

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ УНЧ-ВОЛН И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ: ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ (ОБЗОР)

INTERACTION BETWEEN LONG-PERIOD ULF WAVES AND CHARGED PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE: THEORY AND OBSERVATIONS (OVERVIEW)

Д.Ю. Климушкин

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, klimush@iszf.irk.ru*

П.Н. Магер

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, p.mager@iszf.irk.ru*

М.А. Челпанов

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, max_chel@iszf.irk.ru*

Д.В. Костарев

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, kostarev@iszf.irk.ru*

D.Yu. Klimushkin

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, klimush@iszf.irk.ru*

P.N. Mager

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, p.mager@iszf.irk.ru*

M.A. Chelpanov

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, max_chel@iszf.irk.ru*

D.V. Kostarev

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, kostarev@iszf.irk.ru*

Аннотация. Статья посвящена обзору современного состояния проблемы взаимодействия между длиннопериодными ультра-низкочастотными (УНЧ) волнами и высокоэнергичными частицами. Рассмотрены элементы теории обмена энергией между волнами и частицами, переноса частиц поперек магнитных оболочек под действием электромагнитного поля волны, вопросы ускорения частиц радиационных поясов посредством как резонансных, так и нерезонансных механизмов. Обсуждаются механизмы генерации азимутально-мелкомасштабных УНЧ-волн за счет неустойчивостей, возникающих при резонансе волна—частица. Отдельно разобраны случаи альфвеновских, дрейфово-компрессионных и зеркально-дрейфовых волн. Отмечено, что ввиду отсутствия детальной теории зеркально-дрейфовых мод возможность их существования в магнитосфере не является доказанным фактом. Обобщены экспериментальные факты регистрации полоидальных и компрессионных УНЧ-волн, генерированных неустойчивыми популяциями высокоэнергичных частиц. Разобраны механизмы модуляции потоков энергичных частиц УНЧ-волнами и возможные наблюдательные проявления такой модуляции. Рассмотрены методы изучения структуры волн поперек магнитных оболочек посредством регистрации потоков резонансных частиц с конечным ларморовским радиусом.

Ключевые слова: УНЧ-волны, взаимодействие волна—частица, радиационные пояса, плазменные неустойчивости.

Abstract. The paper reviews the current state of the problem of interaction between long-period ultra-low-frequency (ULF) waves and high-energy particles. We consider elements of the theory of energy exchange between waves and particles, particle transport across magnetic shells under the influence of the electromagnetic field of a wave, the acceleration of radiation belt particles by both resonant and non-resonant mechanisms. We examine the mechanisms of generation of azimuthally-small-scale ULF waves due to instabilities arising from the wave–particle resonance. The cases of Alfvén, drift-compressional, and drift-mirror waves are analyzed. It is noted that due to the lack of a detailed theory of drift-mirror modes, the possibility of their existence in the magnetosphere cannot be taken as a proven fact. We summarize experimental data on the poloidal and compression ULF waves generated by unstable populations of high-energy particles. We investigate the mechanisms of modulation of energetic particle fluxes by ULF waves and possible observational manifestations of such modulation. Methods of studying the structure of waves across magnetic shells by recording fluxes of resonant particles with a finite Larmor radius are discussed.

Keywords: ULF waves, wave—particle interaction, radiation belts, plasma instabilities.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	36
1 Элементы теории	37
1.1 Движение частиц в геомагнитном поле	37
1.2 Обмен энергией между волнами и частицами	39
1.3 Перенос поперек магнитных оболочек	40
1.4 Динамика приэкваториальной частицы в поле альфвеновской волны	40
2 Роль УНЧ-волн в ускорении частиц радиационных поясов	43
2.1 Ускорение в дрейфовом резонансе	43
2.2 Нерезонансные механизмы ускорения	44
3 Структура УНЧ-волн в магнитной гидродинамике	45
3.1 Равновесие и система координат	45
3.2 Общие уравнения	46
3.3 Структура альфвеновских волн в области монотонного изменения тороидальной и полоидальной частот	48
3.4 Поперечный резонатор для альфвеновских волн	48
3.5 Генерация альфвеновских волн движущимся источником	49
4 УНЧ-волны в кинетике. Раскачка УНЧ-волн за счет резонансного взаимодействия с энергичными частицами	50
4.1 Факторы неустойчивости	50
4.2 Альфвеновская мода	51
4.3 Дрейфово-компрессионная мода	53
4.4 Сцепление альфвеновской и дрейфовой компрессионной мод	54
4.5 Зеркально-дрейфовая мода	55
5 Экспериментальные данные о неустойчивостях, генерирующих азимутально-мелкомасштабные волны	56
5.1 Полоидальные альфвеновские моды	56
5.2 Дрейфово-компрессионные моды	57
5.3 Зеркально-дрейфовые моды	58
6 Модуляция потоков заряженных частиц	58
6.1 Дрейфовый резонанс	59
6.2 Баунс-дрейфовый резонанс	60
6.3 Эффект конечного гирорадиуса и определение поперечной компоненты волнового вектора	61
Заключение	61

ВВЕДЕНИЕ

Ультра-низкочастотными (УНЧ) волнами, или геомагнитными пульсациями, называются колебания в магнитосфере Земли с частотами порядка или ниже гирочастоты протонов (от миллигерц до нескольких герц). УНЧ-волны делятся на две большие разновидности: короткопериодные ($Pc1-2$, $Pi1$; частоты от 5 до 0.1 Гц) и длиннопериодные ($Pc3-5$, $Pi2-3$; от 0.1 Гц до 1 мГц). В этой статье мы будем рассматривать длиннопериодные УНЧ-волны, характерной особенностью которых является длина волны, сопоставимая по порядку величины с длиной силовой линии. Ниже этого частотного диапазона располагаются бухты — апериодические магнитные возмущения, сопровождающие суббури.

С наблюдательной точки зрения, длиннопериодные УНЧ-волны делятся на три разновидности: тороидальные, полоидальные и компрессионные. Тороидальные УНЧ-волны представляют собой колебания силовых линий геомагнитного поля в азиму-

тальном направлении (рис. 1, слева). При этом электрическое поле колеблется в основном в радиальном направлении. В полоидальных УНЧ-волнах силовые линии колеблются преимущественно в радиальном (меридиональном) направлении (рис. 1, справа). Колебания электрического поля при этом происходят по азимуту. В тороидальных и полоидальных волнах величина магнитного поля практически не меняется. Напротив, в компрессионных колебаниях осциллирует также модуль магнитного поля. Это означает, что в возмущении магнитного поля имеется значительная продольная компонента.

