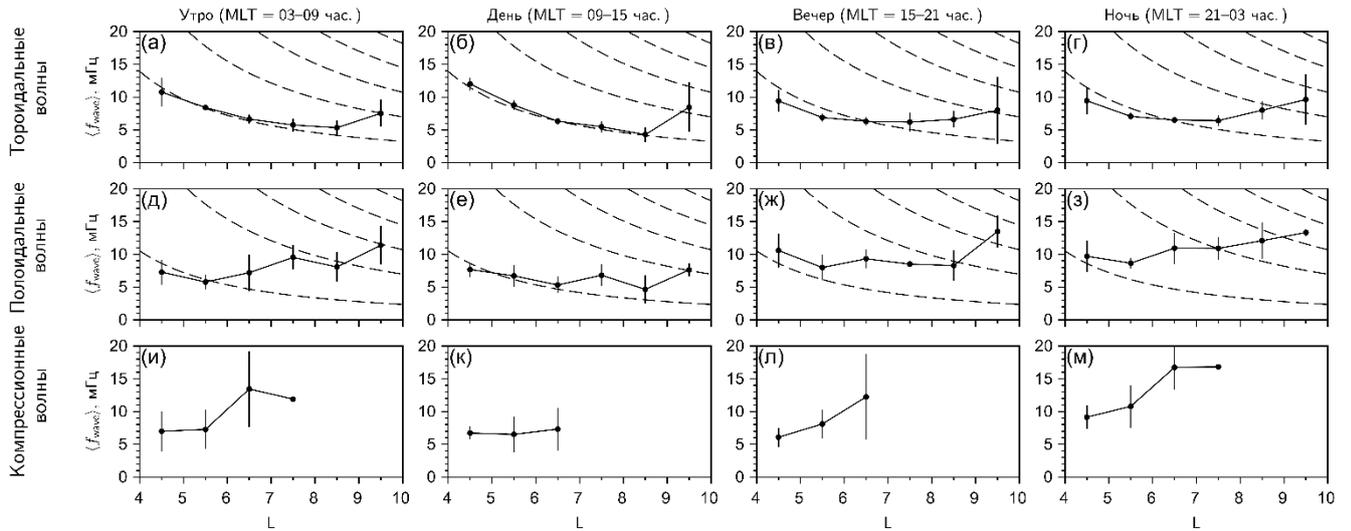


Рисунок 27. Распределения средней частоты волны $\langle f_{wave} \rangle$ у (а–г) тороидальных, (д–з) полоидальных и (и–м) компрессионных волн относительно L в (а, д, и) утреннем, (б, е, к) дневном, (в, ж, л) вечернем и (г, з, м) ночном секторах магнитосферы. Точки обозначают среднее $\langle f_{wave} \rangle$ в ячейке длиной $1 R_E$, а вертикальные полосы соответствуют величине СКО. Пунктирные линии в верхней и средней строках соответствуют собственным частотам первых пяти гармоник тороидальной и полоидальной альфвеновской волны, соответственно.

Для вычисления собственных частот на Рисунке 27а–з использовались уравнения из Раздела 1.1 в дипольной модели с холодной плазмой. В модели использовались характерные величины $V_A = 900$ км/с на $L = 6,6$ (геостационарная орбита) и $A = 5$. Данная модель и приближение холодной плазмы являются довольно грубыми, но уже дают хорошее совпадение с наблюдаемой частотой тороидальных волн.

4.2 Полоидальные волны

Полоидальные волны концентрируются вдоль пути дрейфа ионов с полуночи к полудню с несколькими локальными максимумами частоты появления (Рисунок 28а). Эти волны могут возбуждаться движущимся источником, например облаком ионов, инжектированным суббурей [Магер, Климушкин, 2007; Mager, Klimushkin, 2008]. Дрейфующие на восток УНЧ-волны, представленные в предыдущих исследованиях, наблюдались в утреннем и ночном секторах [Zolotukhina et al., 2008; James et al., 2013, 2016; Yamamoto et al., 2019; Mikhailova et al., 2022], но их частота появления мала, как следует из результатов на Рисунке 28а. Полоидальные и тороидальные волны могут наблюдаться одновременно, однако разные источники энергии приводят к различным пространственным распределениям этих волн.

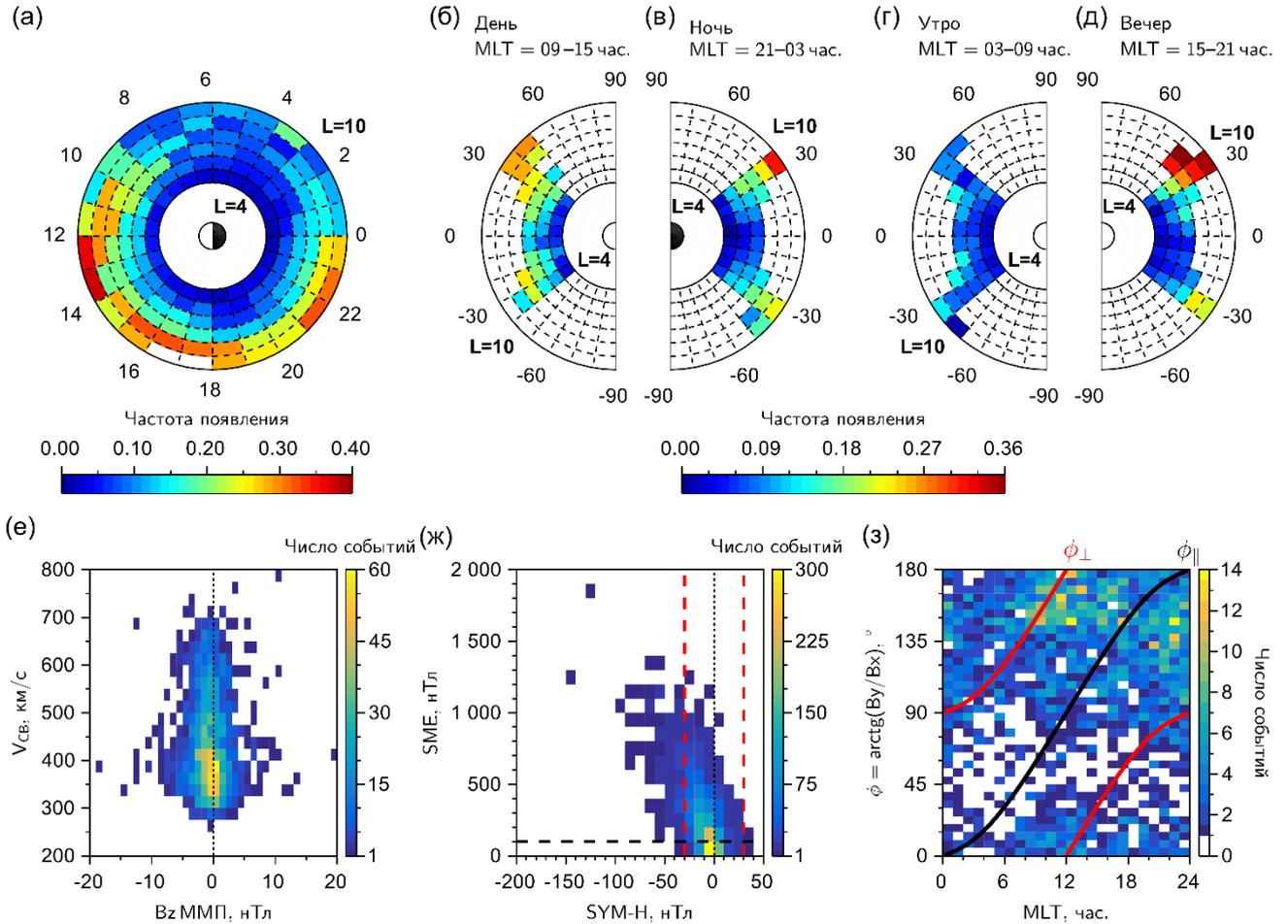


Рисунок 28. Аналогичен Рисунку 24, но для полоидальных волн, $\langle b_r \rangle > \langle b_a \rangle$, $\langle b_{||} \rangle$.

Распределения параметров солнечного ветра и геомагнитных индексов во время наблюдения полоидальных волн аналогично распределениям для тороидальных волн (Рисунок 28е–ж), но только полоидальные волны регистрировались при сильном северном ММП, $B_z > 10$ нТл (Рисунок 28е).

Распределения L -MLAT полоидальных волн в дневном и утреннем секторах, показанные на Рисунках 28б и 28г, являются более равномерными, чем распределения тороидальных волн (Рисунок 24б, г). Этот факт указывает на возбуждение и чётных, и нечётных гармоник полоидальных волн, что соответствует частным наблюдениям второй гармоники полоидальной волны в дневном секторе [Liu et al., 2013; Takahashi et al., 2018a; Shi et al., 2018].

Распределение ϕ_R является более равномерным, чем у тороидальных волн (Рисунок 28з). Максимум около $\phi_{||}$ не наблюдается, тогда как максимум вблизи ϕ_{\perp} находится около полудня. Можно предположить, что полуденный максимум частоты появления может быть усилен фронтальными межпланетными ударными волнами [Zong et al., 2009; Пилипенко и др., 2018; Oliveira et al., 2020]. Предполуночное увеличение числа событий при $\phi_R = \phi_{R0}$ не означает какой-либо конкретной зависимости генерации волн от ϕ_R .

Заметим, что на Рисунках 28а и 28д исключены несколько ячеек в вечернем секторе на $L = 9-10$. Причина кроется в аномально высокой частоте появления. Проанализировав эти ячейки, было обнаружено, что время пребывания спутника в них очень мало (меньше 20 часов). Таким образом, можно заключить, что это просто совпадение.

Полоидальные волны часто связывают с альфвеновским резонансом, но с дискретным изменением частоты с L -оболочкой [Le et al., 2017, 2021]. Увеличение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ при приближении к Земле, показанное на Рисунке 29а, не такое явное, как для тороидальных волн (см. Рисунок 25а) и имеет место в основном только на дневной стороне (см. Рисунок 27д-з). С другой стороны, видно уменьшение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ от полуночи к полудню (см. Рисунок 26). Эта особенность также видна, когда распределения полоидальных волн в диапазонах Pc4 и Pc5 показаны отдельно. Более высокочастотные волны Pc4 наблюдаются в основном в вечернем и предполуночном секторах, тогда как более низкочастотные волны Pc5 появляются на дневной стороне (Рисунок 29б-в). Поскольку диапазон Pc5 включает более низкие частоты, чем Pc4, то естественно связать первый с фундаментальными гармониками, а второй — со вторыми гармониками. В отличие от тороидальных волн, возбуждение более высоких гармоник или множества гармоник одновременно у полоидальных волн наблюдается очень редко [Takahashi, McPherron, 1984]. Моделирование волн Pc5 во время бурь выявило такие же особенности: возбуждение фундаментальной гармоники на дневной стороне и второй гармоники на вечерней стороне [Yamakawa et al., 2022].

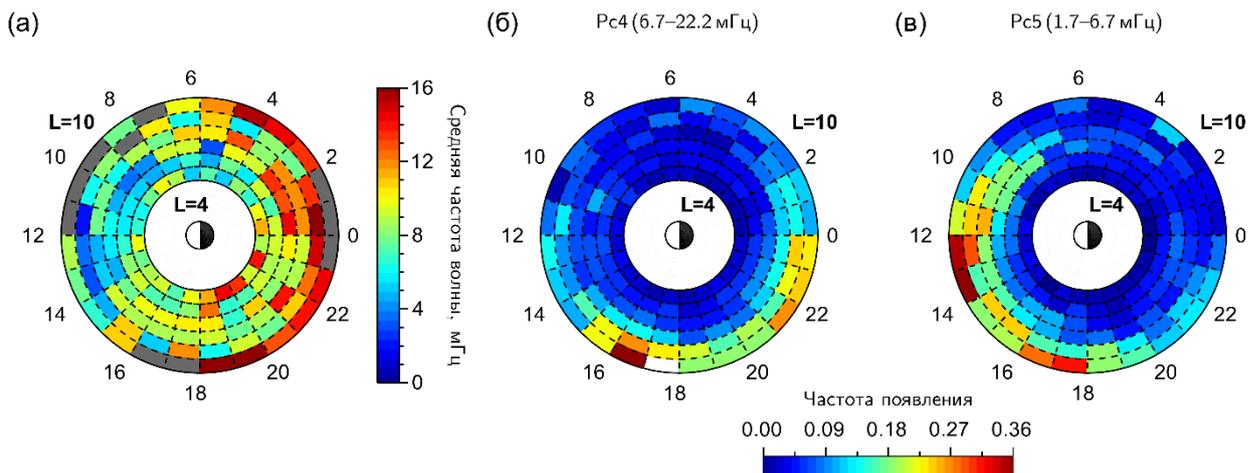


Рисунок 29. Аналогичен Рисунку 25, но для полоидальных волн.

Рисунок 30 показывает распределения частоты появления в плоскости L -MLAT для полоидальных волн Pc4 и Pc5, разделённые на четыре сектора по MLT. Распределения волн Pc5 имеет явный минимум на геомагнитном экваторе во всех секторах MLT, что согласуется с продольной структурой фундаментальной гармоники, которая имеет узел на экваторе.

Продольные распределения волн Pc4 являются более равномерными в дневном и утреннем секторах, указывая на присутствие вторых гармоник. Тем не менее, необходимо отметить, что продольную структуру полоидальной волны следует изучать в каждом конкретном случае.

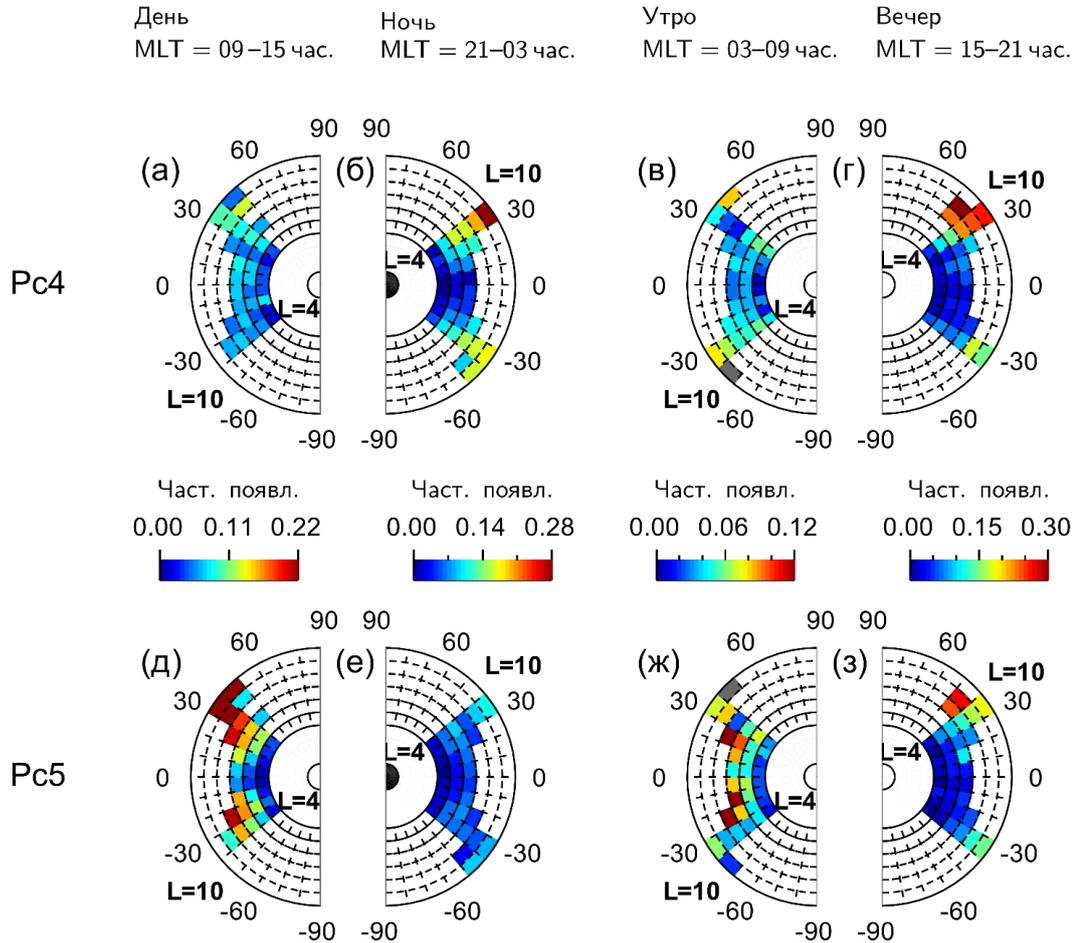


Рисунок 30. Диаграммы L - $MLAT$ частоты появления полоидальных волн в диапазонах (а–г) Pc4 и (д–з) Pc5 в четырёх секторах MLT: (а, д) дневном, (б, е) ночном, (в, ж) утреннем и (г, з) вечернем. Частота появления показана цветом и нормирована для каждого сектора MLT отдельно.

4.3 Компрессионные волны

Компрессионные волны имеют наименьшую частоту появления и наблюдаются строго около геомагнитного экватора, $|MLAT| < 10^\circ$, большую часть изучаемого времени. Узкая локализация около экватора приводит к около нулевой частоте появления на $L > 8$, где $A_{\text{расе}}$ поднимается до $|MLAT| > 30^\circ$ (Рисунок 31а–д). Рост частоты появления в вечернем и ночном секторах, вероятно, соответствует буревым пульсациям [Anderson, 1993], тогда как предполуденный максимум частоты появления может появляться в результате воздействия некоего внешнего источника, например, импульса давления солнечного ветра или

межпланетной ударной волны [Parkhomov et al., 1998; Eriksson et al., 2006; Oliveira et al., 2020; Zong, 2022]. Этот вывод поддерживается распределением ϕ_P , которое имеет единственный максимум в предполуденном секторе около $\phi_P = \phi_{\perp}$ (Рисунок 31з). Распределение SYM-H и SME во время наблюдения компрессионных волн практически идентично распределениям для тороидальных и полоидальных волн (Рисунок 31ж), но Рисунок 31е демонстрирует преимущественно южное направление B_z ММП.

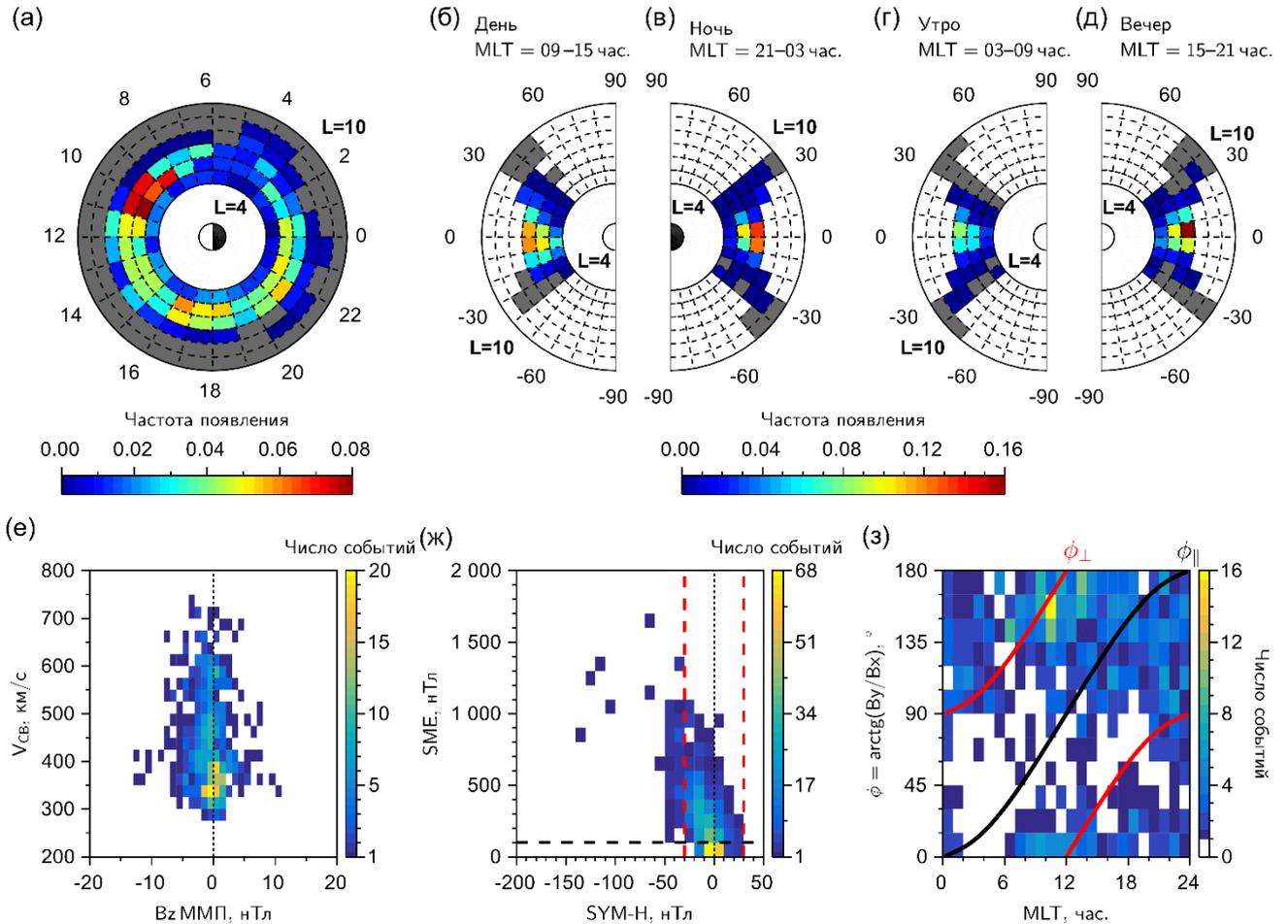


Рисунок 31. Аналогичен Рисунку 24, но для компрессионных волн, $\langle b_{\parallel} \rangle > \langle b_a \rangle$, $\langle b_r \rangle$. Серые ячейки означают нулевую частоту появления.

Импульсно-генерированная природа предполуденных компрессионных волн согласуется с максимумом частоты появления волн Pc5 в том же секторе (Рисунок 32в). Высоочастотные компрессионные волны на ночной стороне могут относиться к суббуревым компрессионным импульсам или bursty bulk flows (Рисунок 32а).

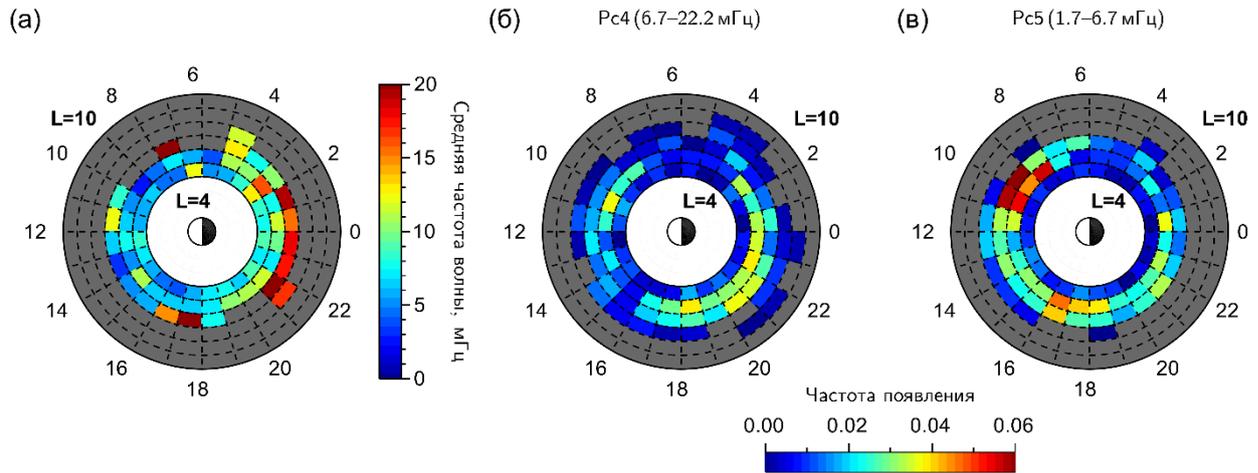


Рисунок 32. Аналогичен Рисунку 25, но для компрессионных волн.

Среди прочего, следует упомянуть три возможных вида наблюдаемых компрессионных волн. Некоторые компрессионные волны в этом наборе данных могут быть полоидальными волнами с компрессионной составляющей. Около геомагнитного экватора, где нечетные гармоники поперечных компонент магнитного поля имеют узел, а продольная компонента имеет пучность, компрессионная составляющая становится наибольшей. Кроме того, это могут быть дрейфово-зеркальные моды (ДЗМ) и дрейфово-компрессионные моды (ДКМ), получаемые в кинетической теории [Takahashi et al., 2022]. В работе [Chelpanov et al., 2018], с использованием наземного Екатеринбургского декаметрового радара [Бернгардт и др., 2020], анализировались частотные свойства волн Pc5, и было обнаружено, что значительное число зафиксированных волн не могут быть отнесены к альфвеновским волнам, а ДЗМ или ДКМ является наиболее вероятной интерпретацией. Исследователи часто интерпретируют наблюдаемые компрессионные волны как ДЗМ, но для их возбуждения требуется большая анизотропия давления плазмы [Hasegawa, 1969; Zhu, Kivelson, 1994; Soto-Chavez et al., 2019]. В статистическом исследовании о возможной локализации ДЗМ в магнитосфере [Cooper et al., 2021], использовавшем данные Van Allen Probes, было показано, что вечерний и ночной сектора при $L > 4$ являются наиболее предпочтительными для возбуждения ДЗМ. Однако компрессионные волны наблюдались даже в условиях малой анизотропии давления и такие случаи были отнесены к ДКМ [Chelpanov et al., 2016; Mager et al., 2019]. Мы должны подчеркнуть, что все три описанных вида компрессионных волн имеют узкую экваториальную локализацию и соответствуют пространственному распределению, показанному на Рисунке 31.

4.4 Поляризация

Различное пространственное распределение тороидальных, полоидальных и компрессионных волн обусловлено различными механизмами возбуждения и источниками

энергии каждого вида волн. Естественно предположить, что эти механизмы и источники возбуждают волны определённой поляризации. Чтобы описать все возможные поляризации необходимо выбрать два соотношения между амплитудами трёх компонент магнитного поля волны. На Рисунке 33 использованы отношение $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_r \rangle$ и отношение $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_a \rangle$ по вертикальной и горизонтальной осям соответственно. Благодаря этому, двумерный рисунок разделяется на три сектора в соответствии с тремя основными видами поляризации волны. Рисунок 33а является схематичным изображением, которое помогает понять распределение нашего набора данных, представленное на Рисунке 33б.

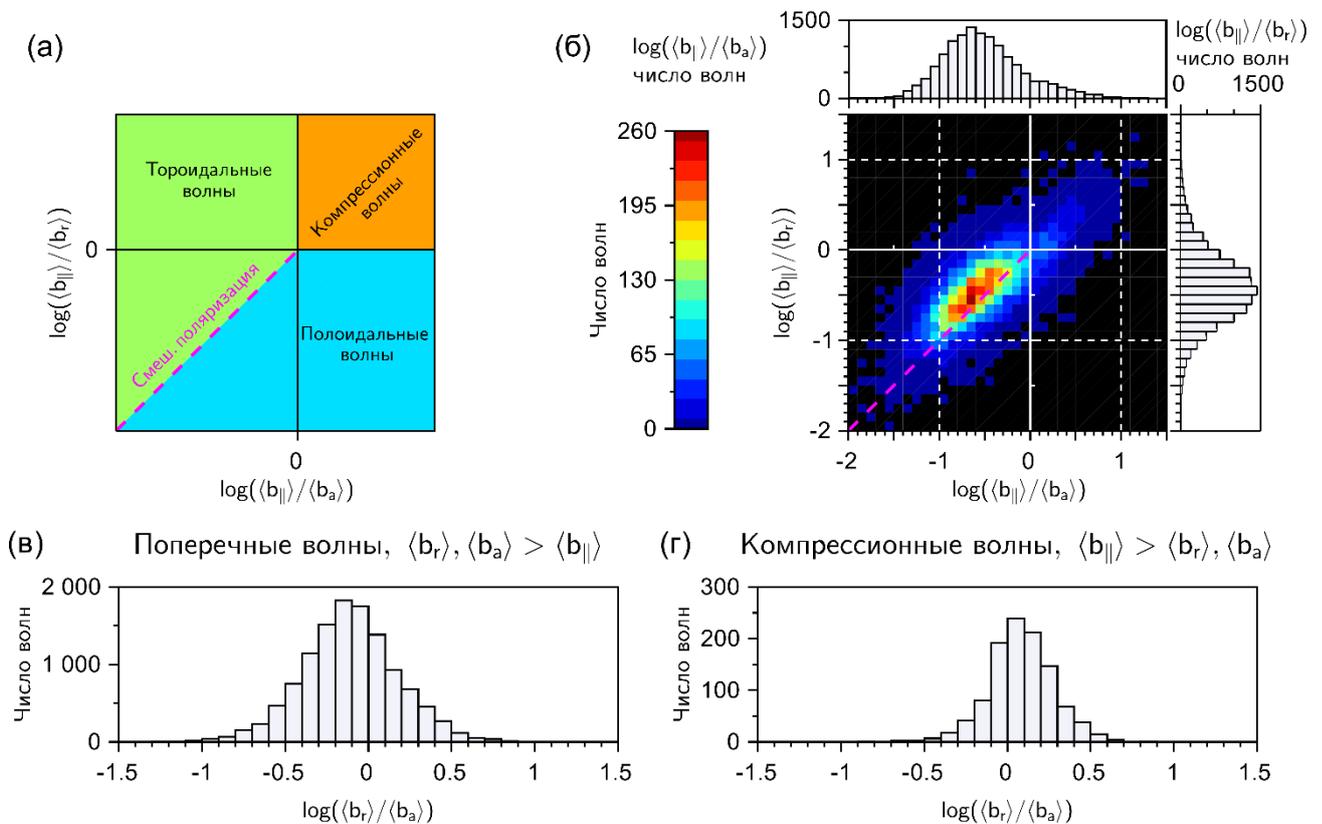


Рисунок 33. (а) Схематичное изображение диаграммы. (б) Статистическое распределение поляризации всех волн в наборе данных. Использованы отношение усреднённых амплитуд вариаций магнитного поля вдоль силовой линии и в азимутальном направлении $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_a \rangle$ против отношения усреднённых амплитуд вариаций магнитного поля вдоль силовой линии и в радиальном направлении $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_r \rangle$ в логарифмическом масштабе. Гистограмма над рисунком показывает распределение значений $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_a \rangle$. Гистограмма справа от рисунка — $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_r \rangle$. Пурпурная пунктирная линия указывает смешанную поляризацию поперечных волн, $\langle b_r \rangle / \langle b_a \rangle = 1$. Чёрный цвет обозначает отсутствие волн с данным соотношением амплитуд. Панели (в) и (г) показывают распределения соотношений поперечных компонент $\langle b_r \rangle / \langle b_a \rangle$ для поперечных и компрессионных волн, соответственно.

Рисунок 33 показывает, что большинство наблюдаемых волн являются тороидальными со значительной полоидальной составляющей. Ядро распределения располагается вдоль линии $\langle b_r \rangle / \langle b_a \rangle = 1$ с небольшим сдвигом в тороидальную область (Рисунок 33б, в). Неожиданно, мы обнаружили лишь небольшое число чисто тороидальных и полоидальных волн, которые обычно считались независимыми из-за разных механизмов генерации: внешнего и внутреннего, соответственно [Glassmeier, 1995]. Полученный результат можно объяснить, если предположить, что изменение поляризации с полоидальной на тороидальную и обратно является обычным явлением [Крылов и др., 1981; Leonovich, Mazur, 1993; Mager, Klimushkin, 2021]. С точки зрения теории изменение поляризации является обычным явлением [Klimushkin et al., 1995], но существует лишь несколько исследований, сообщавших о его наблюдении с помощью спутников [Zolotukhina et al., 2008; Sarris et al., 2009b; Leonovich et al., 2015; Wei et al., 2019]. В этом случае возбуждённые извне тороидальные волны преобразуются в полоидальные волны, а внутренне генерированные полоидальные волны становятся тороидальными [Elsden, Wright, 2020; Mager, Klimushkin, 2021]. Космический аппарат наблюдает это преобразование на разных этапах и усреднение приводит к нормальному распределению около $\langle b_r \rangle / \langle b_a \rangle = 1$ из-за большого количества данных. Маленький сдвиг распределения в сторону тороидальных волн может быть объяснен за счёт увеличения амплитуды волны при её распространении от полоидальной резонансной поверхности к тороидальной [Климушкин, 1998; Klimushkin, 2000].

Поперечная составляющая компрессионной волны чаще является полоидальной, чем тороидальной, как показано на Рисунке 33г. Это может быть вызвано ошибочной классификацией волн вблизи магнитного экватора, где b_r имеет узел, а $b_{||}$ — пучность, как говорилось в Разделе 4.3. Истинная природа наблюдаемой волны может быть выяснена путём вычисления собственных частот альфвеновской волны или ДЗМ/ДКМ в каждом конкретном случае.

Кроме того, полоидальная поляризация доминирует над тороидальной в дневном и утреннем секторах магнитосферы и у поперечных, и у компрессионных волн (Рисунок 34). Интересно, что распределение $\langle b_r \rangle / \langle b_a \rangle$ у поперечных волн в дневном и утреннем секторах гораздо более равномерное, чем в вечернем и ночном.

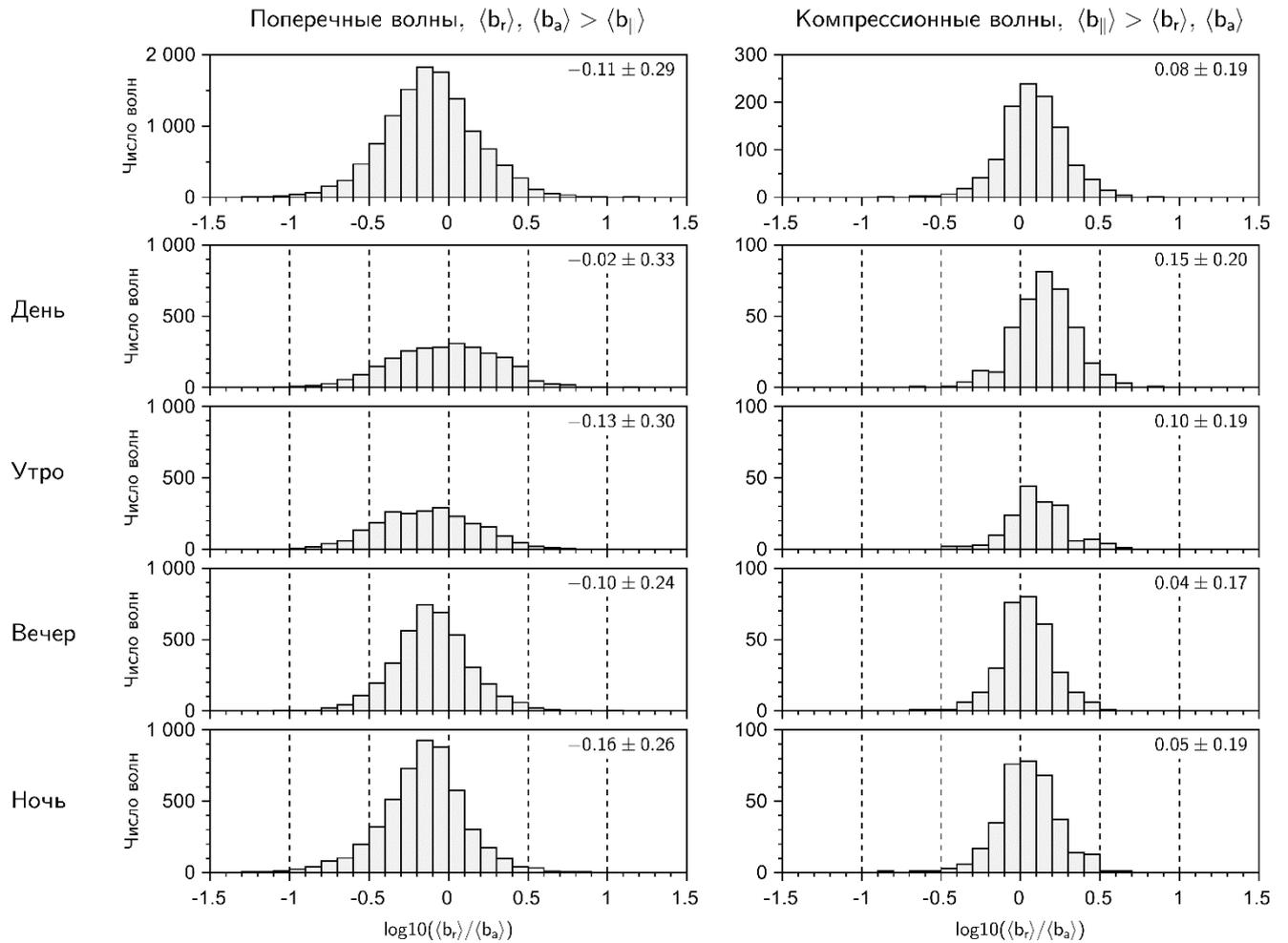


Рисунок 34. Гистограммы отношения $\langle b_r \rangle / \langle b_a \rangle$ для поперечных (слева) и компрессионных (справа) волн в логарифмическом масштабе. Общее распределение показано на первой строке, а последующие строки содержат данные о волнах, зарегистрированных в дневном, утреннем, вечернем и ночном секторах MLT соответственно. Среднее значение и СКО распределения приведено в правом верхнем углу каждой панели.

4.5 Выводы к Главе 4

Были использованы 46 месяцев (март 2017 г.–декабрь 2020 г.) измерений магнитного поля спутником Arase для исследования поляризации и пространственного распределения волн диапазонов Pc4 и Pc5. Автоматический отбор волн (см. Раздел 2.4) позволил обнаружить 12977 волновых событий и определить их характеристики: продолжительность, среднюю амплитуду и частоту волны. Полученные волновые события были разделены на тороидальные, полоидальные и компрессионные волны в соответствии с компонентой возмущения магнитного поля, которая имела наибольшую среднюю амплитуду во время наблюдения волны.

Мы проанализировали распределения частоты появления волн и средней частоты волны для каждого вида волн в отдельности в плоскостях L -MLT и L -MLAT. Распределения

параметров ММП и солнечного ветра также представлены. Многие особенности пространственного распределения волн разной поляризации согласуются с предыдущими исследованиями частных случаев наблюдения волн, обобщая их. Кроме того, были изучены пространственные распределения средней частоты волны, которые позволяют отождествить по крайней мере часть наблюдаемых волн с определёнными механизмами генерации и источниками энергии: тороидальные волны связаны с альфвеновским резонансом, а дневные и ночные компрессионные волны возбуждаются преимущественно источниками из солнечного ветра и во время повышенной геомагнитной активности соответственно.

Большинство обнаруженных волн были идентифицированы как тороидальные, а компрессионные оказались самыми редкими. Доминирование тороидальных волн в наблюдениях может быть объяснено регулярностью появления волн с несколькими гармониками [Takahashi, Denton, 2007; Yamamoto et al., 2022], тогда как полоидальные и компрессионные волны обычно имеют только одну гармонику [Takahashi, McPherron, 1984].

Несмотря на то, что полученные пространственные распределения различны для разных видов волн, отдельных кластеров на диаграмме $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_a \rangle$ против $\langle b_{\parallel} \rangle / \langle b_r \rangle$ обнаружено не было (см. Рисунок 33). Смешанная поляризация является самой часто встречаемой в наблюдениях, показывая значимость процесса изменения поляризации во времени или в пространстве, а также сцепления мод.

Глава 5. Влияние геомагнитных условий и роль плазмопаузы

УНЧ-волны являются крупномасштабной частью комплексного взаимодействия волн с частицами в магнитосфере [Shi et al., 2022; Liu et al., 2022]. Эти взаимодействия становятся более активными во время магнитных бурь [Gonzalez et al., 1994] и суббурь [Акасофу, 1971]. Многоточечные спутниковые измерения подтверждают увеличение активности УНЧ-волн в магнитосфере во время геомагнитных возмущений [Le et al., 2017]. Более того, волны в диапазоне Pc5, генерируемые во время магнитных бурь (буревые волны), часто рассматриваются как отдельный класс пульсаций [Anderson, 1993; Pilipenko, 1990]. В работах [Mann et al., 2013, 2016] было высказано предположение, что буревые УНЧ-волны значительно влияют на динамику внешнего радиационного пояса через дрейфовый резонанс, включая образование третьего радиационного пояса. Геомагнитные возмущения часто рассматриваются в качестве источника УНЧ-волн (например, [Barfield, McPherron, 1972; Anderson, 1993; Yamakawa et al., 2022]). Будем считать, что волна наблюдается в спокойных условиях, если индекс SME, усреднённый за время её наблюдения, мал ($\langle \text{SME} \rangle \leq 100$ нТл), иначе ($\langle \text{SME} \rangle > 100$ нТл) считаем, что волна наблюдалась в возмущённое время.

С другой стороны, окружающая Землю и заполненная холодной плазмой область, называемая плазмосферой, также чувствительна к уровню геомагнитной активности [Lemaire, Gringauz, 1998]. На заре космической эры граница плазмосферы — плазмопауза — была обнаружена по наземным и спутниковым измерениям как резкое падение электронной концентрации при удалении от Земли [Грингауз и др., 1960; Carpenter, 1963]. Во время магнитных бурь плазмосфера сжимается и плазмопауза находится около $L = 2$. Более того, в это время спутником может наблюдаться несколько падений концентрации. Затем, в спокойное время, плазмосфера перезаполняется и плазмопауза расширяется до $L = 7$ и дальше. С другой стороны, радиальный профиль концентрации может быть гладким, без резкого падения между Землёй и магнитопаузой [Котова, 2007], а плазмосферный плюм усложняет геометрию плазмопаузы [Spasojević et al., 2003; Moldwin et al., 2004]. Хотя классическое определение плазмопаузы опирается на данные о концентрации холодных электронов или протонов, радиальное распределение более тяжелых ионов может значительно влиять на распределение ионной плотности (например, [Fraser et al., 2005; Nosé et al., 2018]).