УНЧ-волны делятся также на азимутально-крупномасштабные и мелкомасштабные (азимутальные волновые числа соответственно $m \sim 1$ и $m \gg 1$). Тороидальные волны преимущественно являются азимутально-крупномасштабными, полоидальные — азимутально-мелкомасштабными. Эти волны различаются также механизмами генерации: источники крупномасштабных волн связаны с солнечным ветром,

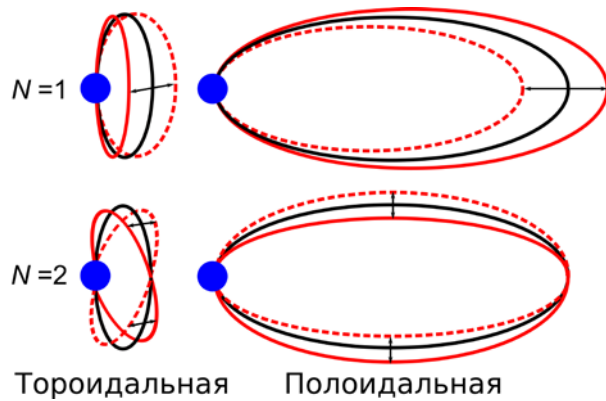


Рис. 1. Торoidalные и полоидальные колебания силовых линий. Показаны главная и вторая гармоники ($N=1$ и $N=2$ соответственно)

источники мелкомасштабных расположены внутри магнитосферы. В последнее время часто вводят также промежуточные, азимутально-среднемасштабные колебания ($m \approx 10$) [Yeoman et al., 2010; Hao et al., 2014; Mager et al., 2019]. Этот случай остается сравнительно малоизученным. Большое значение имеет также знак азимутального волнового числа. Волны с $m > 0$ распространяются в магнитосфере на восток, в сторону дрейфа электронов, волны с $m < 0$ — на запад, в сторону дрейфа протонов. Примерно 90 % азимутально-мелкомасштабных волн имеют отрицательные азимутальные волновые числа [Челпанов и др., 2019].

С физической точки зрения торoidalные и полоидальные колебания идентифицируются как альфвеновские волны, стоячие вдоль силовой линии между магнитосопреженными точками ионосферы [Dungey, 1954; Radoski, 1967]. Среди компрессионных колебаний могут быть как быстрые и медленные магнитозвуковые гидромагнитные волны, так и УНЧ-моды кинетической природы: дрейфово-компрессионные или зеркально-дрейфовые моды.

Уже в начале 60-х гг. было высказано предположение, что УНЧ-волны могут оказывать большое влияние на динамику высокоэнергичных частиц в магнитосфере — частиц радиационных поясов и кольцевого тока [Dungey, 1964]. Волны могут ускорять частицы, переносить их поперек магнитных оболочек, переводить в конус потерь и тем самым способствовать их исчезновению из магнитосферы. В конце 60-х – начале 70-х гг. было установлено, что возможно и обратное влияние: популяции высокоэнергичных частиц могут генерировать волны посредством различных плазменных неустойчивостей [Southwood et al., 1969; Hasegawa, 1969; Михайловский, Похотелов, 1975]. Часто предполагают, что неустойчивости отвечают за генерацию азимутально-мелкомасштабных УНЧ-волн.

Вопросы взаимодействия УНЧ-волн и частиц были предметом нескольких больших обзоров, в которых рассматривалось как общее состояние проблемы [Dungey, 1964; Southwood, 1980; Tamao, 1984a; Zong et al., 2017], так и роль УНЧ-волн в ускорении частиц радиационных поясов [Elkington, 2006; Shprits et al., 2008; Mann et al., 2012; Elkington, Sarris, 2016; Потапов, 2017; Lejosne, Kollmann, 2020]. Обзор роли взаимо-

действия с частицами в генерации волн более высокочастотных диапазонов (вистлеры, ионно-циклотронные волны) представлен в работах [Tsurutani, Lakhina, 1997; Demekhov, 2007; Трахтенгерц, Райкрофт, 2011]. Влияние нелинейных эффектов, в том числе связанных с взаимодействием волна — частица, на распространение короткопериодных УНЧ-волн рассмотрено в недавней статье [Гульельми, Потапов, 2021].

В данном обзоре рассмотрено современное состояние проблемы взаимодействия длиннопериодных УНЧ-волн и частиц, причем внимание уделено вопросам как ускорения частиц волнами, так и генерации волн частицами. Материал представлен в форме, доступной для восприятия исследователю в начале научной карьеры.

Структура обзора следующая. В разделе 1 рассмотрены общие вопросы теории взаимодействия волна — частица: рост баунс-дрейфового и дрейфового резонансов, перемещение частицы под действием электромагнитного поля волны поперек магнитных оболочек, динамика приэкваториальных частиц. В разделе 2 рассмотрены основные идеи, выдвигавшиеся для объяснения роли УНЧ-волн в ускорении частиц радиационных поясов, в том числе «электронов-убийц» с релятивистскими энергиями. Раздел 3 посвящен изложению основных результатов теории структуры УНЧ-волн, особенно волн с большими азимутальными волновыми числами, которые предполагаются генерированными за счет взаимодействия с частицами. Теория генерации длиннопериодных УНЧ-волн за счет плазменных неустойчивостей, связанных с передачей энергии от высокоэнергичных частиц, изложена в разделе 4. Раздел 5 посвящен рассмотрению состояния проблемы генерации азимутально-мелкомасштабных волн частицами с экспериментальной точки зрения. В разделе 6 рассмотрены проблемы модуляции потоков частиц УНЧ-волнами как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. В заключении подведены основные итоги нашего рассмотрения.