Было замечено, что взаимодействие УНЧ-волн с энергичными частицами внутри плазмосферы и во внешней магнитосфере может иметь разную динамику [Takahashi et al., 2015; Nao et al., 2020]. Теоретические исследования рассматривают плазмопаузу в качестве

генератора альфвеновских волн [Leonovich, Mazur, 1995; Mager, Klimushkin, 2013; Леонович и др., 2019] или поверхностных волн [Chen, Hasegawa, 1974b; Ковнер и др., 1977]. Некоторые наблюдения также показали, что плазмопауза является особой областью для УНЧ-волн [Lanzerotti et al., 1973; Takahashi, Anderson, 1992; Liu et al., 2013; Ren et al., 2017; He et al., 2020].

Для анализа распределения УНЧ-волн в магнитосфере при разных геомагнитных условиях использовался набор данных из Главы 4. Они были дополнены 1-минутными данными о концентрации холодных электронов, вычисленными из частоты верхнегибридного резонанса [Kumamoto et al., 2018], для оценки положения плазмопаузы во время наблюдения волн.

Поскольку L -оболочки выше 8 наблюдаются только когда спутник находится на $|\text{MLAT}| > 30^\circ$, продольная структура волн может повлиять на рассматриваемые распределения L -MLT. В Главе 4 продольное распределение волн из данного набора рассматривается подробно. Ошибочная идентификация поляризации волны возможна около экватора из-за продольной структуры волн, но это не влияет на результаты, представленные в данной главе.

5.1 Положение плазмопаузы

Плазмопауза определялась по падению электронной концентрации n_e в 5 или более раз на расстоянии в $0,5 R_E$ [Carpenter, Anderson, 1992]. Кроме того, были введены верхний и нижний пределы величины n_e . Первое условие состоит в том, что значение n_e на внутренней границе интервала в $0,5 R_E$ должно быть больше 10 см^{-3} , потому что плазмосфера считается плотной областью. Второе условие указывает, что значение n_e на внешней границе интервала должно быть меньше 100 см^{-3} , чтобы исключить из рассмотрения скачки концентрации внутри плазмосферы [Carpenter, 1966]. Поскольку в случае присутствия плазмосферного плюма спутник может регистрировать несколько падений концентрации, удовлетворяющих этому условию, за один пролёт (путь от перигея до апогея или обратно), такие случаи были исключены из рассмотрения. Однако, из-за этого условия могут быть исключены и поверхностные волны на плазмопаузе, которые также проявляются в виде множественных скачков плотности [He et al., 2020].

Пример пересечения плазмопаузы спутником по данным n_e показан на Рисунке 35а. Падение концентрации вычисляется отдельно для пролёта к Земле и от Земли, для всех интервалов длиной $0,5 R_E$ с шагом $0,1 R_E$. Интервал длиной $0,5 R_E$, удовлетворяющий описанным выше условиям, является границей плазмосферы и показан серой областью на Рисунке 35а. Однако сама плазмопауза может быть уже, чем $0,5 R_E$, поэтому мы определяли интервал длиной $0,1 R_E$ с наибольшим градиентом концентрации внутри обнаруженного интервала длиной $0,5 R_E$. Благодаря этому положение плазмопаузы определяется более точно (красная пунктирная линия на Рисунке 35а).

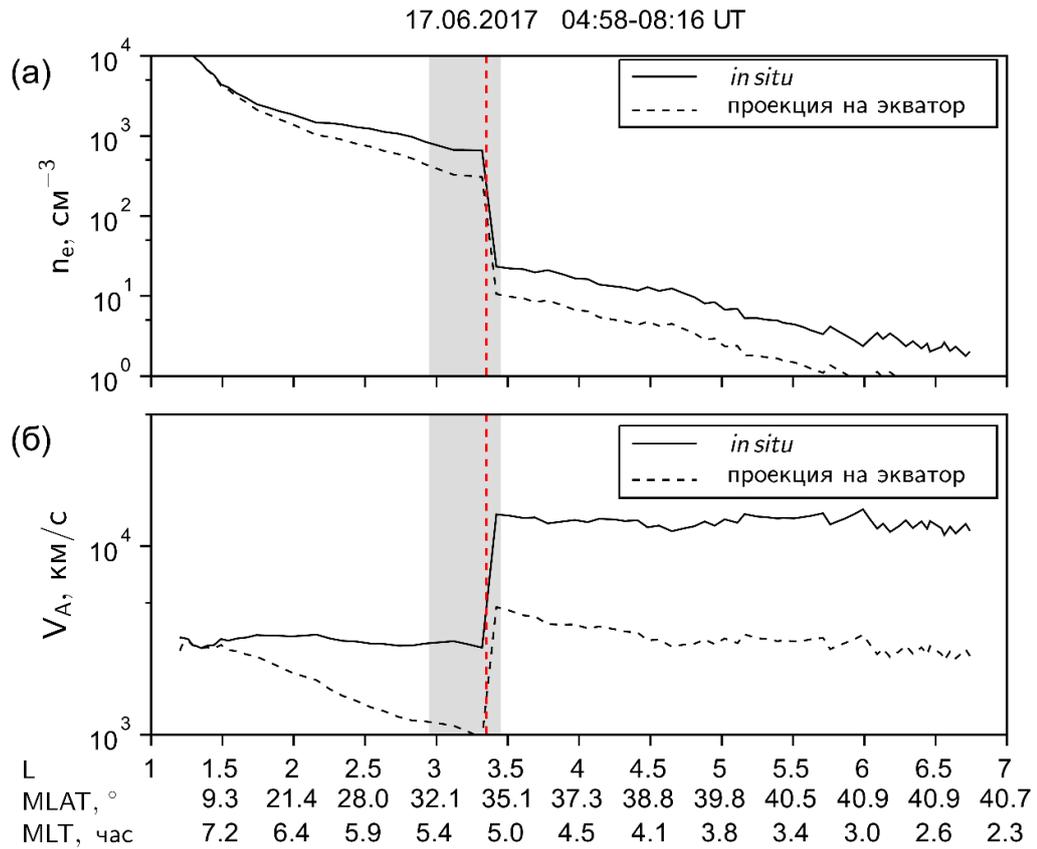


Рисунок 35. Пример пересечения плазмопаузы по данным (а) электронной концентрации n_e и (б) альфвеновской скорости V_A за 17 июня 2017 г. Сплошными линиями показаны исходные *in situ* измерения, а пунктирными — проекции на геомагнитный экватор при $A = 2$. Вертикальные красные пунктирные линии указывают выявленное положение плазмопаузы, $L_{PP} = 3,3$. Серая область — интервал $0,5 R_E$, для которого выполняются условия обнаружения плазмопаузы.

Для сравнения данных разных спутников между собой и с теоретическими представлениями удобно проецировать результаты измерений концентрации вдоль силовой линии на геомагнитный экватор. На Рисунке 35 сплошной линией показаны *in situ* измерения спутника Arase, когда он поднимался до $\theta = 40^\circ$, а пунктирной линией — в проекции на экватор. Для проецирования измерения силовые линии считались дипольными. Таким образом, концентрация изменяется вдоль силовой линии как

$$n_e = n_{eq} \cos^{-2A} \theta, \quad (33)$$

а магнитное поле вдоль силовой линии описывается как

$$B = B_{eq} \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}}{\cos^6 \theta}, \quad (34)$$

где индекс «*eq*» означает значения на геомагнитном экваторе, а A — показатель степени, определяющий уменьшение концентрации при удалении от Земли [Cummins et al., 1969]. В результате легко получить зависимость альфвеновской скорости от магнитной широты:

$$V_A = V_{Aeq} \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}}{\cos^{6-A} \theta}. \quad (35)$$

Предыдущие исследования приводили самые разные величины A , от 1 внутри плазмосферы до 4 вне её [Takahashi et al., 2004; Orr, Matthew, 1971]. Далее будем использовать среднее значение $A = 2$, поскольку рассматриваем область пересечения плазмопаузы, а разница в положении плазмопаузы при $A = 0$ и $A = 4$ остаётся на уровне погрешности измерения [Takahashi, Denton, 2021b].

Отметим, что это довольно простая модель и существуют более точные эмпирические формулы зависимости концентрации от магнитной широты (например, [Ozhogin et al., 2012; Kotova et al., 2015]). Однако для целей данной работы простая модель является достаточной.

Альфвеновская скорость может быть более удобным параметром для определения плазмопаузы при изучении УНЧ-волн, однако сложность её использования заключается в точном определении плотности ионов. Измерения потоков частиц *in situ* на космических аппаратах зачастую ограничены снизу энергиями в несколько эВ, из-за чего холодные частицы, составляющие большую часть плазмы в магнитосфере, оказываются вне рассмотрения. В случае с электронами эту проблему удаётся решить, вычисляя полную концентрацию по наблюдениям частоты верхнегибридного резонанса, однако для ионной составляющей этот метод пока слабо применим. В простейшем случае используется приближение протонной плазмы, т.е. все ионы являются протонами. Это приближение имеет смысл для измерений в спокойной геомагнитной обстановке [Nosé et al., 2015]. Тогда, в приближении квазинейтральности, плотность вычисляется как $\rho \approx m_p n_e$, где m_p — масса протона. Рисунок 35б показывает профиль альфвеновской скорости для *in situ* измерений и проекции на экватор.

К сожалению, данные по концентрации не всегда доступны, поэтому возникает необходимость оценки положения плазмопаузы с помощью эмпирических моделей. Первые модели положения плазмопаузы использовали единственный входной параметр в виде какого-либо индекса геомагнитной активности [Carpenter, Anderson, 1992; Moldwin et al., 2002]. В данной работе используется более современная модель New Solar Wind-driven Global Dynamic Plasmapause (NSW-GDP), построенная на данных о положении плазмопаузы с 18 космических аппаратов, действовавших с 1977 по 2015 гг. и учитывающая зависимость от MLT, геомагнитных индексов SYM-H и AE, а также скорости солнечного ветра и B_z ММП [Zhang et al., 2017; He et al., 2017]. На Рисунке 36а показано сравнение положений плазмопаузы, определённых по измерениям n_e спутником Arase с марта 2017 г. по декабрь 2020 г. и по модели NSW-GDP для того же промежутка времени. Хотя в отдельных случаях ошибка определения положения плазмопаузы достигает $3 R_E$, в целом результаты модели соответствуют точности, заявленной авторами.

На момент проведения исследования данные индекса АЕ были доступны только по март 2019 г., поэтому было решено заменить индекс АЕ на индекс SME во входных параметрах модели. Рисунок 36б показывает результаты сравнения значений АЕ и SME за время наблюдения УНЧ-волн в период с марта 2017 г. по март 2019 г. Для рисунка были использованы максимальные значения индексов в интервале 1–18 часов до рассматриваемого события, поскольку именно в таком виде индекс АЕ входит в модель. Видно, что такая замена является легитимной в большинстве случаев, однако иногда ошибка может быть значительной и достигать 1000 нТл. Кроме того, в среднем индекс SME больше индекса АЕ на 41 ± 94 нТл, что соответствует заключению из работы [Bergin et al., 2020] о недооценке индексом АЕ величины возмущения аврорального электроджета из-за неравномерного пространственного покрытия станций, тогда как SME лишён этого недостатка. Более высокое значение индекса должно приводить к занижению оценки положения плазмопаузы по модели NSW-GDP, однако это отклонение не заметно на Рисунке 36а.

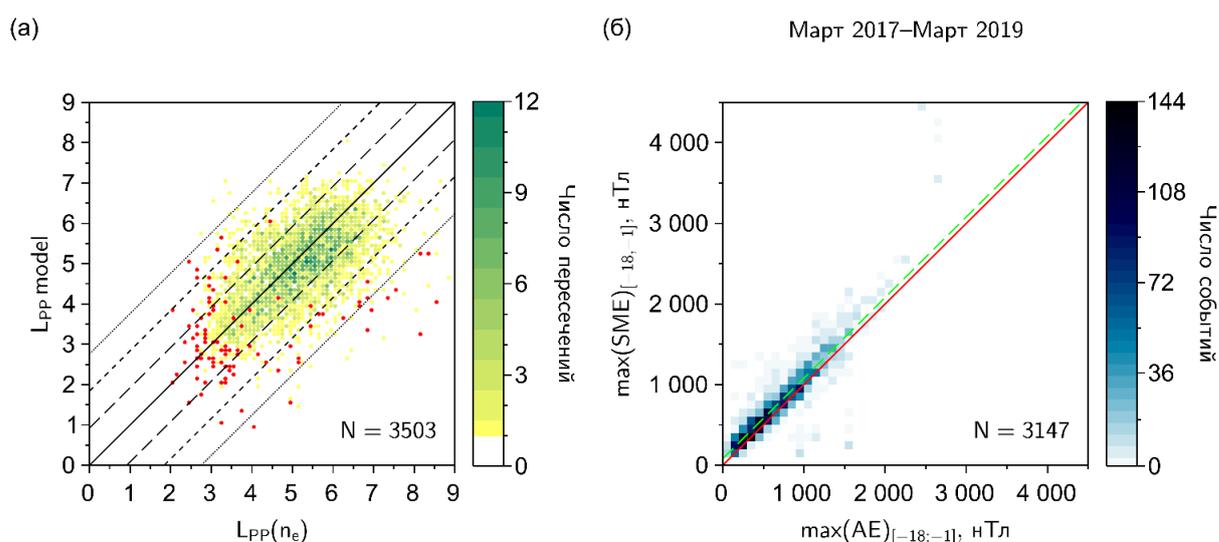


Рисунок 36. (а) Сравнение положения плазмопаузы по данным электронной концентрации со спутника Arase $L_{PP}(n_e)$ и по модели NSW-GDP $L_{PPmodel}$ с марта 2017 г. по декабрь 2020 г. Красные точки обозначают случаи, когда входные параметры выходили за пределы применимости модели. Чёрная сплошная линия показывает $L_{PP}(n_e) = L_{PPmodel}$, а чёрные пунктирные линии с разным шагом являются одним, двумя и тремя стандартными отклонениями, соответственно. Величина N в правом нижнем углу показывает количество пересечений плазмопаузы за рассматриваемый период времени. (б) Сравнение максимальных значений индексов АЕ и SME за 1–18 часов до наблюдения волны по данным спутника Arase с марта 2017 г. по март 2019 г. Красная линия показывает $AE = SME$. Зелёная пунктирная линия показывает величину среднего отклонения SME от АЕ. Величина N в правом нижнем углу показывает количество волн, использованных для этого анализа.

В период с марта 2017 г. по декабрь 2020 г. Arase совершил 6933 пролёта от Земли и к Земле, и данные об электронной концентрации отсутствовали лишь в 134 из них. Были обнаружены 3516 пересечений плазмопаузы (~50% пролётов), чьё распределение показано на Рисунке 37б. Это распределение неоднородно из-за естественной асимметрии день-ночь, отмеченной в работах [Gringauz, Bezrukikh, 1976; Carpenter, Anderson, 1992] и исключения случаев множественных падений концентрации из-за присутствия плазмосферного плюма, который чаще всего наблюдается в вечернем секторе магнитосферы. Неоднородность распределения пересечений плазмопаузы, искусственное исключение поверхностных волн на плазмопаузе и наличие пересечений лишь в половине пролётов заставляет использовать модель NSW-GDP для исследования распределения частоты появления волн относительно положения плазмопаузы.

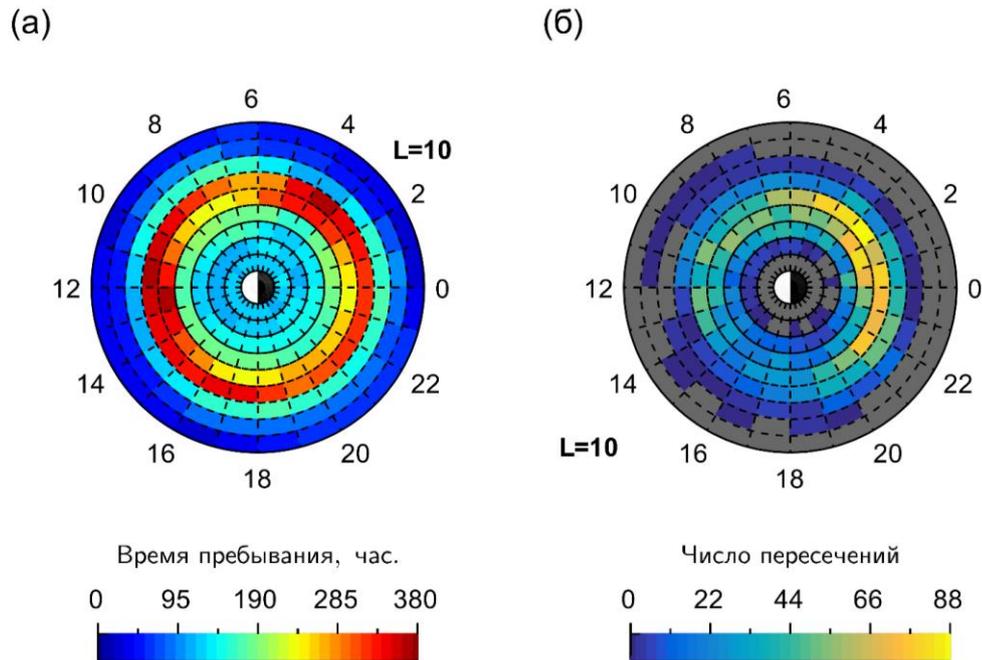


Рисунок 37. Статистика спутника Arase с марта 2017 г. по декабрь 2020 г. в плоскости L -MLT: (а) время пребывания спутника и (б) пересечения плазмопаузы по данным электронной концентрации.

Для анализа УНЧ-волн в диапазонах Pc4 и Pc5 в Главе 4 область исследования была ограничена снизу $L = 4$, однако в возмущённых геомагнитных условиях плазмопауза может оказаться к Земле ближе, чем эта граница. Но, поскольку большую часть изучаемого промежутка времени геомагнитные условия были спокойными, а среднее положение плазмопаузы составляет $5,1 \pm 1,1 R_E$, это ограничение не скажется на результатах работы.

5.2 Тороидальные волны

Рисунок 38 демонстрирует разницу между частотой появления волн в спокойное и возмущённое время. Рисунки 38а и 38д показывает распределение времени пребывания спутника в возмущённых и спокойных геомагнитных условиях, соответственно. В обоих случаях распределение близко к равномерному по MLT. Количество часов наблюдений также приблизительно равно. Отметим, что для вычисления частоты появления волн использовалось полное время пребывания спутника в ячейке (см. Рисунок 37а). На распределениях частоты появления показаны модельная плазмопауза (пурпурная линия) и отсылка к плазмопаузе, определённой по электронной концентрации (жёлтая пунктирная линия). Видно, что модельная плазмопауза близка к реальной.

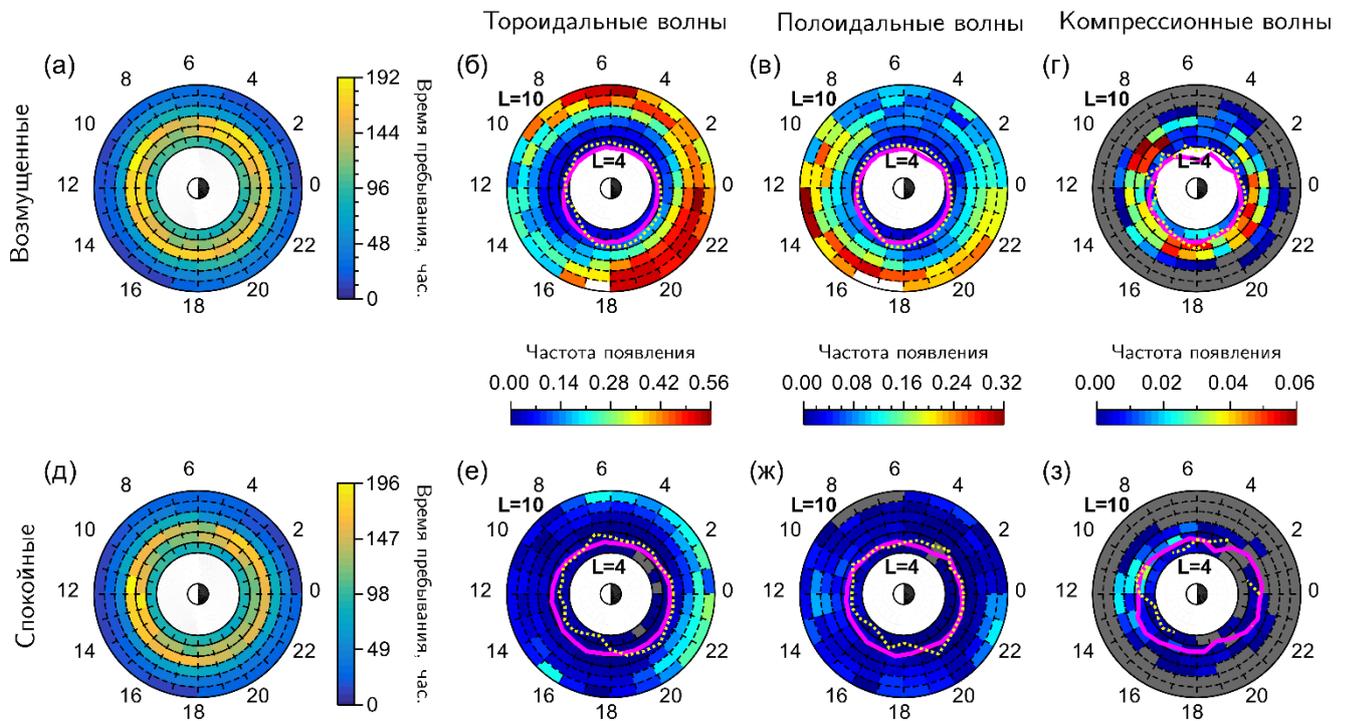


Рисунок 38. Время пребывания спутника Arase в плоскости L -MLT при (а) возмущённых, $\langle \text{SME} \rangle > 100$ нТл, и (д) спокойных, $\langle \text{SME} \rangle \leq 100$ нТл, геомагнитных условиях. Частота появления (б,е) тороидальных, (в,ж) полоидальных и (г,з) компрессионных волн в возмущённое и спокойное время. Пурпурная линия соответствует среднему положению плазмопаузы, вычисленному по модели NSW-GDP, а жёлтая пунктирная линия — полученному по измерениям электронной концентрации.