1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ

1.1. Движение частиц в геомагнитном поле

Прежде всего, имеет смысл напомнить основные выводы теории движения заряженных частиц в магнитосфере Земли [Зеленый, Веселовский, 2010; Трахтенгерц, Райкрофт, 2011]. Движение каждой частицы в неоднородном магнитном поле можно разложить на две составляющие: вращение вдоль силовой линии и движение ведущего центра, т. е. центра этого вращения (рис. 2). Приближение ведущего центра применимо для случая, когда характерный пространственный масштаб неоднородности плазмы и магнитного поля существенно превышает ларморовский радиус частиц, а характерный временной масштаб изменения параметров плазмы и поля — период вращения частицы вокруг силовой линии (гиропериод). Вращение вокруг силовых линий

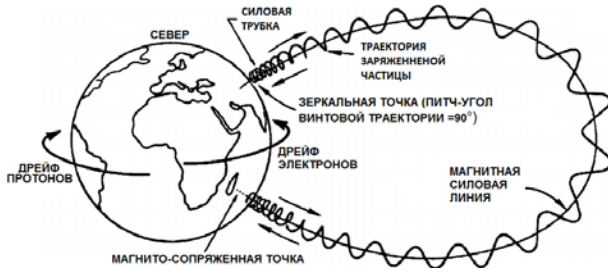


Рис. 2. Движение частиц в магнитном поле Земли

происходит по окружности с гирочастотой (или циклотронной частотой)

$$\omega_c = \frac{qB}{Mc}. \quad (1)$$

Здесь q и M — заряд и масса частицы; B — магнитное поле; c — скорость света. В проекции на плоскость, перпендикулярную силовой линии, траектория этого движения является окружностью с лармовским радиусом:

$$r_L = \frac{Mc v_{\perp}}{qB}, \quad (2)$$

где v_{\perp} — компонента скорости частицы, перпендикулярная силовой линии. Отметим, что направление циклотронного вращения электронов и ионов является противоположным.

Уравнение движение ведущего центра имеет вид

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{q}{M} \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} \right\} - \frac{\mu}{M} \nabla B \quad (3)$$

[Нортроп, 1967]. Скорость ведущего центра \vec{V} разлагается на две компоненты: колебания вдоль силовых линий и дрейф в азимутальном направлении, $\vec{V} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{u}_d$. При движении ведущего центра в стационарном магнитном поле сохраняются четыре величины: кинетическая энергия частицы $\varepsilon = M v^2 / 2$ (в дальнейшем, говоря об энергии, мы будем подразумевать именно кинетическую энергию частицы) и три адиабатических инварианта. Первым адиабатическим инвариантом считается магнитный момент частицы

$$\mu = \frac{M v_{\perp}^2}{2B}. \quad (4)$$

Принимая во внимание сохранение энергии и магнитного момента, получаем выражение для продольной скорости частицы:

$$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{2}{M} (\varepsilon - \mu B)}. \quad (5)$$

Второй (продольный) адиабатический инвариант вычисляется по формуле

$$J = 2M \int_{l_1}^{l_2} v_{\parallel} dl. \quad (6)$$

Третьим адиабатическим инвариантом является магнитный поток, проходящий через дрейфовую траекторию частицы,

$$\Psi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}, \quad (7)$$

где $d\vec{S}$ — элемент площади внутри дрейфовой траектории частицы.

Движение вдоль силовой линии имеет колебательный характер. Период этого движения (баунс-период) равен

$$\tau_b = 2 \int_{l_1}^{l_2} \frac{dl}{v_{\parallel}}. \quad (8)$$

Здесь l — длина вдоль силовой линии; $l_{1,2}$ — координаты точек отражения частицы (зеркальных точек). Частота колебаний вдоль силовой линии (баунс-частота) дается выражением

$$\omega_b = \frac{2\pi}{\tau_b}. \quad (9)$$

В дипольном магнитном поле баунс-период вычисляется по приближенной формуле [Hamlin et al., 1961]

$$\tau_b \approx \frac{4L}{v} (1.30 - 0.56 \sin \alpha_0), \quad (10)$$

где v — модуль скорости частицы; L — расстояние от центра Земли до точки пересечения силовой линией геомагнитного экватора (если L измерять в радиусах Земли R_E , то эту величину называют параметром Мак-Илвейна); α_0 — экваториальный питч-угол частицы (угол между скоростью и магнитным полем на экваторе).

Дрейф в азимутальном направлении вызывается двумя причинами: неоднородностью магнитного поля и кривизной силовых линий. Полная скорость дрейфа составляет

$$u_d = \frac{1}{\omega_c} \left(\frac{\nabla_{\perp} B}{2B} v_{\perp}^2 - \frac{v_{\parallel}^2}{R} \right), \quad (11)$$

где R — локальный радиус кривизны силовой линии; ∇_{\perp} означает проекцию дифференциального оператора ∇ на перпендикуляр к магнитному полю (величина $\nabla_{\perp} B$ является скаляром, в магнитосфере обычно $\nabla_{\perp} B < 0$). Положительные ионы дрейфуют в западном направлении, электроны — в восточном (соответственно по часовой стрелке или против, если смотреть с северного геомагнитного полюса). Имеется также дрейф из-за наличия электрического поля в магнитосфере

$$\vec{u}_E = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}, \quad (12)$$

однако для высокоэнергичных частиц он несущественен и мы не будем его учитывать (тем не менее, он будет играть существенную роль при изучении динамики частиц в электромагнитном поле волны).

Угловая частота магнитного дрейфа определяется из соотношения

$$\omega_d = \frac{u_d}{r \cos \lambda}, \quad (13)$$

где r — расстояние от центра Земли; λ — геомагнитная широта (отсчитывается от геомагнитного

экватора). Большое значение в теории имеет величина частоты дрейфа, усредненная по баунс-периоду:

$$\bar{\omega}_d = \frac{1}{\tau_b} \int_{l_1}^{l_2} \omega_d \frac{dl}{v_{\parallel}}. \quad (14)$$

В дипольном магнитном поле эта величина вычисляется по приближенной формуле

$$\bar{\omega}_d \approx -\frac{3v^2}{\omega_{c,eq} L^2} (0.35 + 0.15 \sin \alpha_0), \quad (15)$$

где $\omega_{c,eq}$ — циклотронная частота на экваторе данной магнитной оболочки [Hamlin et al., 1961]. В качестве положительного направления дрейфа выбирается направление дрейфа электронов (на восток), для которых $\omega_c < 0$.