В возмущённое время тороидальные волны имеют очень большую частоту появления, особенно в вечернем и предполуночном секторах (Рисунок 38б), но она резко падает около

$L = 6$ в вечерне-ночном секторе, что на $1 R_E$ дальше, чем среднее положение плазмопаузы $L_{PP} = 5,1$. Частота появления становится гораздо меньше в спокойное время, и область её максимума смещается наружу на $\sim 1 R_E$, следуя за расширением плазмосферы (Рисунок 38е). Положение плазмопаузы не совпадает с областью падения частоты появления в точности и зазор в $\sim 1 R_E$ между этими двумя областями сохраняется.

Пространственное распределение тороидальных волн в спокойное время (Рисунок 38е) имеет максимумы в предполуночном секторе около $L = 9-10$ и около $MLT = 6$ час. Последнее увеличение вероятно связано с внешними источниками, такими как неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на магнитопаузе, и не имеет сильной зависимости от геомагнитных условий. Предполуночный максимум частоты появления соответствует области суббуревых инъекций, но этот максимум остаётся и при спокойных геомагнитных условиях. Это могут быть тороидальные волны, наблюдаемые вскоре после слабой суббури, которая инжектировала небольшое облако протонов на $L = 7-10$. Небольшая продолжительность возмущения может привести к $\langle SME \rangle \leq 100$ нТл во время наблюдения волны. В то же время природа тороидальных волн около $MLT = 0-4$ час. не ясна. Эти волны могут быть связаны с дрейфовым резонансом с инжектированными суббурей электронами [Zolotukhina et al., 2008; Hori et al., 2018] или с неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца [Zhang et al., 2022].

Рисунок 39а-г показывает, что почти все тороидальные волны в послеполуночном секторе относятся к диапазону Pc5. В результате, генерация этих волн неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца выглядит более убедительной, учитывая, что в предыдущих работах сообщалось о наблюдении волн Pc5, возбуждённых этой неустойчивостью в утреннем секторе [Nosé et al., 1995; Shi et al., 2020; Zhang et al., 2022]. Другие тороидальные волны Pc5 на дневной и вечерней стороне на больших L -оболочках тоже могут быть возбуждены неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца [Kozyreva et al., 2019; Blasl et al., 2022], но направление ММП вдоль магнитопаузы стабилизирует эту неустойчивость [Mishin, 1981; Nykyri, 2013].

Тороидальные Pc4 волны имеют меньшую частоту появления, чем Pc5. Буревые Pc4 волны (Рисунок 39а) имеют место в той же области, что и буревые Pc5 волны (Рисунок 39в) и в основном в предполуночном секторе, поддерживая идею о возбуждении волн с несколькими гармониками. В спокойное время волны Pc4 концентрируются в предполуночном секторе (Рисунок 39б).

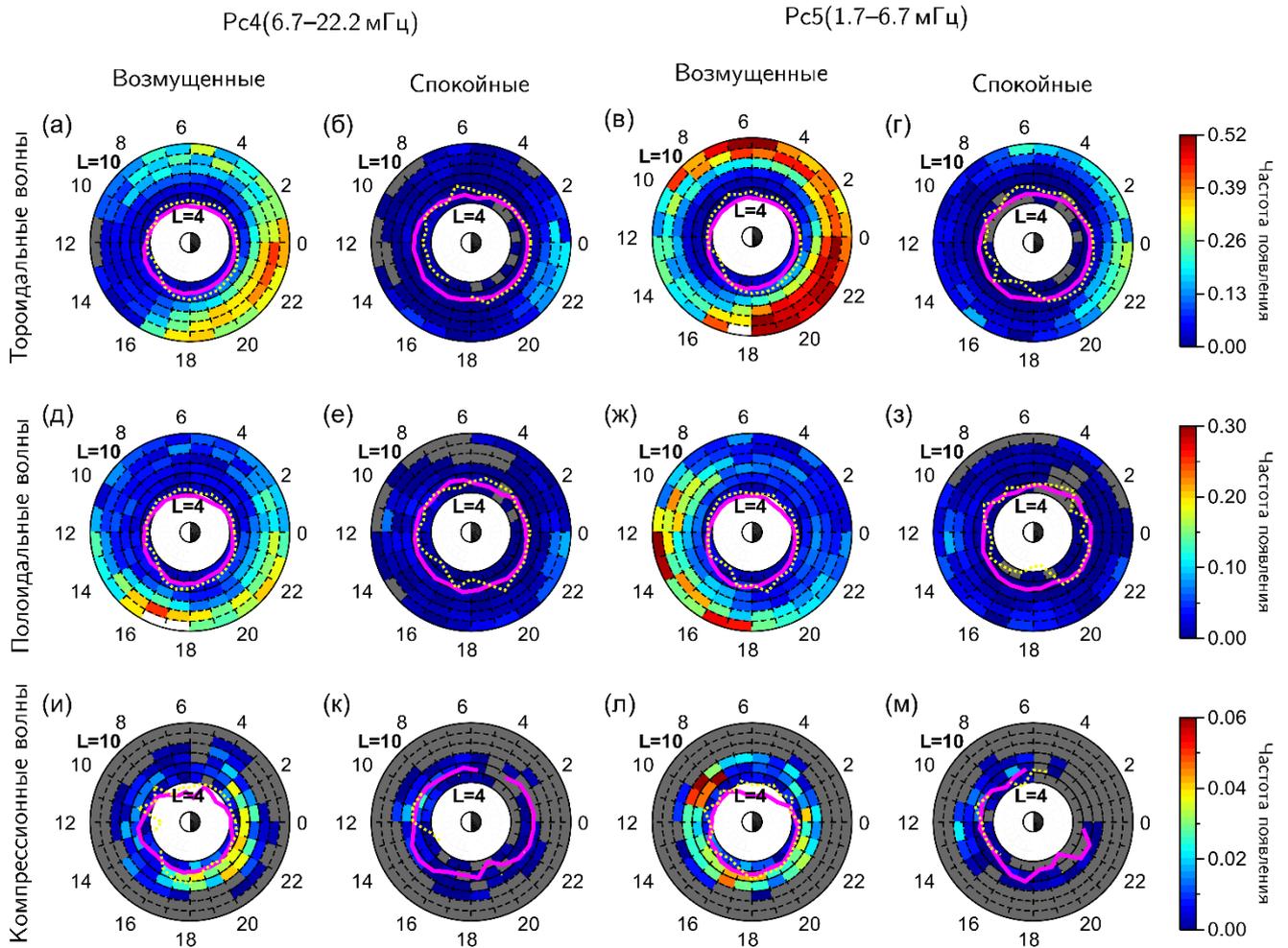


Рисунок 39. Пространственное распределение (а–г) тороидальных, (д–з) полоидальных и (и–м) компрессионных волн в диапазонах Pc4 и Pc5. Волны Pc4 в геомагнитно (а, д, и) возмущённых условиях, $\langle \text{SME} \rangle > 100$ нТл, и (б, е, к) спокойных условиях, $\langle \text{SME} \rangle \leq 100$ нТл. Волны Pc5 в (в, ж, л) возмущённых и (г, з, м) спокойных условиях.

5.3 Полоидальные волны

Зависимость частоты появления полоидальных волн от уровня геомагнитной активности почти совпадает с таковой у тороидальных волн. Большинство полоидальных волн наблюдаются в возмущённое время вдоль пути дрейфа ионов (Рисунок 38в). Локализация полоидальных волн на $L = 7–10$ совпадает с областью внешнего, направленного на запад кольцевого тока [Ganushkina et al., 2018]. Усиление кольцевого тока ионами, инжектированными из хвоста магнитосферы при высоком уровне геомагнитной активности, приводит к интенсивному возбуждению УНЧ-волн (Рисунок 38в).

Полоидальные волны в спокойное время имеют меньшую частоту появления, но два локальных максимума чётко видны на Рисунке 38ж. Один из них находится в предполуночном секторе и волны в этом секторе могут быть связаны с суббуревыми инжекциями. Однако в

спокойное время никаких суббуравых инъекций быть не должно. Возможно, что такие полоидальные волны, также как и тороидальные в той же области, возбуждаются облаком протонов, которое инжектировано слабой суббуравой и дрейфует на запад на восстановительной фазе суббури. Таким образом, дрейфовый резонанс всё ещё может генерировать полоидальные и тороидальные волны, однако из-за малого количества инжектированных частиц и, вероятно, меньшей энергии такие облака распадаются до достижения $MLT = 18$ час.

Область высокой частоты появления полоидальных волн в предполуночном секторе уменьшается при спокойных условиях и концентрируется на высоких L -оболочках. Этому максимуму частоты появления в основном соответствуют волны Pc4 (Рисунок 39е).

Максимум частоты появления полоидальных волн на дневной стороне сохраняется на тех же L -оболочках и не реагирует на расширение плазмосферы. Этот результат демонстрирует, что дневные полоидальные волны возбуждаются внешними источниками независимо от геомагнитных условий. Эти волны преимущественно относятся к диапазону Pc5 (Рисунок 39ж), что согласуется с предыдущими исследованиями отдельных случаев наблюдения полоидальных волн. С другой стороны, в работах [Korotova et al., 2016; Takahashi et al., 2018a] сообщалось о долгоживущих полоидальных волнах в диапазонах Pc4 и Pc5 на дневной стороне в спокойное время, но Рисунки 39е и 39з показывают лишь небольшое увеличение частоты появления в этом секторе. Авторы тех работ пришли к заключению, что наблюдавшиеся волны являлись второй гармоникой альфвеновского резонанса, возбуждённой внутренними неустойчивостями. Частота альфвеновского резонанса увеличивается к Земле, покрывая и диапазон Pc5, и диапазон Pc4. Таким образом, могут иметь место несколько других возможных механизмов возбуждения полоидальных волн на дневной стороне.

Распределение давления плазмы имеет резкое падение при $L > 6$ на ночной стороне, а магнитная буря или суббура делает этот градиент давления ещё круче [Кирпичев, Антонова, 2011, 2018]. В свою очередь, большое β и крутой градиент давления плазмы могут удовлетворить условие баллонной неустойчивости. Баллонные моды являются результатом сцепления альфвеновской волны и ММЗ в МГД [Vetoulis, Chen, 1994], и альфвеновской волны и ДКМ в кинетике [Klimushkin et al., 2012]. Возбуждённые волны могут быть или полоидальными, или компрессионными в диапазонах Pc4 и Pc5. МГД-симуляция фазы роста суббури, показанная в работе [Sorathia et al., 2020], демонстрирует одновременную работу внешней неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и внутренней баллонной неустойчивости. Во время фазы роста может ещё выполняться условие $\langle SME \rangle \leq 100$ нТл, но, как показано в симуляции, баллонная неустойчивость уже работает и может быть ответственна за появление полоидальных волн в спокойное время около полуночи (см. Рисунок 38ж).

5.4 Компрессионные волны

Частота появления компрессионных волн в возмущённых условиях (Рисунок 38г) имеет две области возрастания в распределении L -MLT: в предполуденном (MLT = 09–12 час.) и вечерне-полуночном секторах (MLT = 16–01 час.) на $L = 4–7$. Первое возрастание не зависит от положения плазмопаузы и геомагнитных условий, подтверждая его внешнее происхождение, тогда как второе полностью исчезает в спокойное время (Рисунок 38з), подтверждая его отношение к буревым пульсациям. Хотя частота появления компрессионных волн мала, можно заключить, что компрессионные волны возбуждаются только непосредственным внешним воздействием, либо во время геомагнитных возмущений. Мы не обнаружили зависимости распределения частоты появления компрессионных волн от положения плазмопаузы.

Дневные компрессионные волны в основном являются волнами Pc5 (Рисунок 39л), тогда как частота появления буревых пульсаций в диапазонах Pc4 и Pc5 почти совпадает (Рисунки 39и и 39л). Количество компрессионных волн в спокойное время настолько мало, что мы не обнаружили волн в некоторых часах MLT в полуночно-утреннем секторе (Рисунки 39к и 39м). В работе [Костарев, Магер, 2017] показано, что ДКМ могут распространяться на восток, когда образуется инверсное распределение горячих электронов, но известно лишь несколько наблюдений, указывающих на такой сценарий [Челпанов и др., 2019].

Ночная магнитосфера, особенно во время суббуревых инжекций, характеризуется увеличением параметра β [Antonova et al., 2014]. Когда $\beta \geq 1$, могут возбуждаться ДЗМ и ДКМ, что было показано в работах [Soto-Chavez et al., 2019; Takahashi et al., 2022]. Наилучшие условия для возбуждения компрессионной волны (большое β и анизотропия давления) формируются около магнитного экватора [Cooper et al., 2021], в соответствии с результатами наблюдений на Рисунке 38г.

5.5 Зависимость частоты волны от геомагнитных условий

Пространственное распределение частоты волны может быть ключом к пониманию механизма генерации УНЧ-волн в магнитосфере. Хотя разделение наблюдавшихся волн на волны диапазонов Pc4 и Pc5 уже показывает некоторые важные зависимости (см. Рисунок 39), необходимо исследовать распределение частоты волны в деталях. Для каждого волнового события вычислялась средняя частота волны $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ (см. Раздел 2.4). Такой подход имеет ограничение для долгоживущих волн, генерируемых вследствие альфвеновского резонанса, у которых частота зависит от L -оболочки, и других волн, чья частота изменяется во времени или пространстве. Для анализа частоты волны будем рассматривать частоты всех гармоник, а не среднюю частоту одной волны с несколькими гармониками. Рисунок 40 показывает пространственные распределения $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ для тороидальных, полоидальных и компрессионных

волн в возмущённых ($\langle \text{SME} \rangle > 100$ нТл) и спокойных ($\langle \text{SME} \rangle \leq 100$ нТл) геомагнитных условиях. В отличие от предыдущих пространственных распределений, для Рисунка 40 использовалось среднее положение спутника во время наблюдения волны: средняя L -оболочка и среднее MLT. Различие между распределениями в возмущённое и спокойное время видно для всех видов волн (Рисунок 40).

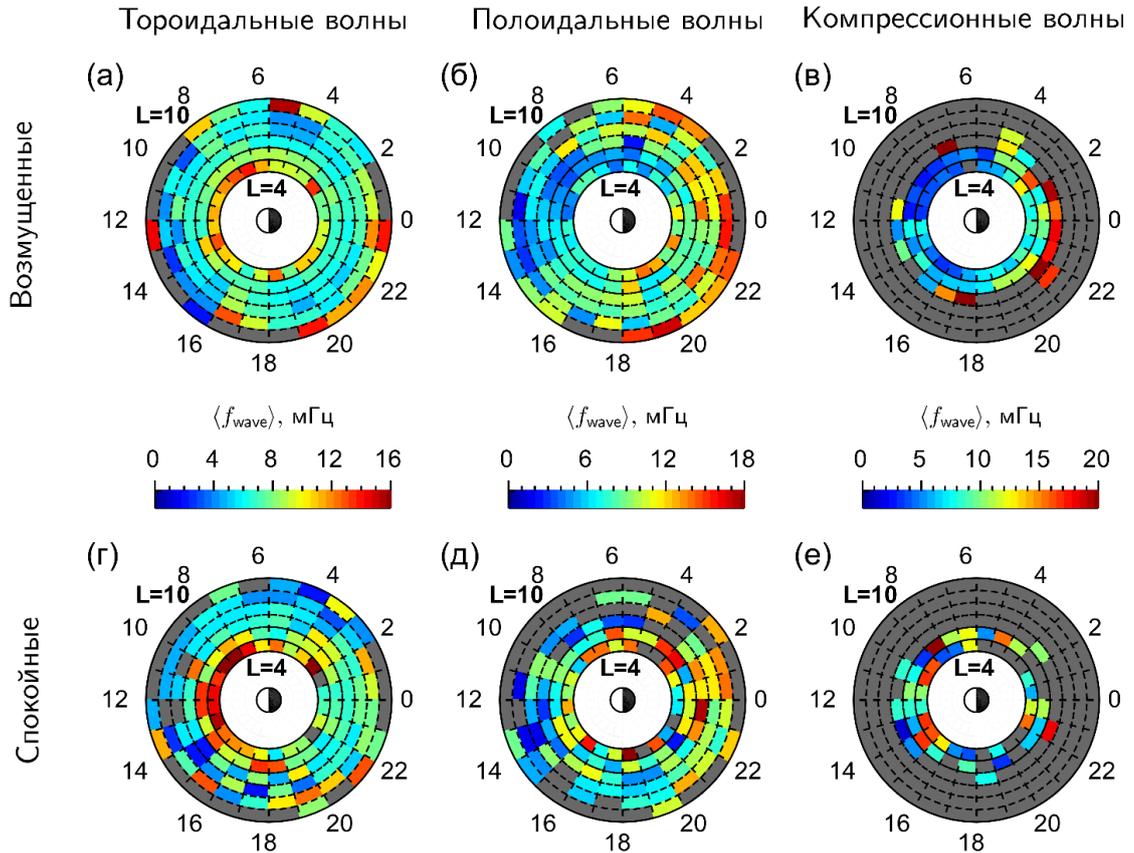


Рисунок 40. Пространственное распределение средней частоты волны $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ для (а,г) тороидальных, (б,д) полоидальных и (в,е) компрессионных волн во время (а-в) возмущённых, $\langle \text{SME} \rangle > 100$ нТл, и (г-е) спокойных, $\langle \text{SME} \rangle \leq 100$ нТл, геомагнитных условий.

Тороидальные волны обладают признаком альфвеновского резонанса — $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ растёт к Земле (Рисунок 40а, г). Эта особенность наиболее очевидна в дневной магнитосфере, где БМЗ от магнитопаузы приводит к резонансу [Walker, 2002; Мазур, 2010]. Высокая $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ на $L = 9-10$ в вечерне-полуночном секторе в возмущённое время может быть результатом наблюдения волн с несколькими гармониками. Обычно более высокие гармоники наблюдаются около апогея орбиты спутника и имеют меньшую продолжительность [Takahashi et al., 2015]. Следовательно, значение L , усреднённое за время наблюдения гармоника, увеличивается с ростом номера гармоника, что приводит к более высокой $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ на высоких L -оболочках.

Можно предположить, что $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ должна резко уменьшаться на низких L -оболочках в спокойное время из-за расширения плазмосферы. Высокая плотность плазмы внутри плазмосферы приводит к низкой альфвеновской скорости [Kim et al., 2018] и, таким образом, низкой собственной частоте альфвеновской волны [Fraser et al., 1988; Menk et al., 2014]. На удивление, Рисунок 40г демонстрирует, что $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ на $L = 4-5$ выше в спокойное время, чем в возмущённое, когда среднее положение плазмопаузы на дневной стороне составляет $\sim 6 R_E$ и $\sim 4,5 R_E$ соответственно (см. Рисунок 38б, е). По-видимому, это является доказательством резонанса на плазмопаузе, где радиальное распределение собственной частоты альфвеновских волн имеет максимум [Leonovich, Mazur, 1995; Mager et al., 2018]. Отметим, что это объяснение относится только к дневным тороидальным волнам, которые имеют явный признак альфвеновского резонанса, тогда как распределение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ тороидальных волн на ночной стороне требует более пристального изучения.

Распределение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ полоидальных волн не имеет явного характера альфвеновского резонанса, и только распределение событий в спокойное время содержит намёк на него (Рисунок 40д). В спокойное время $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ увеличивается на $L = 4-6$, делая рост частоты волны к Земле более явным, но не настолько, как у тороидальных волн. Вероятно, разные источники энергии у тороидальных и полоидальных волн вызывают такую разницу в свойствах альфвеновского резонанса, но изменение поляризации также может быть важно [Mager, Klimushkin, 2021]. Главной особенностью для полоидальных волн является уменьшение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ от полуночного к полуденному сектору (Рисунок 40б, д). Распределение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ тороидальных волн является более равномерным, чем полоидальных, вероятно, из-за влияния давления плазмы на собственную частоту полоидальных альфвеновских волн. Высокое давление плазмы увеличивает частоту полоидальных волн, которая превосходит частоту тороидальных волн, а низкое давление плазмы оставляет частоту полоидальных волн ниже, чем у тороидальных (см. Раздел 1.1). В работе [Antonova et al., 2014] показано, что β , характеризующая влияние давления плазмы на собственную частоту полоидальной волны, на определённой L -оболочке имеет наибольшее значение на ночной стороне и наименьшее — на дневной. Этот факт может объяснить главную особенность распределения $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ полоидальных волн.