1.2. Обмен энергией между волнами и частицами

Из-за взаимодействия с электромагнитным полем мгновенная энергия частицы меняется со временем как

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = q\vec{v} \cdot \vec{E}. \quad (16)$$

Частоты УНЧ-волн намного ниже гирочастоты протонов, поэтому выражение (16) нужно усреднить по гиропериоду. В результате мы получим следующее выражение [Нортроп, 1967]:

$$\frac{d\langle \varepsilon \rangle}{dt} = qv_{\parallel} E_{\parallel} + q\bar{u}_d \cdot \vec{E}_{\perp} + \mu \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (17)$$

Здесь треугольные скобки означают усреднение по гиропериоду. В дальнейшем треугольные скобки для обозначения данной величины мы будем опускать, т. е. ε будет означать энергию частицы, усредненную по гиропериоду.

Модуль магнитного поля волны есть

$$B = \sqrt{(\vec{B}_0 + \vec{B}_1)^2},$$

где B_0 — внешнее магнитное поле; B_1 — магнитное поле волны (в дальнейшем индекс «1» у волновых величин будем опускать). Линеаризуя это соотношение при $B_1 \ll B_0$, находим:

$$B \simeq \sqrt{B_0^2 + 2\vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1} \simeq B_0 + B_{\parallel},$$

где второе слагаемое означает продольную (компрессионную) компоненту магнитного поля волны: $B_{\parallel} = \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1 / B_0$. Считая внешнее поле стационарным, получаем из (17)

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = qv_{\parallel} E_{\parallel} + qu_d E_a + \mu \frac{\partial B_{\parallel}}{\partial t}. \quad (18)$$

Здесь во втором слагаемом учтено, что дрейф происходит в азимутальном направлении, так что из поперечных компонент электрического поля вклад в изменение энергии вносит только азимутальная компонента E_a .

Поскольку частица движется в переменном электромагнитном поле волны, на части своей

траектории она набирает энергию, на части отдает. Будем рассматривать монохроматические волны, для которых в азимутально-симметричной среде справедливы соотношения

$$E, B \propto \exp i(m\varphi - \omega t), \quad (19)$$

где ω — частота волны; m — азимутальное волновое число; φ — азимутальный угол. Постоянный рост или убывание энергии возможны только в том случае, если во время своего движения частица постоянно «видит» поле одного и того же знака. В случае долгопериодных УНЧ-волн ($\omega \ll \omega_c$), когда обмен энергией происходит в соответствии с уравнением (18), это возможно только в том случае, если выполняется условие баунс-дрейфового резонанса [Dungey, 1964]

$$\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b = 0, \quad (20)$$

где K — целое число. При $K=0$ говорят о дрейфовом резонансе:

$$\omega - m\bar{\omega}_d = 0. \quad (21)$$

Отметим, что при более высоких частотах ($\omega \sim \omega_c$) условие резонанса волна—частица имеет вид $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\omega_c = 0$, где k_{\parallel} — продольная компонента волнового вектора, n — целое число (см., например, [Трахтенгерц, Райкрофт, 2011]).

Для изучения взаимодействия волн и частиц важно знать структуру волны вдоль силовой линии. Главной характеристикой такой структуры является продольное волновое число N , показывающее число узлов магнитного поля волны. Узлам магнитного поля соответствуют пучности электрического поля. Так, фундаментальная гармоника ($N=1$) имеет только один узел магнитного поля, располагающийся на экваторе. Соответственно, электрическое поле волны с $N=1$ имеет на экваторе максимум (рис. 3). Вторая гармоника ($N=2$) на экваторе имеет пучность магнитного поля и узел электрического поля. Обмен энергией между УНЧ-волнами и частицами осуществляется главным образом через поперечное электрическое поле E_{\perp} . Следовательно, частицы, дрейфующие вблизи экватора (экваториальный питч-угол

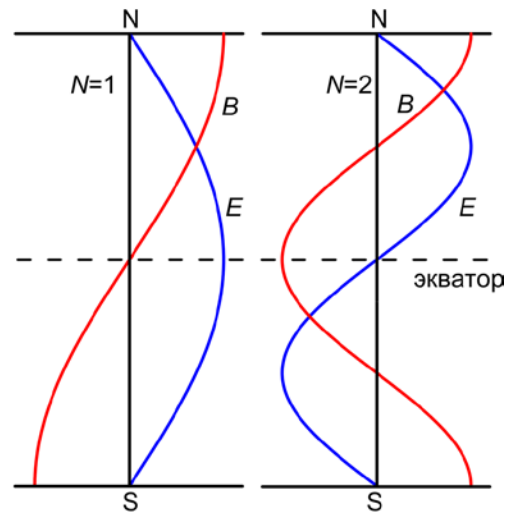


Рис. 3. Магнитное и электрическое поле двух главных гармоник альфвеновской волны

$\alpha_0 \approx 90^\circ$) смогут испытывать резонанс с фундаментальной гармоникой и не смогут со второй. Такие частицы не смогут ускоряться второй гармоникой и не смогут генерировать ее посредством какой-либо неустойчивости. Резонанс с фундаментальной гармоникой будет дрейфовым (номер баунс-гармоники $K=0$).

Следуя [Southwood, Kivelson, 1982], условию баунс-дрейфового резонанса для различных гармоник стоячей волны можно дать наглядную графическую иллюстрацию. Перейдем в систему отчета волны, движущуюся относительно Земли с угловой скоростью ω/m . В этой системе отсчета электрическое поле волны будет стационарным. Если выполняется резонансное условие (20), частица переходит из области сильного ускоряющего поля одной полу волны в область сильного ускоряющего поля другой полу волны. При этом она будет проходить через области слабого замедляющего поля либо вовсе их минует. Например, в случае фундаментальной гармоники стоячей волны $N=1$ и второй баунс-гармоники $K=2$ (рис. 4, а), частица сначала пролетит через экватор первой полу волны, где получит сильное ускорение. Затем она влетит в околоионосферную область следующей полу волны, где электрическое поле замедляющее, но слабое. Таким образом, в целом при прохождении этих двух полу волн частица ускорится. Очевидно, эта частица будет ускоряться и при прохождении следующей пары полу волн и т. д. Случай $N=1$, $K=-2$ отличается от предыдущего только направлением движения протона в системе отсчета волны (рис. 4, б). Если рассмотреть случай второй гармоники стоячей волны и первой баунс-гармоники ($N=2$, $K=1$), то частица будет перемещаться между полу волнами с сильным ускоряющим полем и практически не будет «видеть» замедляющего поля (рис. 4, в). Если же рассмотреть случай $N=2$, $K=2$, то на протяжении двух первых полу волн частица будет испытывать действие сильного ускоряющего поля, зато на протяжении двух следующих полу волн частица будет замедляться и в среднем ее энергия будет неизменной (рис. 4, г). Таким образом, хотя резонансное условие удовлетворяется, в целом взаимодействия между частицей и волной не будет. Если имеет место дрейфовый резонанс, частица всегда будет находиться в области сильного ускоряющего поля одной и той же полу волны (рис. 5).