Пространственное распределение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ компрессионных волн в спокойных геомагнитных условиях выглядит хаотичным из-за малого числа событий (Рисунок 40е). Рисунок 40в показывает распределение $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ в возмущённое время с двумя явно разделяемыми областями: низкочастотными волнами Pc5 на MLT = 05–12 час. и высокочастотными волнами Pc4 на MLT = 18–05 час. Низкая частота первых соответствует некоему прямому возбуждению из солнечного ветра, например импульсами давления [Zhao et al., 2022], но можно было бы ожидать, что генерируемые извне волны должны быть видны в

распределениях и в возмущенное, и в спокойное время. Вторые, высокочастотные, волны соответствуют буревым пульсациям, но считалось, что они охватывают диапазон Pc5 [Anderson et al., 1990; Takahashi, Anderson, 1992]. С другой стороны, геомагнитные возмущения в рассматриваемый промежуток времени вызваны по большей части суббурями, а не магнитными бурями (см. Рисунок 23). Можно предположить, что меньшее количество инжектированных частиц приводит к меньшему пространственному масштабу возмущений плазмы и более высокочастотным колебаниям магнитного поля.

Ранее исследования распределения частоты волны в магнитосфере проводились редко и выборочно. Можно выделить несколько работ, в которых использовались данные спутников THEMIS и Van Allen Probes. При изучении пространственного распределения частоты тороидальных и полоидальных волн в работе [Liu et al., 2009] была обнаружена асимметрия между утренним и вечерним секторами: средняя частота волн в утреннем секторе была вдвое больше, чем в вечернем. В работе [Sandhu et al., 2018] оценивалась собственная частота альфвеновского резонанса, и исследовалось её пространственное распределение для разных уровней геомагнитной активности. Авторы обнаружили общее уменьшение собственной частоты при возрастании геомагнитной активности и связали этот результат скорее с изменениями магнитного поля, чем с изменениями плотности плазмы.

Результаты, представленные на Рисунке 40, имеют несколько отличий от полученных в более ранних работах. Во-первых, у распределений $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ для тороидальных и полоидальных волн не наблюдается асимметрии утро-вечер. Поскольку авторы работы [Liu et al., 2009] не привели никаких объяснений этой асимметрии, представляется затруднительным найти причины этого различия между нашими работами. Во-вторых, имеется количественное и, на ночной стороне, качественное отличие распределений $\langle f_{\text{wave}} \rangle$, полученных в настоящей работе, и распределений собственной частоты альфвеновского резонанса из работы [Sandhu et al., 2018]. Вероятно, эти различия вызваны моделью, использовавшейся в работе [Sandhu et al., 2018], которая не учитывает суббуревую активность и влияние давления плазмы. Кроме того, насколько мне известно, ранее не проводились статистические исследования распределений частоты компрессионных волн.

5.6 Влияние положения плазмопаузы на распределение УНЧ-волн

Ранее, в работе [Dai et al., 2015], была показана зависимость области наблюдений полоидальных волн Pc4 от расстояния до плазмопаузы. Авторы обнаружили два максимума: на плазмопаузе и в $1-1,5 R_E$ наружу от неё. Рисунок 41 подтверждает наличие зазора в $1-2 R_E$ между максимумом частоты появления полоидальных волн Pc4 и положением плазмопаузы. Поскольку в работе [Dai et al., 2015] было отмечено, что их результаты могут быть

скомпрометированы двумя частными случаями, подробно разобранными в работе [Takahashi et al., 2018a] и в Разделе 3.1, можно предположить, что максимум на плазмопаузе появился из-за магнитной бури, произошедшей в исследуемый период времени (октябрь 2012 г.–июль 2014 г.). Тогда как в настоящей работе, использующей спокойный временной интервал 2017–2020 гг. и три обзора всех MLT, не обнаружено усиления волновой активности на плазмопаузе.

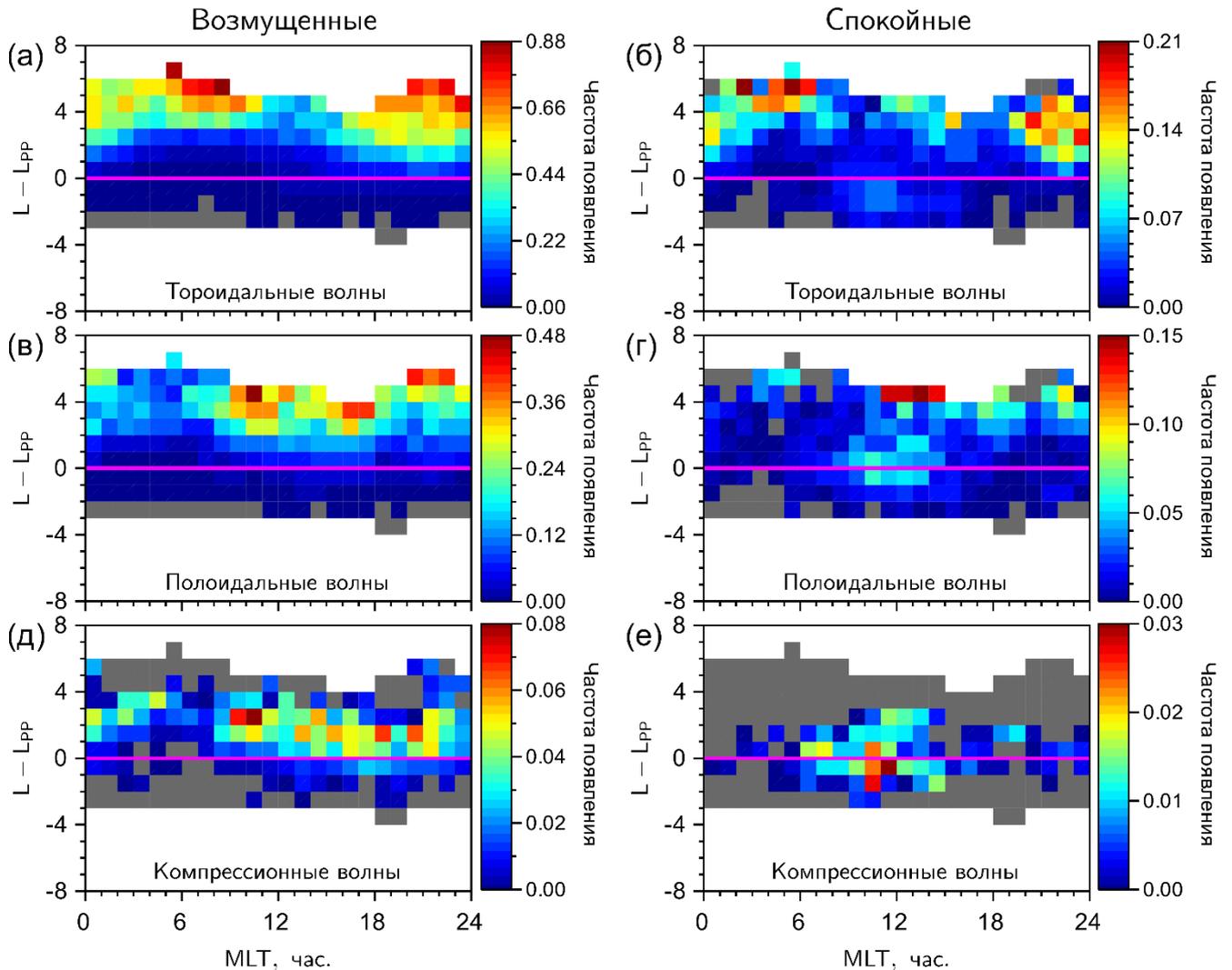


Рисунок 41. Зависимость частоты появления УНЧ-волн от MLT относительно положения плазмопаузы L_{pp} (пурпурная линия), полученного по модели NSW-GDP. Результаты для (а, б) тороидальных, (в, г) полоидальных и (д, е) компрессионных волн при (а, в, д) возмущённых и (б, г, е) спокойных геомагнитных условиях.

Рисунок 41 показывает частоту появления волн всех трёх типов относительно положения плазмопаузы L_{pp} , полученного по модели NSW-GDP. Использование модельной плазмопаузы вместо определённой по измерениям электронной концентрации связано с азимутальной асимметрией распределения найденных пересечений плазмопаузы и вероятным искусственным

исключением поверхностных волн на плазмопаузе из-за запрета на многократные скачки плотности при определении положения плазмопаузы (см. Раздел 5.1). Сравнивая наблюдения в спокойных и возмущённых геомагнитных условиях, видно, что некоторые области с высокой частотой появления сохраняют своё расположение относительно L_{PP} , тогда как другие перемещаются ближе к L_{PP} . Это означает, что первые смещаются вместе с расширением/сжатием плазмосферы, а последние не зависят от движений плазмопаузы. Распределения тороидальных и полоидальных волн в вечернем и ночном секторах имеют зазор в $1-2 R_E$ и в спокойных и в возмущённых условиях (Рисунок 41а-г). Дневные полоидальные и компрессионные волны имеют аналогичный зазор в возмущённое время, но оказываются на плазмопаузе в спокойное время. Можно предположить, что поперечные волны в вечернем и ночном секторах возбуждаются внутренними источниками, а дневные волны — внешними.

В работе [Sandhu et al., 2021] исследовалась роль магнитопаузы и плазмопаузы в усилениях мощности УНЧ-волн на дневной стороне по наблюдениям миссии Van Allen Probes в течение 6 лет. Было обнаружено, что положение магнитопаузы, связанное со сжатием магнитосферы во время главной фазы бури, гораздо важнее для радиального распределения мощности УНЧ-волн, чем положение плазмопаузы. Более того, авторы той работы не обнаружили никакого «барьера» для УНЧ-волн в области плазмопаузы, что противоречило предыдущим результатам, полученным в спокойное время [Hartinger et al., 2010]. Данное заключение от авторов работы [Sandhu et al., 2021] выглядит сомнительным, поскольку они исследовали распределение мощности УНЧ-волн только за пределами плазмопаузы. Можно предположить, что зазор между L_{PP} и увеличением мощности УНЧ-волн должен совпасть с зазором между L_{PP} и увеличением частоты появления УНЧ-волн, обнаруженном в настоящей работе. Такой зазор действительно имеется в результатах [Sandhu et al., 2021] во время начальной и главной фаз магнитной бури и имеет величину $2-2,5 R_E$, но этот эффект незаметен на фоне изменения мощности УНЧ-волн на разных фазах бури.

В действительности, возбуждаемые внутренними источниками УНЧ-волны зависят от распределения плотности ионов, а не распределения электронной концентрации. Увеличение ионной плотности в узком диапазоне L -оболочек, вызванное локальным усилением потока тяжелых ионов [Fraser et al., 2005], может объяснить зазор между положением плазмопаузы и областью высокой частоты появления тороидальных и полоидальных волн (см. Рисунок 41). Кислородный тор является примером такого усиления [Nosé et al., 2015, 2018, 2020].

Статистическое исследование взаимодействия волн Pc4–5 с холодными электронами плазмосферы, выполненное в работе [Ren et al., 2019], показало увеличение частоты появления волн от Земли в диапазоне $L = 4-7$. Наибольшая частота появления волн следует вдоль пути дрейфа ионов от полуночи до полудня в соответствии с результатами на Рисунке 38в. Такая

асимметрия утро-вечер может быть интерпретирована за счёт плазмосферного плюма [Goldstein, 2006]. Плюм формируется на вечерней стороне и влияет на положение альфвеновского резонанса, тогда как полостные моды могут возбуждаться внутри плюма [Degeling et al., 2018]. В работе [Elsden, Wright, 2022] обнаружено, что пересечение плюма альфвеновской волной приводит к изменению её поляризации. В этих работах альфвеновский резонанс возбуждался внешними источниками от магнитопаузы, тогда как предполагалось, что УНЧ-волны, наблюдавшиеся внутри плюма [Rep et al., 2018], были возбуждены инжектированными суббурей частицами. О возбуждении УНЧ-волн внутри плюма также сообщалось при наблюдениях в утреннем секторе [Zhang et al., 2019]. Более того, в работе [Нао et al., 2020] сообщалось об одновременном наблюдении глобальной тороидальной волны и локальной полоидальной волны внутри плазмосферного плюма. В настоящей работе плазмосферный плюм не идентифицировался и потому не показан на Рисунке 38 и Рисунке 39. Плазмосферный плюм может влиять на пространственное распределение полоидальных волн в вечернем секторе, когда максимум частоты появления находится на $L > 6$. Для понимания влияния плазмосферного плюма на пространственное распределение УНЧ-волн необходимы дальнейшие исследования, включающие УНЧ-волны за пределами плазмосферы, поверхностные волны на плазмопаузе и волны, запертые внутри плюма.

5.7 Выводы к Главе 5

Проведён анализ данных магнитного поля и электронной концентрации со спутника Arase за 46 месяцев (март 2017 г.–декабрь 2020 г.), чтобы изучить статистические свойства волн Pc4 и Pc5 в магнитосфере Земли. В данной главе показана зависимость распределения от уровня геомагнитной активности, разделив исходный набор данных на два поднабора, соответствующие спокойным и возмущённым условиям. Получено, что частота появления волн Pc4 и Pc5 гораздо выше в возмущённое время. Сравнивая пространственные распределения в спокойное и возмущённое время, были идентифицированы волны, возбуждаемые внешними источниками на дневной стороне и суббуревыми инжекциями на ночной. Компрессионные волны практически исчезают в спокойное время. Дневные полоидальные и утренние тороидальные волны Pc5 появляются и в спокойных, и в возмущённых условиях, указывая на внешний источник возбуждения.

Показано, что частота появления тороидальных и полоидальных волн уменьшается к Земле и всегда присутствует зазор в $1-2 R_E$ между плазмопаузой и областями с высокой частотой появления волн. Обнаружено, что расширение плазмосферы в спокойное время смещает максимум частоты появления тороидальных и полоидальных волн от Земли, но не влияет на распределение компрессионных волн. Это позволяет сделать вывод, что плазмопауза

ограничивает распределение волн Pc4 и Pc5 со стороны Земли, т.е. является внутренней границей распределения поперечных УНЧ-волн в пространстве.

Распределение средней частоты волны $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ подтверждает возбуждение тороидальных волн через механизм альфвеновского резонанса, тогда как полоидальные волны сильнее зависят от взаимодействия с частицами, ионами и электронами, дрейфующими вокруг Земли, а компрессионные волны имеют два независимых источника возбуждения в противоположных частях магнитосферы (см. Рисунок 40). Рост $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ альфвеновских волн на $L = 4-6$ в спокойных условиях может быть вызван резонатором на плазмопаузе, несмотря на отсутствие роста частоты появления волн в этой области. Распределения $\langle f_{\text{wave}} \rangle$ полоидальных и компрессионных волн в спокойное время становятся более хаотичными в отличие от явной структуры в возмущённое время. Возмущаемые извне дневные волны обычно имеют более низкие частоты, чем волны на ночной стороне, возбуждаемые внутренними неустойчивостями.

Заключение

В данной диссертационной работе представлены результаты обработки и анализа наблюдений УНЧ-волн диапазонов Pc4 и Pc5 в магнитосфере Земли космическими аппаратами четырёх разных миссий. Анализ данных не ограничивался сугубо морфологическими свойствами наблюдаемых явлений, а сопоставлялся с существующими теоретическими представлениями о параметрах УНЧ-волн и их взаимодействии с заряженными частицами. Полученные в ходе выполнения данной работы новые научные результаты можно обобщить следующим образом:

1. В результате анализа трёх отдельных случаев наблюдения УНЧ-волн показано, что основным механизмом генерации и в дневном, и в вечернем секторах магнитосферы является градиентная неустойчивость функции распределения протонов. В первом случае в спокойных геомагнитных условиях возбуждалась долгоживущая волна на всей дневной стороне. Она оказалась второй гармоникой полоидальной альфвеновской волны, а частицы, инжектированные суббурей вскоре после первого наблюдения волны, никак не повлияли на её параметры. Анализ второго и третьего случаев показал, что градиентной неустойчивостью могут возбуждаться не только альфвеновские волны, но и компрессионные. Причём последние взаимодействуют через дрейфовый резонанс с протонами с энергией 20–30 кэВ, тогда как в первом случае был зафиксирован баунс-дрейфовый резонанс с частицами ~100 кэВ;
2. Два случая наблюдения компрессионных волн стали прямым подтверждением возбуждения дрейфово-компрессионных волн в магнитосфере, и, в отличие от предыдущих наблюдений на наземных радарх, позволили в деталях изучить взаимодействие волны с заряженными частицами благодаря измерениям *in situ*. Были подтверждены характерные признаки дрейфово-компрессионной волны, отличающие её от альфвеновской волны: зависимость частоты волны от азимутального волнового числа и генерация при положительном радиальном градиенте температуры. В исследовании дрейфово-компрессионной волны 19 ноября 2018 г. наглядно показано, что наблюдаемая компрессионная волна не может быть объяснена другой популярной интерпретацией — дрейфово-зеркальной волной. Кроме того, существующая теория позволила провести оценку собственной частоты дрейфово-компрессионной волны с высокой точностью, что не выполнялось ранее, а полученные значения оказались близки к наблюдаемым;

3. С использованием процедуры автоматизированного отбора УНЧ-волн составлен набор данных из 12977 волновых событий, наблюдавшихся с марта 2017 г. по декабрь 2020 г. спутником Arase. Определены характеристики волн: частота, средняя амплитуда колебаний в каждой компоненте магнитного поля и продолжительность наблюдения. Волны разделялись в соответствии с направлением колебаний магнитного поля с наибольшей средней амплитудой на три вида: полоидальные, тороидальные и компрессионные. Было показано, что компрессионные волны наблюдаются только вблизи экватора и разделяются строго на две популяции: генерируемые на дневной стороне прямым воздействием из солнечного ветра и на вечерней и ночной стороне во время магнитных бурь и суббурь. Анализ распределения средней частоты волны показал, что, в отличие от полоидальных волн, тороидальные обладают признаком альфвеновского резонанса — ростом частоты при приближении к Земле. Однако первые имеют зависимость частоты от MLT — она убывает от полуночи к полудню;
4. Несмотря на различия в пространственном распределении волн разных видов, связанные, с тем, что определённые источники энергии для волн и механизмы генерации приводят к возбуждению УНЧ-волн конкретного вида, анализ поляризации волн из полученного набора данных не выявил наличия отдельных кластеров волн. В среднем волны имеют смешанную поперечную поляризацию, у которой средняя амплитуда колебаний магнитного поля в азимутальном и радиальном направлениях равны. Предложена гипотеза о том, что такой результат может получиться вследствие процессов изменения поляризации альфвеновской волны во времени и/или пространстве, которые раньше оставались за пределами внимания большинства исследователей, и особенностями продольной структуры поперечных волн, которые вблизи магнитного экватора могут быть ошибочно идентифицированы как компрессионные. Разделение набора данных по азимутальным секторам показало, что на дневной стороне генерируется больше полоидальных волн, а на ночной стороне — больше тороидальных. Этот результат вступает в противоречие с устоявшимся представлением о том, что тороидальные волны генерируются источниками из солнечного ветра, а полоидальные — внутренними неустойчивостями;
5. Получены распределения всех трёх видов УНЧ-волн в диапазонах Pc4 и Pc5 при разных уровнях геомагнитной активности. Обнаружено, что частота появления волн в возмущённое время гораздо выше, чем в спокойное по всей магнитосфере, но отдельные области в вечернем и ночном секторах оказываются более чувствительными к наличию возмущений, выявляя присутствие буревых волн;
6. Обнаружено, что максимум частоты появления волн отстоит от положения плазмопаузы на $1-2 R_E$ при любых геомагнитных условиях, а на самой плазмопаузе нет никакого локального

максимума, который соответствовал бы активной генерации альфвеновских волн резонатором, как предполагалось в теории. Это указывает на недооценённую роль локализованных усилений потоков тяжелых ионов, таких как кислородный тор, которые могут привести к сдвигу реальной плазмопаузы от её положения, определяемого по электронной концентрации, а также о необходимости определения степени влияния плазмосферного плюма на распределение УНЧ-волн.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Дмитрию Юрьевичу Климушкину за открытие пути в мир солнечно-земной физики, за терпение, внимательность и отзывчивость с самого начала моей научной карьеры. Автор благодарит Павла Николаевича Магера за наставления и ясный взгляд со стороны, который неоднократно помогал разрешить возникшие трудности. Отдельной благодарности заслуживают мои ближайшие коллеги, с которыми регулярно обсуждались полученные результаты и новые задачи: О.С. Михайлова, М.А. Челпанов, Д.В. Костарев, О.В. Магер. Хочется отметить вклад в представленные результаты Масахито Нозе, который помог разобраться в тонкостях работы с данными японского спутника Arase во время моей 3-месячной стажировки в Институте исследования околоземного космического пространства (ISEE) Нагойского университета.