Поскольку дрейфовая и баунс-частоты пропорциональны соответственно величинам ε и $\sqrt{\varepsilon}$, выражение (20) можно трактовать как квадратное уравнение относительно квадратного корня из энергии частицы. Его решение даст значение резонансной энергии частицы ε_{res} , т. е. энергии, при которой частица может вступать в баунс-дрейфовый резонанс с волной при заданных значениях ω , m , K , α_0 . Зависимости резонансной энергии от частоты ω и азимутального волнового числа m волны показаны на рис. 6 и 7. В случае баунс-дрейфового резонанса уравнение (20) имеет два решения. Отметим, что для электронов имеет смысл только дрейфовый резонанс, так как ввиду малости их массы баунс-частота настолько велика, что для частот диапазона Pc4–5 уравнение (20) имеет решение только при $K=0$.

1.3. Перенос поперек магнитных оболочек

Взаимодействие с волной приводит не только к росту или уменьшению энергии частицы, но и к движению частицы поперек магнитных оболочек. Линеаризуя выражение для скорости ведущего центра (3), получаем поправку к радиальной компоненте скорости дрейфа частицы, вызванную электрическим \vec{E} и магнитным \vec{B} полем волны:

$$\delta u_{\text{dr}} = c \frac{E_a}{B_0} + v_{\parallel} \frac{B_r}{B_0} - \frac{c\mu}{qB_0} ik_a B_{\parallel}, \quad (22)$$

где B_r — радиальная компонента магнитного поля волны; k_a — азимутальная компонента волнового вектора (на экваторе $k_a = m/L$) [Southwood, 1973, 1976]. Здесь первое слагаемое представляет собой электрический дрейф частицы δu_E , вызванный азимутальной компонентой электрического поля волны E_a . Электрический дрейф можно трактовать как перемещение силовой линии [Лонгмайр, 1966]. Обозначив радиальное смещение силовой линии ξ_r , получаем:

$$\delta u_E = \frac{\partial \xi_r}{\partial t} = -i\omega \xi_r. \quad (23)$$

Второе слагаемое в формуле (22) связано с изменением наклона силовой линии в меридиональном направлении, возникающим из-за наличия у волны радиальной компоненты магнитного поля B_r [Dungey, 1964] (рис. 8). Третье слагаемое — вариация скорости градиентного дрейфа частицы, связанная с изменением модуля магнитного поля в волне.

В результате несложных, но громоздких выкладок из формулы (22) следует выражение для скорости изменения параметра Мак-Илвейна частицы

$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} (\vec{\xi}_r \cdot \nabla L) + \frac{m}{\omega} \frac{c}{qB_{\text{eq}} L} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (24)$$

[Southwood, 1973, 1976]. Здесь B_{eq} — экваториальное значение магнитного поля на данной магнитной оболочке.

Ввиду сохранения первого и второго адиабатических инвариантов μ , J при перемещении в сторону Земли энергия частицы растет. Если магнитная оболочка меняется на величину δL , изменение энергии составляет

$$\delta\varepsilon = \frac{qB_{\text{eq}} L}{c} \bar{\omega}_d \delta L \quad (25)$$

[Southwood, 1972]. Для ионов $\bar{\omega}_d < 0$ и $q > 0$, для электронов $\bar{\omega}_d > 0$ и $q < 0$. Таким образом, в соответствии со сказанным выше, движение в сторону Земли ($\delta L < 0$) приводит к увеличению энергии частиц обоих знаков.

1.4. Динамика приэкваториальной частицы в поле альфвеновской волны

Важным частным случаем взаимодействия волна—частица является движение приэкваториальной частицы (питч-угол $\alpha_0 \approx \pi/2$, второй адиабатический инвариант $J \approx 0$) в электромагнитном поле

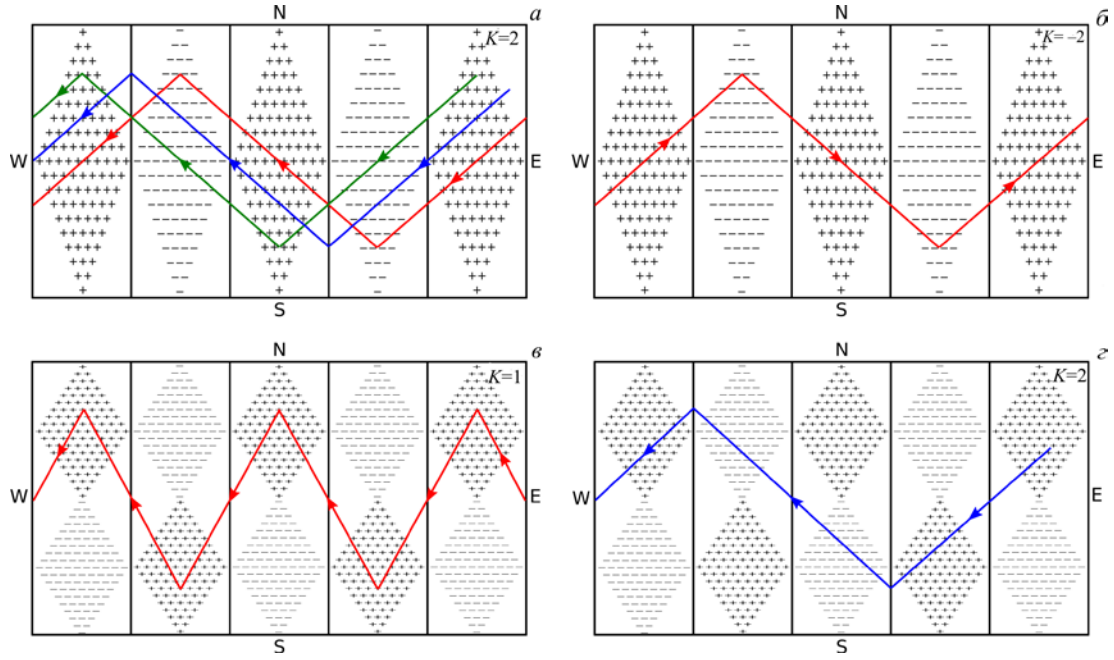


Рис. 4. Баунс-дрейфовый резонанс для симметричной и антисимметричной мод при $K=1, 2$ (в системе отсчета волны). Плюсы показывают электрическое поле волны, направленное на запад, минусы — на восток. Количество плюсов или минусов в горизонтальном ряду показывает величину поля. Красным цветом показана траектория ускоряющегося протона, зеленым — замедляющегося, синим — траектория протона с неизменной в среднем энергией