Данная работа была бы не мыслима без поддержки РФФ (проекты № 18-17-00021, № 21-72-10139, № 22-77-10032) и РФФИ (проекты № 16-05-00254, № 20-55-53009). Автор благодарит Научный комитет по солнечно-земной физике (SCOSTEP) за программу Visiting Scholar и Центр по совместным международным исследованиям Института исследования околоземного космического пространства (ISEE) Нагойского университета за возможность провести исследование в крупной международной коллаборации, первые результаты которой представлены в данной работе и заложили фундамент для её дальнейшего развития. Автор признателен NASA, NOAA и JAXA за предоставление открытого доступа к данным космических миссий THEMIS, Van Allen Probes, GOES и Arase, и руководителям отдельных научных инструментов, измерения которых использовались в диссертации: В. Ангелопулосу, К. Карлсону, Дж. МакФэддену, К.-Х. Глассмайеру, У. Остеру, В. Баумйоханну, Дж. Боннеллу, Ф. Мозеру, Д. Ларсону, Р. Лину, К. Клецингу, Дж. Уигану, Б. Блэйку, Л. Ланцеротти, Ё. Миёши, А. Мацуоке, Ё. Касахаре, А. Кумамото, Ф. Цучия и И. Шинохаре.

Список литературы

- Акасофу С.И. Полярные и магнитосферные суббури. М.: "МИР", 1971. 317 с.
- Альвен Г., Фельтхаммар К.Г. Космическая электродинамика. М: "Мир", 1967. 260 с.
- Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170. DOI: 10.3367/UFNr.0166.199611a.1145.
- Бернгардт О.И., Куркин В.И., Кушнарев Д.С. и др. Декаметровые радары ИСЗФ СО РАН // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6. № 2. С. 79–92. DOI: 10.12737/szf-62202006.
- Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д., Рыбчинский Р.Е. Изучение межпланетного ионизованного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете // Доклады АН СССР. 1960. Т. 131. № 6. С. 1301–1304.
- Гульельми А.В. Поляризационное расщепление спектра альвеновских колебаний магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1970. Т. 10. № 3. С. 524–526.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве // Успехи физических наук. 2021. Т. 191. № 5. С. 475–491. DOI: 10.3367/UFNr.2020.06.038777.
- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: "Наука", 1973. 208 с.
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Распределение давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 6 до 10RE по данным международного проекта THEMIS // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. № 4. С. 456–461.
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Профили давления плазмы в ночном секторе магнитосферы Земли во время магнитной бури 29 мая 2010 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 6. С. 740–748. DOI: 10.1134/S001679401806007X.
- Клибанова Ю.Ю., Мишин В.В., Цэгмэд Б., Моисеев А.В. Свойства дневных длиннопериодных пульсаций во время начала магнитосферной бури // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 4. С. 457–471. DOI: 10.7868/S0016794016040076.
- Климушкин Д.Ю. Пространственная структура азимутально-мелкомасштабных гидромагнитных волн в аксиально-симметричной магнитосфере с конечным давлением плазмы // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 10. С. 931–944.

Климушкин Д.Ю. Структура азимутально-мелкомасштабных стоячих альфвеновских волн в магнитосфере, взаимодействующих с высокоэнергетичными частицами // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 11. С. 1023–1032.

Климушкин Д.Ю., Магер П.Н. Об определении понятия альфвеновской моды в неоднородном магнитном поле // Солнечно-земная физика. 2023. Т. 9. № 1. С. 33–36. DOI: 10.12737/szf-91202304.

Климушкин Д.Ю., Магер П.Н., Челпанов М.А., Костарев Д.В. Взаимодействие длиннопериодных УНЧ-волн и заряженных частиц в магнитосфере: теория и наблюдения (Обзор) // Солнечно-земная физика. 2021. Т. 7. № 4. С. 35–69. DOI: 10.12737/szf-74202105.

Ковнер М.С., Мишин В.В., Шкелев Е.И. О гидромагнитных пульсациях в магнитосфере и неустойчивости Кельвина-Гельмгольца // Геомагнетизм и аэрономия. 1977. Т. 17. № 4. С. 714–718.

Козлов Д.А., Леонович А.С. Поляризационное расщепление спектра альфвеновских колебаний в дипольной магнитосфере с вращающейся плазмой // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 9. С. 832–841.

Кораблев Л.В., Рудаков Л.И. О неустойчивости плазмы с изотропной функцией распределения // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1968. Т. 54. № 3. С. 818–821.

Костарев Д.В., Магер П.Н. Дрейфово-компрессионные волны, распространяющиеся в направлении дрейфа энергичных электронов в магнитосфере // Солнечно-земная физика. 2017. Т. 3. № 3. С. 20–29. DOI: 10.12737/szf-33201703.

Котова Г.А. Плазмосфера Земли. Современное состояние исследований (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 4. С. 435–449.

Крылов А.Л., Лифшиц А.Е., Федоров Е.Н. О резонансных свойствах магнитосферы // Физика Земли. 1981. № 6. С. 49–58.

Леонович А.С., Цзун Ц., Козлов Д.А., Ван Ю. Альфвеновские волны, возбуждаемые в магнитосфере при взаимодействии ударной волны с плазмопаузой // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. № 2. С. 11–16. DOI: 10.12737/szf-52201902.

Магер П.Н., Климушкин Д.Ю. Генерация альфвеновских волн движущейся неоднородностью плазмы в магнитосфере // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 435–442.

Мазур В.А. Резонансное возбуждение магнитосферы гидромагнитными волнами, падающими из солнечного ветра // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 11. С. 1013–1023.

Меликян К.А., Пилипенко В.А., Козырева О.В. Пространственная структура Pc5 волн во внешней магнитосфере по наблюдениям на спутниках THEMIS // Космические исследования. 2013. Т. 51. № 3. С. 179–190. DOI: 10.7868/S0023420613030060.

Михайловский А.Б., Похотелов О.А. Новый механизм генерации геомагнитных пульсаций быстрыми частицами // Физика плазмы. 1975. Т. 1. № 5. С. 786–792.

Мишин В.В., Клибанова Ю.Ю., Цэгмэд Б. Влияние наклона фронта неоднородности солнечного ветра на свойства вызванных им длиннопериодных геомагнитных пульсаций // Космические исследования. 2013. Т. 51. № 2. С. 107–118. DOI: 10.7868/S0023420613020027.

Моисеев А.В., Баишев Д.Г., Муллаяров В.А. и др. Развитие компрессионных длиннопериодных пульсаций на восстановительной фазе магнитной бури 23 мая 2007 г. // Космические исследования. 2016. Т. 54. № 1. С. 34–43. DOI: 10.7868/S002342061601012X.

Пилипенко В.А. Воздействие космической погоды на наземные технологические системы // Солнечно-земная физика. 2021. Т. 7. № 3. С. 72–110. DOI: 10.12737/szf-73202106.

Пилипенко В.А., Браво М., Романова Н.В. и др. Геомагнитный и ионосферный отклики на межпланетную ударную волну 17 марта 2015 г. // Физика Земли. 2018. № 5. С. 61–80. DOI: 10.1134/S0002333718050125.

Троицкая В.А., Плясова-Бакунина Т.А., Гульельми А.В. Связь пульсаций Pc2–4 с межпланетным магнитным полем // Доклады АН СССР. 1971. Т. 197. № 6. С. 1312–1314.

Челпанов М.А., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю., Магер О.В. Наблюдения магнитосферных волн, распространяющихся в направлении дрейфа электронов, с помощью Екатеринбургского Когерентного Радара // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. № 1. С. 68–76. DOI: 10.12737/szf-51201907.

Agapitov A.V., Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. Ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth: Spectrum, stability and eigenmode analysis // Advances in Space Research. 2008. Vol. 41. pp. 1682–1687. DOI: 10.1016/j.asr.2006.12.040.

Agapitov O., Glassmeier K.H., Plaschke F., et al. Surface waves and field line resonances: A THEMIS case study // Journal of Geophysical Research. 2009. Vol. 114. No. A1. P. A00C27. DOI: 10.1029/2008JA013553.

Alfvén H. Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves // Nature. 1942. Vol. 150. pp. 405–406. DOI: 10.1038/150405d0.

Anderson B.J. Statistical studies of Pc3-5 pulsations and their relevance for possible source mechanisms of ULF waves // Annales Geophysicae. 1993. Vol. 11. pp. 128–143.

Anderson B.J., Engebretson M.J., Rounds S.P., et al. A Statistical Study of Pc 3-5 Pulsations Observed by the AMPTE/CCE Magnetic Fields Experiment. 1. Occurrence Distributions // Journal of Geophysical Research. 1990. Vol. 95. No. A7. pp. 10495–10523. DOI: 10.1029/JA095iA07p10495.

Angelopoulos V. The THEMIS mission // Space Science Reviews. 2008. Vol. 141. pp. 5–34. DOI: 10.1007/s11214-008-9336-1.

Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V. Plasma pressure distribution in the surrounding the Earth plasma ring and its role in the magnetospheric dynamics // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2014. Vol. 115–116. pp. 32–40. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.12.005.

Archer M.O., Hietala H., Hartinger M.D., et al. Direct observations of a surface eigenmode of the dayside magnetopause // *Nature Communications*. 2019. Vol. 10. P. 615. DOI: 10.1038/s41467-018-08134-5.

Archer M.O., Hartinger M.D., Plaschke F., et al. Magnetopause ripples going against the flow form azimuthally stationary surface waves // *Nature Communications*. 2021. Vol. 12. P. 5697. DOI: 10.1038/s41467-021-25923-7.

Asamura K., Kazama Y., Yokota S., et al. Low-energy particle experiments–ion mass analyzer (LEPi) onboard the ERG (Arase) satellite // *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. P. 70. DOI: 10.1186/s40623-018-0846-0.

Auster H.U., Glassmeier K.H., Magnes W., et al. The THEMIS Fluxgate Magnetometer // *Space Science Reviews*. 2008. Vol. 141. pp. 235–264. DOI: 10.1007/s11214-008-9365-9.

Baker D.N. Solar wind-magnetosphere drivers of space weather // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1996. Vol. 58. No. 14. pp. 1509–1526. DOI: 10.1016/0021-9169(96)00006-2.

Barfield J.N., McPherron R.L. Statistical characteristics of storm-associated Pc 5 micropulsations observed at the synchronous equatorial // *Journal of Geophysical Research*. 1972. Vol. 77. No. 25. pp. 4720–4733. DOI: 10.1029/JA077i025p04720.

Barfield J.N., McPherron R.L. Stormtime Pc 5 magnetic pulsations observed at synchronous orbit and their correlation with the partial ring current // *Journal of Geophysical Research*. 1978. Vol. 83. No. A2. pp. 739–743. DOI: 10.1029/JA083iA02p00739.

Belakhovsky V., Pilipenko V., Murr D., et al. Modulation of the ionosphere by Pc5 waves observed simultaneously by GPS/TEC and EISCAT // *Earth, Planets and Space*. 2016. Vol. 68. P. 102. DOI: 10.1186/s40623-016-0480-7.

Bergin A., Chapman S.C., Gjerloev J.W. AE, Dst, and their SuperMAG counterparts: The effect of improved spatial resolution in geomagnetic indices // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 5. P. e2020JA027828. DOI: 10.1029/2020JA027828.

Blake J.B., Carranza P.A., Claudepierre S.G., et al. The Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) Instruments Aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft // *Space Science Reviews*. 2013. Vol. 179. pp. 383–421. DOI: 10.1007/s11214-013-9991-8.

Blaß K.A., Nakamura T.K.M., Plaschke F., et al. Multi-scale observations of the magnetopause Kelvin-Helmholtz waves during southward IMF // *Physics of Plasmas*. 2022. Vol. 29. No. 1. P. 012105. DOI: 10.1063/5.0067370.

Bonnell J.W., Mozer F.S., Delory G.T., et al. The Electric Field Instrument (EFI) for THEMIS // *Space Science Reviews*. 2008. Vol. 141. pp. 303–341. DOI: 10.1007/s11214-008-9469-2.

Carpenter D.L. Whistler evidence of a 'knee' in the magnetospheric ionization density profile // *Journal of Geophysical Research*. 1963. Vol. 68. No. 6. pp. 1675–1682. DOI: 10.1029/JZ068i006p01675.

Carpenter D.L. Whistler studies of the plasmapause in the magnetosphere: 1. Temporal variations in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee // *Journal of Geophysical Research*. 1966. Vol. 71. No. 3. pp. 693–709. DOI: 10.1029/JZ071i003p00693.

Carpenter D.L., Anderson R.R. An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1992. Vol. 97. No. A2. pp. 1097–1108. DOI: 10.1029/91JA01548.

Chaston C.C., Bonnell J.W., Reeves G., Skoug R.M. Driving ionospheric outflows and magnetospheric O⁺ energy density with Alfvén waves // *Geophysical Research Letters*. 2016. Vol. 43. No. 10. pp. 4825–4833. DOI: 10.1002/2016GL069008.

Chelpanov M.A., Mager P.N., Klimushkin D.Y., et al. Experimental evidence of drift compressional waves in the magnetosphere: An Ekaterinburg coherent decameter radar case study // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2016. Vol. 121. No. 2. pp. 1315–1326. DOI: 10.1002/2015JA022155.

Chelpanov M.A., Mager O.V., Mager P.N., et al. Properties of frequency distribution of Pc5-range pulsations observed with the Ekaterinburg decameter radar in the nightside ionosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018. Vol. 167. pp. 177–183. DOI: 10.1016/j.jastp.2017.12.002.

Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance // *Journal of Geophysical Research*. 1974a. Vol. 79. No. 7. pp. 1024–1032. DOI: 10.1029/JA079i007p01024.

Chen L., Hasegawa A. A theory of long period magnetic pulsation: 2. Impulse excitation of surface eigenmode // *Journal of Geophysical Research*. 1974b. Vol. 79. No. 7. pp. 1033–1037. DOI: 10.1029/JA079i007p01033.

Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles // *Journal of Geophysical Research*. 1991. Vol. 96. No. A2. pp. 1503–1512. DOI: 10.1029/90JA02346.

Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. The theory of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // *Advances in Space Research*. 2004. Vol. 33. pp. 769–773. DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00642-2.

Constantinescu O.D., Glassmeier K.H., Plaschke F., et al. THEMIS observations of duskside compressional Pc5 waves // *Journal of Geophysical Research*. 2009. Vol. 114. No. A1. P. A00C25. DOI: 10.1029/2008JA013519.

Cooper M.B., Gerrard A.J., Lanzerotti L.J., et al. Mirror instabilities in the inner magnetosphere and their potential for localized ULF wave generation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021. Vol. 126. No. 2. P. e2020JA028773. DOI: 10.1029/2020JA028773.

Crabtree C., Chen L. Finite gyroradius theory of drift compressional modes // *Geophysical Research Letters*. 2004. Vol. 31. No. 17. P. L17804. DOI: 10.1029/2004GL020660.

Crabtree C., Horton W., Wong H.V., van Dam J.W. Bounce-averaged stability of compressional modes in geotail flux tubes // *Journal of Geophysical Research*. 2003. Vol. 108. No. A2. P. 1084. DOI: 10.1029/2002JA009555.

Cummings W.D., O'Sullivan R.J., Coleman Jr. P.J. Standing Alfvén waves in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1969. Vol. 74. No. 3. pp. 778–793. DOI: 10.1029/JA074i003p00778.

Dai L., Takahashi K., Wygant J.R., et al. Excitation of poloidal standing Alfvén waves through drift resonance wave-particle interaction // *Geophysical Research Letters*. 2013. Vol. 40. No. 16. pp. 4127–4132. DOI: 10.1002/grl.50800.

Dai L., Takahashi K., Lysak R., et al. Storm time occurrence and spatial distribution of Pc4 poloidal ULF waves in the inner magnetosphere: A Van Allen Probes statistical study // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 6. pp. 4748–4762. DOI: 10.1002/2015JA021134.

Degeling A.W., Rae I.J., Watt C.E.J., et al. Control of ULF wave accessibility to the inner magnetosphere by the convection of plasma density // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123. No. 2. pp. 1086–1099. DOI: 10.1002/2017JA024874.

Denton R.E. Compressibility of the poloidal mode // *Journal of Geophysical Research*. 1998. Vol. 103. No. A3. pp. 4755–4760. DOI: 10.1029/97JA02652.

Dungey J.W. Electrodynamics of the outer atmosphere // *Ionosphere Research Laboratory Scientific Report*. 1954. No. 69. pp. 1–52.

Dungey J.W. Effects of electromagnetic perturbations on particles trapped in the radiation belts // *Space Science Reviews*. 1964. Vol. 4. pp. 199–222. DOI: 10.1007/BF00173882.

Ebihara Y., Ejiri M., Nilsson H., et al. Multiple discrete-energy ion features in the inner magnetosphere: 9 February 1998, event // *Annales Geophysicae*. 2004. Vol. 22. No. 4. pp. 1297–1304. DOI: 10.5194/angeo-22-1297-2004.

Ejiri M., Hoffman R., Smith P.H. Energetic particle penetrations into the inner magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1980. Vol. 85. No. A2. pp. 653–663. DOI: 10.1029/JA085iA02p00653.

Elsden T., Wright A. Evolution of high-m poloidal Alfvén waves in a dipole magnetic // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 8. P. e2020JA028187. DOI: 10.1029/2020JA028187.

Elsden T., Wright A.N. Polarization properties of 3-D field line resonances // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 2. P. e2021JA030080. DOI: 10.1029/2021JA030080.

Eriksson P.T.I., Blomberg L.G., Schaefer S., Glassmeier K.H. On the excitation of ULF waves by solar wind pressure enhancements // *Annales Geophysicae*. 2006. Vol. 24. No. 11. pp. 3161–3172. DOI: 10.5194/angeo-24-3161-2006.

Ferradas C.P., Zhang J.C., Spence H.E., et al. Drift paths of ions composing multiple-nose spectral structures near the inner edge of the plasma sheet // *Geophysical Research Letters*. 2016. Vol. 43. No. 22. pp. 11484–11492. DOI: 10.1002/2016GL071359.

Foster G. Wavelets for period analysis of unevenly sampled time series // *The Astronomical Journal*. 1996. Vol. 112. No. 4. pp. 1709–1729. DOI: 10.1086/118137.

Fraser B.J., McPherron R.L., Russell C.T. Radial Alfvén velocity profiles in the magnetosphere and their relation to ULF wave field-line resonances // *Advances in Space Research*. 1988. Vol. 8. No. 8. pp. 49–52. DOI: 10.1016/0273-1177(88)90262-1.

Fraser B.J., Horwitz J.L., Slavin J.A., et al. Heavy ion mass loading of the geomagnetic field near the plasmopause and ULF wave implications // *Geophysical Research Letters*. 2005. Vol. 32. No. 4. P. L04102. DOI: 10.1029/2004GL021315.

Ganushkina N.Y., Liemohn M.W., Dubyagin S. Current systems in the Earth's magnetosphere // *Reviews of Geophysics*. 2018. Vol. 56. No. 2. pp. 309–332. DOI: 10.1002/2017RG000590.

Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique // *Journal of Geophysical Research*. 2012. Vol. 117. No. A9. P. A09213. DOI: 10.1029/2012JA017683.

Glassmeier K.H. ULF pulsations // In: *Handbook of Atmospheric Electrodynamics: Volume II* / Ed. by Volland H. Boca Raton: CRC Press, 1995. pp. 463–502. DOI: 10.1201/9780203713297.

Glassmeier K.H., Othmer C., Cramm R., et al. Magnetospheric field line resonance: a comparative approach // *Surveys in Geophysics*. 1999. Vol. 20. pp. 61–109. DOI: 10.1023/A:1006659717963.

Goldstein J. Plasmasphere response: Tutorial and review of recent imaging results // *Space Science Reviews*. 2006. Vol. 124. pp. 203–216. DOI: 10.1007/s11214-006-9105-y.

Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., et al. What is a geomagnetic storm? // *Journal of Geophysical Research*. 1994. Vol. 99. No. A4. pp. 5771–5792. DOI: 10.1029/93JA02867.

Gringauz K.I., Bezrukikh V.V. Asymmetry of the Earth's plasmasphere in the direction noon-midnight from Prognoz and Prognoz-2 data // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1976. Vol. 38. No. 11. pp. 1071–1076. DOI: 10.1016/0021-9169(76)90036-2.

Grossmann A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // *SIAM Journal on Mathematical Analysis*. 1984. Vol. 15. No. 4. pp. 723–736. DOI: 10.1137/0515056.

Hamlin D.A., Karplus R., Vik R.C., Watson K.M. Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles // *Journal of Geophysical Research*. 1961. Vol. 66. No. 1. pp. 1–4. DOI: 10.1029/JZ066i001p00001.

Hao Y.X., Zhao X.X., Zong Q.G., et al. Simultaneous observations of localized and global drift resonance // *Geophysical Research Letters*. 2020. Vol. 47. No. 17. P. e2020GL088019. DOI: 10.1029/2020GL088019.

Hapgood M.A. Space physics coordinate transformations: A user guide // *Planetary and Space Science*. 1992. Vol. 40. No. 5. pp. 711–717. DOI: 10.1016/0032-0633(92)90012-D.

Harteringer M., Moldwin M.B., Angelopoulos V., et al. Pc5 wave power in the quiet-time plasmasphere and trough: CRRES observations // *Geophysical Research Letters*. 2010. Vol. 37. No. 7. P. L07107. DOI: 10.1029/2010GL042475.

Hasegawa A. Drift mirror instability of the magnetosphere // *Physics of Fluids*. 1969. Vol. 12. No. 12. pp. 2642–2650. DOI: 10.1063/1.1692407.

He F., Zhang X.X., Lin R.L., et al. A new solar wind-driven global dynamic plasmopause model: 2. model and validation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122. No. 7. pp. 7172–7187. DOI: 10.1002/2017JA023913.

He F., Guo R.L., Dunn W.R., et al. Plasmopause surface wave oscillates the magnetosphere and diffuse aurora // *Nature Communications*. 2020. Vol. 11. P. 1668. DOI: 10.1038/s41467-020-15506-3.

Hori T., Nishitani N., Shepherd S.G., et al. Substorm-associated ionospheric flow fluctuations during the 27 March 2017 magnetic storm: SuperDARN-Arased conjunction // *Geophysical Research Letters*. 2018. Vol. 45. No. 18. pp. 9441–9449. DOI: 10.1029/2018GL079777.

Hughes W.J., Southwood D.J., Mauk B., et al. Alfvén waves generated by an inverted plasma energy distribution // *Nature*. 1978. Vol. 275. pp. 43–45. DOI: 10.1038/275043a0.

Hurricane O.A., Pellat R., Coroniti F.V. The kinetic response of a stochastic plasma to low frequency perturbations // *Geophysical Research Letters*. 1994. Vol. 21. No. 4. pp. 253–256. DOI: 10.1029/93GL03533.

Imajo S., Nosé M., Kasahara S., et al. Meridional distribution of middle-energy protons and pressure-driven currents in the nightside inner magnetosphere: Arase observations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 7. pp. 5719–5733. DOI: 10.1029/2019JA026682.

Jacobs J.A., Kato Y., Matsushita S., Troitskaya V.A. Classification of geomagnetic micropulsations // *Journal of Geophysical Research*. 1964. Vol. 69. No. 1. pp. 180–181. DOI: 10.1029/JZ069i001p00180.

James M.K., Yeoman T.K., Mager P.N., Klimushkin D.Y. The spatio-temporal characteristics of ULF waves driven by substorm injected particles // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118. No. 4. pp. 1737–1749. DOI: 10.1002/jgra.50131.

James M.K., Yeoman T.K., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Multiradar observations of substorm-driven ULF waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2016. Vol. 121. No. 6. pp. 5213–5232. DOI: 10.1002/2015JA022102.

Johnson J.R., Wing S., Delamere P.A. Kelvin Helmholtz instability in planetary magnetospheres // *Space Science Reviews*. 2014. Vol. 184. pp. 1–31. DOI: 10.1007/s11214-014-0085-z.

Kepko L., Spence H.E. Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations // *Journal of Geophysical Research*. 2003. Vol. 108. No. A6. P. 1257. DOI: 10.1029/2002JA009676.

Kim K.H., Kim G.J., Kwon H.J. Distribution of equatorial Alfvén velocity in the magnetosphere: a statistical analysis of THEMIS observation // *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. P. 174. DOI: 10.1186/s40623-018-0947-9.

Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M., et al. The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP // *Space Science Reviews*. 2013. Vol. 179. pp. 127–181. DOI: 10.1007/s11214-013-9993-6.

Klimushkin D.Y. Resonators for hydromagnetic waves in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1998. Vol. 103. No. A2. pp. 2369–2375. DOI: 10.1029/97JA02193.

Klimushkin D.Y. The propagation of high-m Alfvén waves in the Earth's magnetosphere and their interaction with high-energy particles // *Journal of Geophysical Research*. 2000. Vol. 105. No. A10. pp. 23303–23310. DOI: 10.1029/1999JA000396.

Klimushkin D.Y., Chen L. Eigenmode stability analysis of drift-mirror modes in nonuniform plasmas // *Annales Geophysicae*. 2006. Vol. 24. No. 10. pp. 2435–2439. DOI: 10.5194/angeo-24-2435-2006.

Klimushkin D.Y., Mager P.N. Spatial structure and stability of coupled Alfvén and drift compressional modes in non-uniform magnetosphere: Gyrokinetic treatment // *Planetary and Space Science*. 2011. Vol. 59. No. 13. pp. 1613–1620. DOI: 10.1016/j.pss.2011.07.010.

Klimushkin D.Y., Mager P.N. The Alfvén wave parallel electric field in non-uniform space plasmas // *Astrophysics and Space Science*. 2014. Vol. 350. pp. 579–583. DOI: 10.1007/s10509-013-1774-x.

Klimushkin D.Y., Mager P.N. The Alfvén mode gyrokinetic equation in finite-pressure magnetospheric plasma // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 6. pp. 4465–4474. DOI: 10.1002/2015JA021045.

Klimushkin D.Y., Leonovich A.S., Mazur V.A. On the propagation of transversally small-scale standing Alfvén waves in a three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1995. Vol. 100. No. A6. pp. 9527–9534. DOI: 10.1029/94JA03233.

Klimushkin D.Y., Mager P.N., Glassmeier K.H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // *Annales Geophysicae*. 2004. Vol. 22. No. 1. pp. 267–287. DOI: 10.5194/angeo-22-267-2004.

Klimushkin D.Y., Mager P.N., Pilipenko V.A. On the ballooning instability of the coupled Alfvén and drift compressional modes // *Earth, Planets, and Space*. 2012. Vol. 64. pp. 777–781. DOI: 10.5047/eps.2012.04.002.

Klimushkin D.Y., Mager P.N., Zong Q., Glassmeier K.H. Alfvén wave generation by a compact source moving on the magnetopause: Asymptotic solution // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 4. pp. 2720–2735. DOI: 10.1029/2018JA025801.

Korotova G., Sibeck D., Engebretson M., et al. Multipoint spacecraft observations of long-lasting poloidal Pc4 pulsations in the dayside magnetosphere on 1-2 May 2014 // *Annales Geophysicae*. 2016. Vol. 34. No. 11. pp. 985–998. DOI: 10.5194/angeo-34-985-2016.

Korotova G., Sibeck D., Engebretson M., et al. Multipoint observations of compressional Pc5 pulsations in the dayside magnetosphere and corresponding particle signatures // *Annales Geophysicae*. 2020. Vol. 38. No. 6. pp. 1267–1281. DOI: 10.5194/angeo-38-1267-2020.

Kotova G.A., Verigin M.I., Bezrukikh V.V. Physics-based reconstruction of the 3-D density distribution in the entire quiet time plasmasphere from measurements along a single pass of an orbiter // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 9. pp. 7512–7521. DOI: 10.1002/2015JA021281.

Kozyreva O., Pilipenko V., Lorentzen D., et al. Transient oscillations near the dayside open-closed boundary: Evidence of magnetopause surface mode? // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 11. pp. 9058–9074. DOI: 10.1029/2018JA025684.

Kozyreva O.V., Pilipenko V.A., Bland E.C., et al. Periodic modulation of the upper ionosphere by ULF waves as observed simultaneously by SuperDARN radars and GPS/TEC technique // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 7. P. e2020JA028032. DOI: 10.1029/2020JA028032.

Kremser G., Korth A., Fejer J.A., et al. Observations of quasi-periodic flux variations of energetic ions and electrons associated with Pc 5 geomagnetic pulsations // *Journal of Geophysical Research*. 1981. Vol. 86. No. A5. pp. 3345–3356. DOI: 10.1029/JA086iA05p03345.

Kumamoto A., Tsuchiya F., Kasahara Y., et al. High Frequency Analyzer (HFA) of Plasma Wave Experiment (PWE) onboard the Arase spacecraft // *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. P. 82. DOI: 10.1186/s40623-018-0854-0.

Lanzerotti L.J., Hasegawa A., MacIennan C.G. Drift mirror instability in the magnetosphere: Particle and field oscillations and electron heating // *Journal of Geophysical Research*. 1969. Vol. 74. No. 24. pp. 5565–5578. DOI: 10.1029/JA074i024p05565.

Lanzerotti L.J., Fukunishi H., Hasegawa A., Chen L. Excitation of the plasmopause at ultralow frequencies // *Physical Review Letters*. 1973. Vol. 31. No. 10. pp. 624–628. DOI: 10.1103/PhysRevLett.31.624.

Lanzerotti L.J., Fukunishi H., Lin C.C., Cahill L.J. Storm time Pc 5 magnetic pulsation at the equator in the magnetosphere and its latitude dependence as measured on the ground // *Journal of Geophysical Research*. 1974. Vol. 79. No. 16. pp. 2420–2426. DOI: 10.1029/JA079i016p02420.

Le G., Chi P.J., Strangeway R.J., et al. Global observations of magnetospheric high-m poloidal waves during the 22 June 2015 magnetic storm // *Geophysical Research Letters*. 2017. Vol. 44. No. 8. pp. 3456–3464. DOI: 10.1002/2017GL073048.

Le G., Chi P.J., Strangeway R.J., et al. MMS observations of field line resonances under disturbed solar wind conditions // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021. Vol. 126. No. 5. P. e2020JA028936. DOI: 10.1029/2020JA028936.

Lemaire J.F., Gringauz K.I. *The Earth's plasmasphere*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 372 pp. DOI: 10.1017/CBO9780511600098.

Leonovich A.S., Kozlov D.A. Kelvin-Helmholtz instability in a dipole magnetosphere: The magnetopause as a tangential discontinuity // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 10. pp. 7936–7953. DOI: 10.1029/2019JA026842.

Leonovich A.S., Kozlov D.A. Magnetosonic resonances in the magnetospheric plasma // *Earth, Planets and Space*. 2013. Vol. 65. pp. 369–384. DOI: 10.5047/eps.2012.07.002.

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // *Planetary and Space Science*. 1993. Vol. 41. No. 9. pp. 697–717. DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.

Leonovich A.S., Mazur V.A. Magnetospheric resonator for transverse-small-scale standing Alfvén waves // *Planetary and Space Science*. 1995. Vol. 43. No. 7. pp. 881–883. DOI: 10.1016/0032-0633(94)00206-7.

Leonovich A.S., Klimushkin D.Y., Mager P.N. Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse small-scale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 7. pp. 5443–5454. DOI: 10.1002/2015JA021044.

Li L., Zhou X.Z., Zong Q.G., et al. Origin of frequency-doubling and shoulder-like magnetic pulsations in ULF waves // *Geophysical Research Letters*. 2021. Vol. 48. No. 23. P. e2021GL096532. DOI: 10.1029/2021GL096532.

Li L., Omura Y., Zhou X.Z., et al. Chorus wave generation modulated by field line resonance and mirror-mode ULF waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2023. Vol. 128. No. 2. P. e2022JA031127. DOI: 10.1029/2022JA031127.

Lin N., McPherron R.L., Kivelson M.G., Williams D.J. An unambiguous determination of the propagation of a compressional Pc5 wave // *Journal of Geophysical Research*. 1988. Vol. 93. No. A6. pp. 5601–5612. DOI: 10.1029/JA093iA06p05601.

Liu W., Sarris T.E., Li X., et al. Electric and magnetic field observations of Pc4 and Pc5 pulsations in the inner magnetosphere: A statistical study // *Journal of Geophysical Research*. 2009. Vol. 114. No. A12. P. A12306. DOI: 10.1029/2009JA014243.

Liu W., Cao J.B., Li X., et al. Poloidal ULF wave observed in the plasmasphere boundary layer // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118. No. 7. pp. 4298–4307. DOI: 10.1002/jgra.50427.

Liu Z.Y., Zong Q.G., Rankin R., et al. Simultaneous macroscale and microscale wave-ion interaction in near-earth space plasmas // *Nature Communications*. 2022. Vol. 13. P. 5593. DOI: 10.1038/s41467-022-33298-6.

Lui A.T.Y., Hamilton D.C. Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1992. Vol. 97. No. A12. pp. 19325–19332. DOI: 10.1029/92JA01539.

Mager O.V. Alfvén waves generated through the drift-bounce resonant instability in the ring current: A THEMIS multi-spacecraft case study // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021. Vol. 126. No. 11. P. e2021JA029241. DOI: 10.1029/2021JA029241.

Mager O.V., Chelpanov M.A., Mager P.N., et al. Conjugate ionosphere-magnetosphere observations of a sub-Alfvénic compressional intermediate-m wave: A case study using EKB radar and Van Allen Probes // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 5. pp. 3276–3290. DOI: 10.1029/2019JA026541.

Mager P.N., Klimushkin D.Y. Alfvén ship waves: high-m ULF pulsations in the magnetosphere, generated by a moving plasma inhomogeneity // *Annales Geophysicae*. 2008. Vol. 26. No. 6. pp. 1653–1663. DOI: 10.5194/angeo-26-1653-2008.

Mager P.N., Klimushkin D.Y. Giant pulsations as modes of a transverse Alfvénic resonator on the plasmopause // *Earth, Planets and Space*. 2013. Vol. 65. pp. 397–409. DOI: 10.5047/eps.2012.10.002.

Mager P.N., Klimushkin D.Y. Non-resonant instability of coupled Alfvén and drift compressional modes in magnetospheric plasma // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2017. Vol. 59. No. 9. P. 095005. DOI: 10.1088/1361-6587/aa790c.

Mager P.N., Klimushkin D.Y. The field line resonance in the three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere: Principal features // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021. Vol. 126. No. 1. P. e2020JA028455. DOI: 10.1029/2020JA028455.

Mager P.N., Klimushkin D.Y., Kostarev D.V. Drift-compressional modes generated by inverted plasma distributions in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118. No. 8. pp. 4915–4923. DOI: 10.1002/jgra.50471.

Mager P.N., Berngardt O.I., Klimushkin D.Y., et al. First results of the high-resolution multibeam ULF wave experiment at the Ekaterinburg SuperDARN radar: Ionospheric signatures of coupled poloidal Alfvén and drift-compressional modes // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2015. Vol. 130–131. pp. 112–126. DOI: 10.1016/j.jastp.2015.05.017.

Mager P.N., Mikhailova O.S., Mager O.V., Klimushkin D.Y. Eigenmodes of the transverse Alfvénic resonator at the plasmopause: A Van Allen Probes case study // *Geophysical Research Letters*. 2018. Vol. 45. No. 20. pp. 10796–10804. DOI: 10.1029/2018GL079596.

Mann I.R., Wright A.N. Diagnosing the excitation mechanisms of Pc5 magnetospheric flank waveguide modes and FLRs // *Geophysical Research Letters*. 1999. Vol. 26. No. 16. pp. 2609–2612. DOI: 10.1029/1999GL900573.

Mann I.R., Lee E.A., Claudepierre S.G., et al. Discovery of the action of a geophysical synchrotron in the Earth's Van Allen radiation belts // *Nature Communications*. 2013. Vol. 4. P. 2795. DOI: 10.1038/ncomms3795.

Mann I.R., Ozeke L.G., Murphy K.R., et al. Explaining the dynamics of the ultra-relativistic third Van Allen radiation belt // *Nature Physics*. 2016. Vol. 12. pp. 978–983. DOI: 10.1038/nphys3799.

Matsuoka A., Teramoto M., Nomura R., et al. The ARASE (ERG) magnetic field investigation // *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. P. 43. DOI: 10.1186/s40623-018-0800-1.

Mauk B.H., Fox N.J., Kanekal S.G., et al. Science objectives and rationale for the radiation belt storm probes mission // *Space Science Reviews*. 2013. Vol. 179. pp. 3–27. DOI: 10.1007/s11214-012-9908-y.

McFadden J.P., Carlson C.W., Larson D., et al. The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration // *Space Science Reviews*. 2008. Vol. 141. pp. 277–302. DOI: 10.1007/s11214-008-9440-2.

McIlwain C.E. Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles // *Journal of Geophysical Research*. 1961. Vol. 66. No. 11. pp. 3681–3691. DOI: 10.1029/JZ066i011p03681.

McIlwain C.E. Magnetic coordinates // *Space Science Reviews*. 1966. Vol. 5. pp. 585–598. DOI: 10.1007/BF00167327.

McPherron R.L. Magnetic pulsations: Their sources and relation to solar wind and geomagnetic activity // *Surveys in Geophysics*. 2005. Vol. 26. pp. 545–592. DOI: 10.1007/s10712-005-1758-7.

Menk F.W., Waters C.I. *Magnetoseismology: Ground-based remote sensing of Earth's magnetosphere*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, 2013. 251 pp. DOI: 10.1002/9783527652051.

Menk F., Kale Z., Sciffer M., et al. Remote sensing the plasmasphere, plasmopause, plumes and other features using ground-based magnetometers // *Journal of Space Weather and Space Climate*. 2014. Vol. 4. P. A34. DOI: 10.1051/swsc/2014030.

Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., et al. The role of convection in the buildup of the ring current pressure during the 17 March 2013 storm // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122. No. 1. pp. 475–492. DOI: 10.1002/2016JA023358.

Mikhailova O.S., Smotrova E.E., Mager P.N. Resonant generation of an Alfvén wave by a substorm injected electron cloud: A Van Allen Probe case study // *Geophysical Research Letters*. 2022. Vol. 49. No. 19. P. e2022GL100433. DOI: 10.1029/2022GL100433.

Min K., Takahashi K., Ukhorskiy A.Y., et al. Second harmonic poloidal waves observed by Van Allen Probes in the dusk-midnight sector // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122. No. 3. pp. 3013–3039. DOI: 10.1002/2016JA023770.

Mishin V.V. On the MHD instability of the Earth's magnetopause and its geophysical effects // *Planetary and Space Science*. 1981. Vol. 29. No. 3. pp. 359–363. DOI: 10.1016/0032-0633(81)90024-6.

Mitchell D.G., Lanzerotti L.J., Kim C.K., et al. Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment (RBSPICE) // *Space Science Reviews*. 2013. Vol. 179. pp. 263–308. DOI: 10.1007/s11214-013-9965-x.

Miyoshi Y., Shinohara I., Takashima T., et al. Geospace exploration project ERG // *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. P. 101. DOI: 10.1186/s40623-018-0862-0.

Moldwin M.B., Downward L., Rassoul H.K., et al. A new model of the location of the plasmopause: CRRES results // *Journal of Geophysical Research*. 2002. Vol. 107. No. A11. P. 1339. DOI: 10.1029/2001JA009211.

Moldwin M.B., Howard J., Sanny J., et al. Plasmaspheric plumes: CRRES observations of enhanced density beyond the plasmopause // *Journal of Geophysical Research*. 2004. Vol. 109. No. A5. P. A05202. DOI: 10.1029/2003JA010320.

Motoba T., Takahashi K., Gjerloev J., et al. The role of compressional Pc5 pulsations in modulating precipitation of energetic electrons // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118. No. 12. pp. 7728–7739. DOI: 10.1002/2013JA018912.

Motoba T., Takahashi K., Ukhorskiy A., et al. Link between premidnight second harmonic poloidal waves and auroral undulations: Conjugate observations with a Van Allen Probe spacecraft and a THEMIS all-sky imager // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 3. pp. 1814–1831. DOI: 10.1002/2014JA020863.

Motoba T., Ogawa Y., Ebihara Y., et al. Daytime Pc5 diffuse auroral pulsations and their association with outer magnetospheric ULF waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021. Vol. 126. No. 8. P. e2021JA029218. DOI: 10.1029/2021JA029218.

Newell P.T., Gjerloev J.W. Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power // *Journal of Geophysical Research*. 2011. Vol. 116. No. A12. P. A12211. DOI: 10.1029/2011JA016779.

Ng P.H., Patel V.L., Chen S. Drift compressional instability in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1984. Vol. 89. No. A12. pp. 10763–10769. DOI: 10.1029/JA089iA12p10763.

Northrop T.G. Adiabatic Charged-Particle Motion // *Reviews of Geophysics*. 1963. Vol. 1. No. 3. pp. 283–304. DOI: 10.1029/RG001i003p00283.

Nosé M., Iyemori T., Sugiura M., Slavin J.A. A strong dawn/dusk asymmetry in Pc5 pulsation occurrence observed by the DE-1 satellite // *Geophysical Research Letters*. 1995. Vol. 22. No. 15. pp. 2053–2056. DOI: 10.1029/95GL01794.

Nosé M., Oimatsu S., Keika K., et al. Formation of the oxygen torus in the inner magnetosphere: Van Allen Probes observations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 2. pp. 1182–1196. DOI: 10.1002/2014JA020593.

Nosé M., Matsuoka A., Kumamoto A., et al. Longitudinal structure of oxygen torus in the inner magnetosphere: Simultaneous observations by Arase and Van Allen Probe A // *Geophysical Research Letters*. 2018. Vol. 45. No. 19. pp. 10177–10184. DOI: 10.1029/2018GL080122.

Nosé M., Matsuoka A., Kumamoto A., et al. Oxygen torus and its coincidence with EMIC wave in the deep inner magnetosphere: Van Allen Probe B and Arase observations // *Earth, Planets and Space*. 2020. Vol. 72. P. 111. DOI: 10.1186/s40623-020-01235-w.

Nykyri K. Impact of MHD shock physics on magnetosheath asymmetry and Kelvin-Helmholtz instability // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118. No. 8. pp. 5068–5081. DOI: 10.1002/jgra.50499.