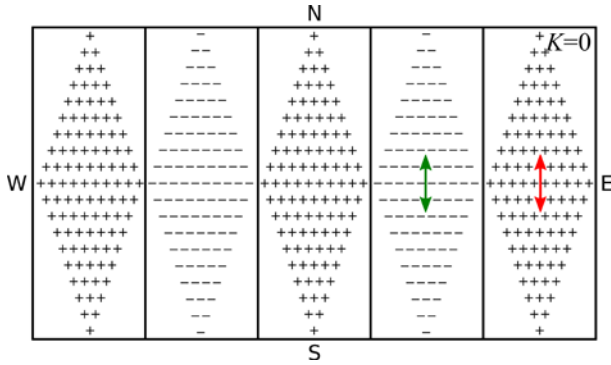


Рис. 5. Дрейфовый резонанс (в системе отсчета волны). Обозначения те же, что и на предыдущем рисунке

альфвеновской волны. В этом случае продольная скорость частицы очень мала ($v_{\parallel} \approx 0$) и вся ее энергия сосредоточена во вращении вокруг силовой линии: $\varepsilon \approx \varepsilon_{\perp} = M v_{\perp}^2 / 2$.

Система уравнений движения приэкваториальной частицы в полярных координатах имеет вид

$$\frac{dr}{dt} = \frac{E_a}{B_0} - \frac{c\mu}{qrB} \frac{\partial B}{\partial \varphi}, \quad (26)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{E_r}{B_0} + \frac{c\mu}{qrB} \frac{\partial B}{\partial r}. \quad (27)$$

Поскольку у альфвеновской волны продольные компоненты электрического и магнитного полей малы ($E_{\parallel} \approx 0, B_{\parallel} \approx 0$), главный вклад в изменение энергии частицы вносит работа поперечного электрического поля:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = qu_d E_a. \quad (28)$$

Отметим, что этой формуле можно дать и альтернативную интерпретацию. Из-за наличия азимутальной компоненты электрического поля E_a частица испытывает электрический дрейф в радиальном направлении со скоростью $v_r = cE_a / B_0$. За время δt частица переместится поперек магнитных оболочек на расстояние $\delta r = c(E_a / B_0) \delta t$. В точке нахождения частицы магнитное поле изменится на величину $\delta B = B'_0 \delta r$ (здесь штрих означает производную поперек магнитных оболочек). В ходе этого дрейфа сохраняется первый адиабатический инвариант $\mu = \varepsilon_{\perp} / B_0$. Тогда из условия $\mu = const$ следует, что энергия поперечного движения изменилась на величину $\delta \varepsilon_{\perp} = \mu \delta B$. Подставляя сюда значение δB и вспоминая формулу для величины дрейфа в неоднородном магнитном поле (11) при $v_{\parallel} \approx 0$, получаем формулу (28).

Следуя работе [Southwood, Kivelson, 1981], рассмотрим приближенное решение уравнения (28). Пусть величина электрического поля волны задается соотношением (19). Азимутальный угол φ следует брать в точке нахождения частицы. Если частица колеблется вблизи экватора, ее дрейфовая частота ω_d остается постоянной. Отсюда $\varphi = \omega_d t + \varphi_0$, где φ_0 — начальное значение азимутального угла частицы. Тогда уравнение (28) приобретает вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = qE_0 r \omega_d e^{-i(\omega - m\omega_d)t + im\varphi_0}, \quad (29)$$

где E_0 — амплитуда волны. Решение этого уравнения имеет вид

$$\Delta \varepsilon = qE_0 r \omega_d \frac{i}{\omega - m\omega_d} \left[e^{-i(\omega - m\omega_d)t} - 1 \right] e^{im\varphi_0}. \quad (30)$$

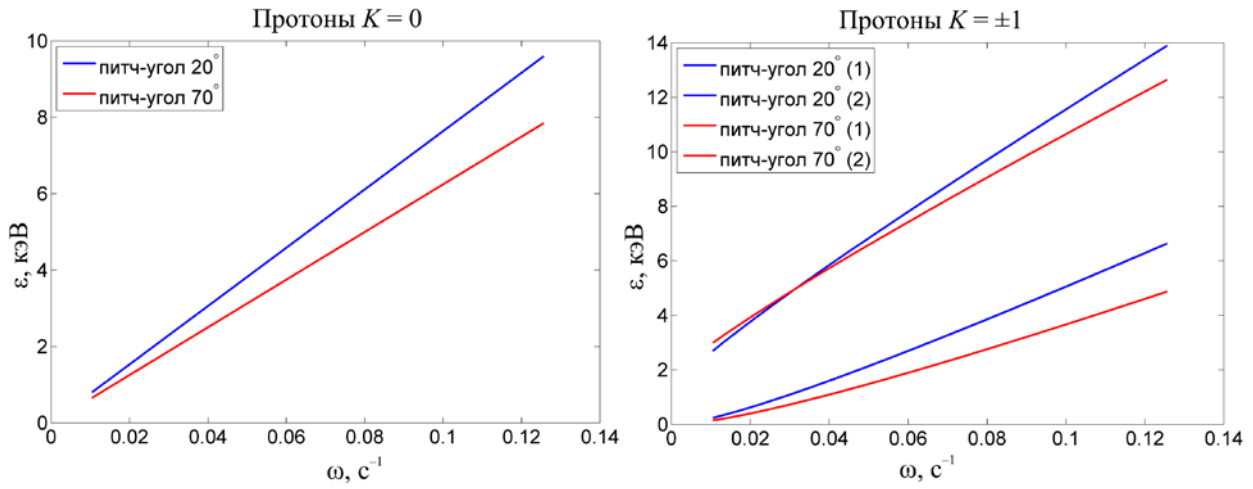


Рис. 6. Зависимость резонансной энергии протонов от частоты волны для двух различных значений питч-угла. Слева — дрейфовый резонанс, справа — баунс-дрейфовый резонанс ($K = \pm 1$). Магнитная оболочка $L = 6.6R_E$, азимутальное волновое число $m = -60$