Oimatsu S., Nosé M., Teramoto M., et al. Drift-bounce resonance between Pc5 pulsations and ions at multiple energies in the nightside magnetosphere: Arase and MMS observations // *Geophysical Research Letters*. 2018. Vol. 45. No. 15. pp. 7277–7286. DOI: 10.1029/2018GL078961.

Oimatsu S., Nosé M., Le G., et al. Selective acceleration of O⁺ by drift-bounce resonance in the Earth's magnetosphere: MMS observations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 2. P. e2019JA027686. DOI: 10.1029/2019JA027686.

Oliveira D.M., Hartinger M.D., Xu Z., et al. Interplanetary shock impact angles control magnetospheric ULF wave activity: Wave amplitude, frequency, and power spectra // *Geophysical Research Letters*. 2020. Vol. 47. No. 24. P. e2020GL090857. DOI: 10.1029/2020GL090857.

Ono Y., Christon S.P., Frey H.U., Lui A.T.Y. Distribution of O⁺ ions in the plasma sheet and locations of substorm onsets // *Journal of Geophysical Research*. 2010. Vol. 115. No. A9. P. A09220. DOI: 10.1029/2009JA015138.

Orr D., Matthew J.A.D. The variation of geomagnetic micropulsation periods with latitude and the plasmapause // *Planetary and Space Science*. 1971. Vol. 19. No. 8. pp. 897–905. DOI: 10.1016/0032-0633(71)90141-3.

Ozeke L.G., Mann I.R. Modeling the properties of high-m Alfvén waves driven by the drift-bounce resonance mechanism // *Journal of Geophysical Research*. 2001. Vol. 106. No. A8. pp. 15583–15597. DOI: 10.1029/2000JA000393.

Ozeke L.G., Mann I.R. Energization of radiation belt electrons by ring current ion driven ULF waves // *Journal of Geophysical Research*. 2008. Vol. 113. No. A2. P. A02201. DOI: 10.1029/2007JA012468.

Ozhogin P., Tu J., Song P., Reinisch B.W. Field-aligned distribution of the plasmaspheric electron density: An empirical model derived from the IMAGE RPI measurements // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2012. Vol. 117. No. A6. P. A06225. DOI: 10.1029/2011JA017330.

Papitashvili N.E., King J.H. OMNI 1-min Data Set. NASA Space Physics Data Facility, 2020. DOI: 10.48322/45bb-8792.

Parkhomov V.A., Mishin V.V., Borovik L.V. Long-period geomagnetic pulsations caused by the solar wind negative pressure impulse on 22 March 1979 (CDAW-6) // *Annales Geophysicae*. 1998. Vol. 16. No. 2. pp. 134–139. DOI: 10.1007/s00585-998-0134-6.

Parnowski A.S. Eigenmode analysis of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // *Annales Geophysicae*. 2007. Vol. 25. No. 6. pp. 1391–1403. DOI: 10.5194/angeo-25-1391-2007.

Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1990. Vol. 52. No. 12. pp. 1193–1209. DOI: 10.1016/0021-9169(90)90087-4.

Pilipenko V., Belakhovsky V., Murr D., et al. Modulation of total electron content by ULF Pc5 waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2014. Vol. 119. No. 6. pp. 4358–4369. DOI: 10.1002/2013JA019594.

Pokhotelov O.A., Pilipenko V.A., Amata E. Drift anisotropy instability of a finite- β magnetospheric plasma // *Planetary and Space Science*. 1985. Vol. 33. No. 11. pp. 1229–1241. DOI: 10.1016/0032-0633(85)90001-7.

Potapov A.S. ULF wave activity in high-speed streams of the solar wind: Impact on the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118. No. 10. pp. 6465–6477. DOI: 10.1002/2013JA019119.

Radoski H.R. Highly asymmetric MHD resonances: The guided poloidal mode // *Journal of Geophysical Research*. 1967. Vol. 72. No. 15. pp. 4026–4027. DOI: 10.1029/JZ072i015p04026.

Rae I.J., Murphy K.R., Watt C.E.J., et al. The role of localized compressional ultra-low frequency waves in energetic electron precipitation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123. No. 3. pp. 1900–1914. DOI: 10.1002/2017JA024674.

Ren J., Zong Q.G., Zhou X.Z., et al. Interaction of ULF waves with different ion species: Pitch angle and phase space density implications // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2016. Vol. 121. No. 10. pp. 9459–9472. DOI: 10.1002/2016JA022995.

Ren J., Zong Q.G., Miyoshi Y., et al. Low-energy (<200 eV) electron acceleration by ULF waves in the plasmaspheric boundary layer: Van Allen Probes observation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122. No. 10. pp. 9969–9982. DOI: 10.1002/2017JA024316.

Ren J., Zong Q.G., Miyoshi Y., et al. A comparative study of ULF waves' role in the dynamics of charged particles in the plasmasphere: Van Allen Probes observation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123. No. 7. pp. 5334–5343. DOI: 10.1029/2018JA025255.

Ren J., Zong Q.G., Zhou X.Z., et al. Cold plasmaspheric electrons affected by ULF waves in the inner magnetosphere: A Van Allen Probes statistical study // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 10. pp. 7954–7965. DOI: 10.1029/2019JA027009.

Saka O. The increase in the curvature radius of geomagnetic field lines preceding a classical dipolarization // *Annales Geophysicae*. 2020. Vol. 38. No. 2. pp. 467–479. DOI: 10.5194/angeo-38-467-2020.

Sandhu J.K., Yeoman T.K., Rae I.J. Variations of field line eigenfrequencies with ring current intensity // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123. No. 11. pp. 9325–9339. DOI: 10.1029/2018JA025751.

Sandhu J.K., Rae I.J., Staples F.A., et al. The roles of the magnetopause and plasmapause in storm-time ULF wave power enhancements // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021. Vol. 126. No. 7. P. e2021JA029337. DOI: 10.1029/2021JA029337.

Sarris T.E., Liu W., Kabin K., et al. Characterization of ULF pulsations by THEMIS // *Geophysical Research Letters*. 2009a. Vol. 36. No. 4. P. L04104. DOI: 10.1029/2008GL036732.

Sarris T.E., Wright A.N., Li X. Observations and analysis of Alfvén wave phase mixing in the Earth’s magnetosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2009b. Vol. 114. No. A3. P. A03218. DOI: 10.1029/2008JA013606.

Schäfer S., Glassmeier K.H., Eriksson P.T.I., et al. Spatio-temporal structure of a poloidal Alfvén wave detected by Cluster adjacent to the dayside plasmapause // *Annales Geophysicae*. 2008. Vol. 26. No. 7. pp. 1805–1817. DOI: 10.5194/angeo-26-1805-2008.

Shi X., Baker J.B.H., Ruohoniemi J.M., et al. Long-lasting poloidal ULF waves observed by multiple satellites and high-latitude SuperDARN radars // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123. No. 10. pp. 8422–8438. DOI: 10.1029/2018JA026003.

Shi X., Hartinger M.D., Baker J.B.H., et al. Multipoint conjugate observations of dayside ULF waves during an extended period of radial IMF // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 11. P. e2020JA028364. DOI: 10.1029/2020JA028364.

Shi X., Zhang X.J., Artemyev A., et al. On the role of ULF waves in the spatial and temporal periodicity of energetic electron precipitation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 12. P. e2022JA030932. DOI: 10.1029/2022JA030932.

Shue J.H., Chao J.K., Fu H.C., et al. A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape // *Journal of Geophysical Research*. 1997. Vol. 102. No. A5. pp. 9497–9511. DOI: 10.1029/97JA00196.

Sibeck D.G., Angelopoulos V. THEMIS science objectives and mission phases // *Space Science Reviews*. 2008. Vol. 141. pp. 35–59. DOI: 10.1007/s11214-008-9393-5.

Singer H.J., Southwood D.J., Walker R.J., Kivelson M.G. Alfvén wave resonances in a realistic magnetospheric magnetic field geometry // *Journal of Geophysical Research*. 1981. Vol. 86. No. A6. pp. 4589–4596. DOI: 10.1029/JA086iA06p04589.

Singer H.J., Matheson L., Grubb R., et al. Monitoring space weather with the GOES magnetometers // Proceedings SPIE "GOES-8 and Beyond". 1996. Vol. 2812. pp. 299–308. DOI: 10.1117/12.254077.

Smith S.W. The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing. 2nd ed. San Diego: California Technical Publishing, 1999. 650 pp.

Sorathia K.A., Merkin V.G., Panov E.V., et al. Ballooning-interchange instability in the near-Earth plasma sheet and auroral beads: Global magnetospheric modeling at the limit of the MHD approximation // Geophysical Research Letters. 2020. Vol. 47. No. 14. P. e2020GL088227. DOI: 10.1029/2020GL088227.

Soto-Chavez A.R., Lanzerotti L.J., Manweiler J.W., et al. Observational evidence of the drift-mirror plasma instability in Earth's inner magnetosphere // Physics of Plasmas. 2019. Vol. 26. No. 4. P. 042110. DOI: 10.1063/1.5083629.

Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // Planetary and Space Science. 1974. Vol. 22. No. 3. pp. 483–491. DOI: 10.1016/0032-0633(74)90078-6.

Southwood D.J. A general approach to low-frequency instability in the ring current plasma // Journal of Geophysical Research. 1976. Vol. 81. No. 19. pp. 3340–3348. DOI: 10.1029/JA081i019p03340.

Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J. Bounce resonant interaction between pulsations and trapped particles // Planetary and Space Science. 1969. Vol. 17. No. 3. pp. 349–361. DOI: 10.1016/0032-0633(69)90068-3.

Spasojević M., Goldstein J., Carpenter D.L., et al. Global response of the plasmasphere to a geomagnetic disturbance // Journal of Geophysical Research. 2003. Vol. 108. No. A9. P. 1340. DOI: 10.1029/2003JA009987.

Su S.Y., Konradi A., Fritz T.A. On propagation direction of ring current proton ULF waves observed by ATS 6 at 6.6 Re // Journal of Geophysical Research. 1977. Vol. 82. No. 13. pp. 1859–1868. DOI: 10.1029/JA082i013p01859.

Takahashi K., Anderson B.J. Distribution of ULF energy ($f \sim 80$ mHz) in the inner magnetosphere: A statistical analysis of AMPTE CCE magnetic field data // Journal of Geophysical Research. 1992. Vol. 97. No. A7. pp. 10751–10773. DOI: 10.1029/92JA00328.

Takahashi K., Denton R.E. Magnetospheric seismology using multiharmonic toroidal waves observed at geosynchronous orbit // Journal of Geophysical Research. 2007. Vol. 112. No. A5. P. A05204. DOI: 10.1029/2006JA011709.

Takahashi K., Denton R.E. Magnetospheric mass density as determined by ULF wave analysis // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2021a. Vol. 8. P. 708940. DOI: 10.3389/fspas.2021.708940.

Takahashi K., Denton R.E. Nodal structure of toroidal standing Alfvén waves and its implication for field line mass density distribution // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021b. Vol. 126. No. 5. P. e2020JA028981. DOI: 10.1029/2020JA028981.

Takahashi K., McPherron R.L. Standing hydromagnetic oscillations in the magnetosphere // *Planetary and Space Science*. 1984. Vol. 32. No. 11. pp. 1343–1359. DOI: 10.1016/0032-0633(84)90078-3.

Takahashi K., Fennell J.F., Amata E., Higbie P.R. Field-aligned structure of the storm time Pc 5 wave of November 14–15, 1979 // *Journal of Geophysical Research*. 1987. Vol. 92. No. A6. pp. 5857–5864. DOI: 10.1029/JA092iA06p05857.

Takahashi K., Denton R.E., Gallagher D. Toroidal wave frequency at $L = 6–10$: Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers/CCE observations and comparison with theoretical model // *Journal of Geophysical Research*. 2002. Vol. 107. No. A2. P. 1020. DOI: 10.1029/2001JA000197.

Takahashi K., Denton R.E., Anderson R.R., Hughes W.J. Frequencies of standing Alfvén wave harmonics and their implication for plasma mass distribution along geomagnetic field lines: Statistical analysis of CRRES data // *Journal of Geophysical Research*. 2004. Vol. 109. No. A8. P. A08202. DOI: 10.1029/2003JA010345.

Takahashi K., Denton R.E., Anderson R.R., Hughes W.J. Mass density inferred from toroidal wave frequencies and its comparison to electron density // *Journal of Geophysical Research*. 2006. Vol. 111. No. A1. P. A01201. DOI: 10.1029/2005JA011286.

Takahashi K., Denton R.E., Kurth W., et al. Externally driven plasmaspheric ULF waves observed by the Van Allen Probes // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. No. 1. pp. 526–552. DOI: 10.1002/2014JA020373.

Takahashi K., Oimatsu S., Nose M., et al. Van Allen Probes observations of second harmonic poloidal standing Alfvén waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018a. Vol. 123. No. 1. pp. 611–637. DOI: 10.1002/2017JA024869.

Takahashi K., Claudepierre S.G., Rankin R., et al. Van Allen Probes observation of a fundamental poloidal standing Alfvén wave event related to giant pulsations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018b. Vol. 123. No. 6. pp. 4574–4593. DOI: 10.1029/2017JA025139.

Takahashi K., Vellante M., Del Corpo A., et al. Multiharmonic toroidal standing Alfvén waves in the midnight sector observed during a geomagnetically quiet period // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 3. P. e2019JA027370. DOI: 10.1029/2019JA027370.

Takahashi K., Crabtree C., Ukhorskiy A.Y., et al. Van Allen Probes observations of symmetric stormtime compressional ULF waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 2. P. e2021JA030115. DOI: 10.1029/2021JA030115.

Tsyganenko N. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // *Planetary and Space Science*. 1989. Vol. 37. No. 1. pp. 5–20. DOI: 10.1016/0032-0633(89)90066-4.

Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Takahashi K., Anderson B.J. Radial transport of radiation belt electrons due to stormtime Pc5 waves // *Annales Geophysicae*. 2009. Vol. 27. No. 5. pp. 2173–2181. DOI: 10.5194/angeo-27-2173-2009.

Vetoulis G., Chen L. Global structures of Alfvén-ballooning modes in magnetospheric plasmas // *Geophysical Research Letters*. 1994. Vol. 21. No. 19. pp. 2091–2094. DOI: 10.1029/94GL01703.

Walker A.D.M. Excitation of field line resonances by MHD waves originating in the solar wind // *Journal of Geophysical Research*. 2002. Vol. 107. No. A12. P. 1481. DOI: 10.1029/2001JA009188.

Walker A.D.M. Magnetohydrodynamic waves in geospace. The theory of ULF waves and their interaction with energetic particles in the solar-terrestrial environment. Bristol: IOP Publishing, 2005. 552 pp. DOI: 10.1201/9780429093029.

Wang B., Liu T., Nishimura Y., et al. Global propagation of magnetospheric Pc5 ULF waves driven by foreshock transients // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. No. 12. P. e2020JA028411. DOI: 10.1029/2020JA028411.

Wang B., Zhang H., Liu Z., et al. Energy modulations of magnetospheric ions induced by foreshock transient-driven ultralow-frequency waves // *Geophysical Research Letters*. 2021. Vol. 48. No. 10. P. e2021GL093913. DOI: 10.1029/2021GL093913.

Wei C., Dai L., Duan S.P., et al. Multiple satellites observation evidence: High-m poloidal ULF waves with time-varying polarization states // *Earth and Planetary Physics*. 2019. Vol. 3. No. 3. pp. 190–203. DOI: 10.26464/epp2019021.

Wilson M.E., Yeoman T.K., Baddeley L.J., Kellet B.J. A statistical investigation of the invariant latitude dependence of unstable magnetospheric ion populations in relation to high m ULF wave generation // *Annales Geophysicae*. 2006. Vol. 24. No. 11. pp. 3027–3040. DOI: 10.5194/angeo-24-3027-2006.

Woch J., Kremser G., Korth A., et al. Curvature-driven drift mirror instability in the magnetosphere // *Planetary and Space Science*. 1988. Vol. 36. No. 4. pp. 383–393. DOI: 10.1016/0032-0633(88)90126-2.

World Data Center for Geomagnetism, Kyoto, Nose M., Iyemori T., et al. Geomagnetic AE index. 2015. DOI: 10.17593/15031-54800.

World Data Center for Geomagnetism, Kyoto, Imajo S., Matsuoka A., et al. Mid-latitude Geomagnetic Indices ASY and SYM (ASY/SYM Indices). 2022. DOI: 10.14989/267216.

Wright A.N., Degeling A.W., Elsdén T. Resonance maps for 3D Alfvén waves in a compressed dipole field // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 4. P. e2022JA030294. DOI: 10.1029/2022JA030294.

Wygant J.R., Bonnell J.W., Goetz K., et al. The Electric Field and Waves instruments on the Radiation Belt Storm Probes mission // *Space Science Reviews*. 2013. Vol. 179. pp. 183–220. DOI: 10.1007/s11214-013-0013-7.

Xia Z., Chen L., Dai L., et al. Modulation of chorus intensity by ULF waves deep in the inner magnetosphere // *Geophysical Research Letters*. 2016. Vol. 43. No. 18. pp. 9444–9452. DOI: 10.1002/2016GL070280.

Yamakawa T., Seki K., Amano T., et al. Excitation of two types of storm-time Pc5 ULF waves by ring current ions based on the magnetosphere-ionosphere coupled model // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 8. P. e2022JA030486. DOI: 10.1029/2022JA030486.

Yamamoto K., Nosé M., Kasahara S., et al. Giant pulsations excited by a steep earthward gradient of proton phase space density: Arase observation // *Geophysical Research Letters*. 2018. Vol. 45. No. 14. pp. 6773–6781. DOI: 10.1029/2018GL078293.

Yamamoto K., Nose M., Keika K., et al. Eastward propagating second harmonic poloidal waves triggered by temporary outward gradient of proton phase space density: Van Allen Probe A observation // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 12. pp. 9904–9923. DOI: 10.1029/2019JA027158.

Yamamoto K., Seki K., Matsuoka A., et al. A statistical study of the solar wind dependence of multi-harmonic toroidal ULF waves observed by the Arase satellite // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 1. P. e2021JA029840. DOI: 10.1029/2021JA029840.

Yeoman T.K., James M., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Super-DARN observations of high-m ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory // *Journal of Geophysical Research*. 2012. Vol. 117. No. A06. P. A06231.

Yeoman T.K., James M., Klimushkin D.Y., Mager P.N. Energetic particle-driven ULF waves in the ionosphere // In: *Low-Frequency Waves in Space Plasmas* / Ed. by Keling A., Lee D.H., Nakariakov V. Washington DC: American Geophysical Union, 2016. pp. 1-14. DOI: 10.1002/9781119055006.ch1.

Yokota S., Kasahara S., Mitani T., et al. Medium-energy particle experiments–ion mass analyzer (MEP-i) onboard ERG (Arase) // *Earth, Planets and Space*. 2017. Vol. 69. P. 172. DOI: 10.1186/s40623-017-0754-8.

Zhang X.X., He F., Lin R.L., et al. A new solar wind-driven global dynamic plasmopause model: 1. Database and statistics // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122. No. 7. pp. 7153–7171. DOI: 10.1002/2017JA023912.

Zhang S., Tian A., Degeling A.W., et al. Pc4-5 poloidal ULF wave observed in the dawnside plasmaspheric plume // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. No. 12. pp. 9986–9998. DOI: 10.1029/2019JA027319.

Zhang W., Nishimura Y., Wang B., et al. Identifying the structure and propagation of dawnside Pc5 ULF waves using space-ground conjunctions // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127. No. 12. P. e2022JA030473. DOI: 10.1029/2022JA030473.

Zhao X.X., Zong Q.G., Liu J.J., et al. Normal- and reversed-boomerang stripes on electron pitch angle distributions: Solar wind dynamic pressure effect // *Geophysical Research Letters*. 2022. Vol. 49. No. 2. P. e2021GL096526. DOI: 10.1029/2021GL096526.

Zhu X., Kivelson M.G. Compressional ULF waves in the outer magnetosphere: 1. Statistical study // *Journal of Geophysical Research*. 1991. Vol. 96. No. A11. pp. 19451–19467. DOI: 10.1029/91JA01860.

Zhu X., Kivelson M.G. Compressional ULF waves in the outer magnetosphere: 2. A case study of Pc 5 type wave activity // *Journal of Geophysical Research*. 1994. Vol. 99. No. A1. pp. 241–252. DOI: 10.1029/93JA02106.

Zolotukhina N.A., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Pc5 waves generated by substorm injection: a case study // *Annales Geophysicae*. 2008. Vol. 26. No. 7. pp. 2053–2059. DOI: 10.5194/angeo-26-2053-2008.

Zong Q.G., Zhou X.Z., Wang Y.F., et al. Energetic electron response to ULF waves induced by interplanetary shocks in the outer radiation belt // *Journal of Geophysical Research*. 2009. Vol. 114. No. A10. P. A10204. DOI: 10.1029/2009JA014393.

Zong Q.G. Magnetospheric response to solar wind forcing: ultra-low-frequency wave-particle interaction perspective // *Annales Geophysicae*. 2022. Vol. 40. No. 1. pp. 121–150. DOI: 10.5194/angeo-40-121-2022.