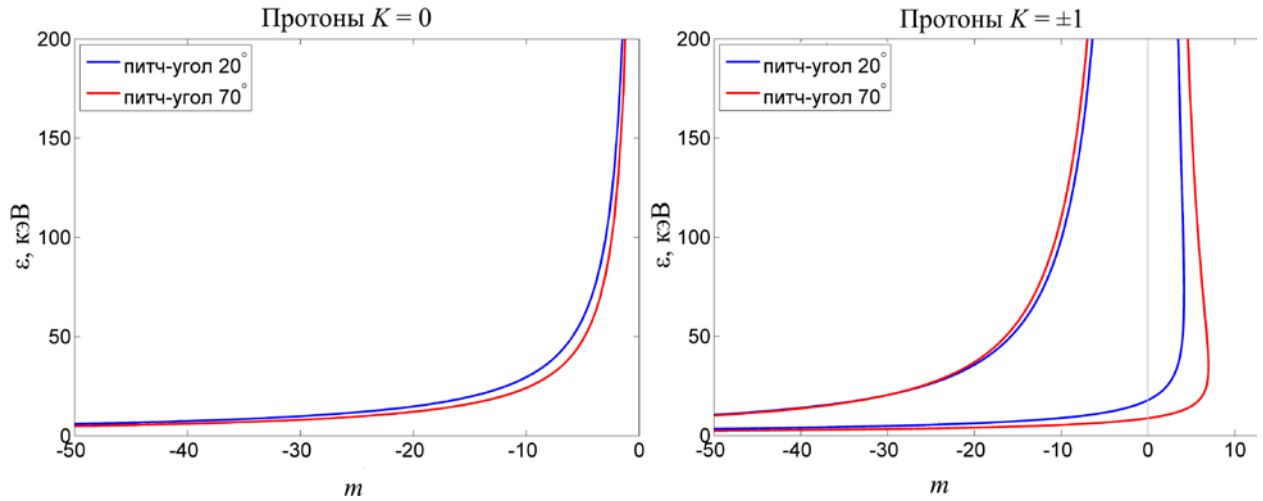


Рис. 7. Зависимость резонансной энергии протонов от азимутального волнового числа для двух различных значений питч-угла. Слева — дрейфовый резонанс, справа — баунс-дрейфовый резонанс ($K = \pm 1$). Магнитная оболочка $L = 6.6R_E$, период волны 100 с (диапазон Pc4)

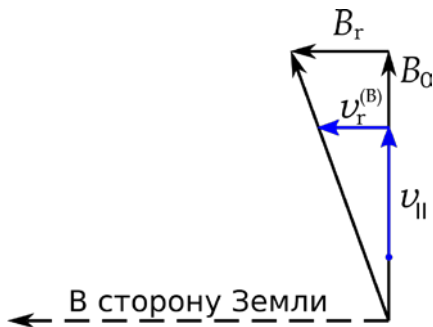


Рис. 8. Радиальное перемещение частицы из-за изменения наклона силовых линий

Как видим, если величины ω и $m\omega_d$ не совпадают, энергия колеблется вблизи значения ϵ_0 . В противном случае имеет место секулярный рост или убывание энергии

$$\Delta\epsilon = qE_0 r\omega_d e^{im\varphi_0} t. \quad (31)$$

Таким образом, непрерывная перекачка энергии от волн к экваториальным частицам или наоборот мо-

жет иметь место только при выполнении условия дрейфового резонанса (21).

Однако, набрав энергию, частица увеличит свою дрейфовую скорость и обгонит волну, переместившись из области ускоряющего электрического поля в область замедляющего. Теперь частица будет терять энергию. Потеря энергии приведет к тому, что дрейфовая скорость частицы уменьшится, и она отстанет от волны, снова перейдя в область ускоряющего поля. Таким образом, даже в случае дрейфового резонанса энергия волны будет колебаться. Поскольку, как мы показали выше, любое изменение энергии связано с ее перемещением поперек магнитных оболочек, частица будет колебаться также в радиальном направлении. В конечном итоге ускорение все же возможно, поскольку в реальности волна имеет конечную длительность и конечную пространственную протяженность (является волновым пакетом), что может быть обусловлено как диссипацией, так и конечным временем действия источника волны и его пространственной локализацией.

Расчет динамики приэкваториальной частицы проведен в статьях [Degeling et al., 2007, 2008; Губарь, 2010].

2. РОЛЬ УНЧ-ВОЛН В УСКОРЕНИИ ЧАСТИЦ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ

Теория взаимодействия волн и частиц играет особенно большую роль в изучении динамики радиационных поясов. Как известно, внешний радиационный пояс состоит из релятивистских электронов с энергией до нескольких мегаэлектронвольт (электрон с энергией 1 МэВ имеет скорость $0.86c$). Эти электроны часто называют электронами-убийцами, поскольку их попадание в космические аппараты может приводить к выходу последних из строя [Baker et al., 1987; Baker, 2001; Романова и др., 2005]. Появление таких электронов является одним из проявлений магнитных бурь в магнитосфере. Однако бетатронное ускорение, связанное с резким изменением магнитного поля во время бури, не является принципиальным фактором для усиления потоков электронов-убийц [Пилипенко и др., 2017]. На рубеже XX и XXI в. появились первые экспериментальные данные, показывающие, что своими колоссальными энергиями релятивистские электроны могут быть обязаны УНЧ-волнам. Так, в работах [Rostoker et al., 1998; Baker et al., 1998] было показано, что увеличению потоков релятивистских электронов во время интервалов высокой геомагнитной активности предшествовало появление УНЧ-волн с большими амплитудами. Связь увеличения потоков электронов с УНЧ-волнами была продемонстрирована также в статистических исследованиях [Mathie, Mann, 2000, 2001; Degtyarev et al., 2009; da Silva et al., 2021]. В работах [Kozyreva et al., 2007; Romanova, Pilipenko, 2009] был даже предложен новый геомагнитный индекс, позволяющий судить о возмущенности магнитосферы по УНЧ-волнам.

Ввиду очень малой массы электронов, их скорости, соответствующие даже сравнительно невысоким энергиям, настолько велики, что их баунс-частота намного превышает дрейфовую частоту. Это означает, что условие баунс-дрейфового резонанса (20) может быть удовлетворено только для нулевой баунс-гармоники ($K=0$), т. е. резонанс электронов с УНЧ-волной может быть только дрейфовым. Для энергий от нескольких сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт, характерных для электронов внешнего пояса, условие дрейфового резонанса (21) может удовлетворяться только для сравнительно невысоких азимутальных волновых чисел $m < 10$ для частотного диапазона Pc5. Это значит, что волны, ответственные за ускорение электронов-убийц, должны иметь внешнее происхождение, связанное с солнечным ветром. Это могут быть импульсы динамического давления солнечного ветра [Potapov, 2013; Foster et al., 2015], неустойчивость Кельвина—Гельмгольца [Mathie, Mann, 2001], эти волны могут проникать непосредственно из солнечного ветра [Потапов, и др., 2012; Potapov et al., 2013].

Рассмотрим основные механизмы ускорения электронов радиационных поясов УНЧ-волнами, предлагаемые в настоящее время.

2.1. Ускорение в дрейфовом резонансе

Самым простым сценарием ускорения электронов УНЧ-волнами является следующий: волна возбуждается каким-то источником, электрон попадает в дрейфовый резонанс с волной, из-за взаимодействия с ее азимутальным электрическим полем энергия электрона линейно растет со временем согласно формуле (31). Действительно, в ряде статей были представлены экспериментальные свидетельства в пользу такого сценария [Zong et al., 2009, 2012; Mann et al., 2013; Claudepierre et al., 2013; Foster et al., 2015; Nao et al., 2014, 2019]. При этом источник волны обычно связывался с импульсом давления солнечного ветра. В этом случае импульс изначально порождал быстрый магнитный звук, который, распространяясь по магнитосфере, генерировал альфеновскую волну на резонансной оболочке. Численное моделирование динамики электронов в этом случае проводилось в работах [Degeling et al., 2007, 2008].

В ряде работ предполагается и другой сценарий, также требующий для своей реализации выполнения условия дрейфового резонанса. В этом сценарии предполагается, что в магнитосфере имеет место фон УНЧ-волн со случайными амплитудами и фазами. Вступая в дрейфовый резонанс с этим фоном, частица испытывает случайные блуждания поперек магнитных оболочек, то теряя, то приобретая энергию. В конечном итоге имеет место диффузия частиц из областей повышенной концентрации в области пониженной. Если диффузия идет в сторону Земли, то ввиду сохранения адиабатических инвариантов μ , J энергия частиц будет нарастать, как это видно из уравнения (25) [Fälthammar, 1965, 1968; Lejosne, Kollmann, 2020]. Уравнение диффузии имеет вид [Schulz, Lanzerotti, 1974]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left[\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right]. \quad (32)$$

Здесь f — плотность частиц в фазовом пространстве, D_{LL} — коэффициент диффузии. Следуя работам [Brizard, Chan, 2001; Fei et al., 2006], коэффициент диффузии выражают в виде

$$D_{LL} = D_{LL}^E + D_{LL}^B, \quad (33)$$

где D_{LL}^E и D_{LL}^B — вклады, обусловленные флуктуациями электрического и (модуля) магнитного поля соответственно. Аналитические выражения для этих величин выведены в работах [Brizard, Chan, 2001; Fei et al., 2006]:

$$D_{LL}^E = \frac{1}{8B_E^2 R_E^2} L^6 \sum_m P_m^E (m\bar{\omega}_d). \quad (34)$$

$$D_{LL}^B = \frac{\mu^2}{8q^2 \gamma^2 B_E^2 R_E^4} L^4 \sum_m m^2 P_m^B (m\bar{\omega}_d). \quad (35)$$

Здесь B_E — величина магнитного поля на земном экваторе, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фак-

тор, P_m^E и P_m^B — спектральные плотности электрического и магнитного поля УНЧ-волн. Аргумент $m\bar{\omega}_d$ показывает, что спектральные плотности следует брать для частоты, соответствующей дрейфовому резонансу. Функции P_m^E и P_m^B следует определять из экспериментальных данных [Ozeke et al., 2012]. Эмпирические аналитические выражения для коэффициентов диффузии в зависимости от L -оболочки и уровня возмущенности магнитосферы (индекса K_p) приведены в работе [Ozeke et al., 2014]. Следует отметить, что в теории остаются некоторые разногласия насчет правильного вида коэффициентов диффузии [Lejosne, 2019; Drozdov et al., 2021].

Диффузионная теория способна объяснить ряд основных особенностей распределения электронов радиационных поясов [Loto'aniu, 2006; Shprits et al., 2008; Mann et al., 2012; Su et al., 2015; Ozeke et al., 2018; Sandhu et al., 2021]. Вместе с тем ряд исследователей высказывают сомнения в том, что основополагающие положения этой теории (в частности, стохастический характер УНЧ-волн, полная стохастизация движения частиц) полностью соответствуют действительности [Ukhorskiy et al., 2006; Degeling et al., 2007, 2008; Ukhorskiy, Sitnov, 2008]. Вероятно, диффузионная теория в целом правильно описывает усредненную динамику радиационных поясов, однако в каждом конкретном случае требуется численное моделирование движения электронов в поле УНЧ-волн, генерированных внешними и внутренними процессами в данных конкретных условиях. Возможно, необходимо учитывать совместное действие УНЧ- и более высокочастотных плазменных колебаний, в том числе ОНЧ-волн (особенно хоров) [O'Brien et al., 2003; Li et al., 2005; Simms et al., 2021]. УНЧ-волны могут способствовать первоначальному ускорению частиц и их транспорту во внутренние области магнитосферы, где они могут подвергаться локальному ускорению ОНЧ-волнами до релятивистских энергий [Пилипенко и др., 2017]. Теоретические и наблюдательные аргументы в пользу ускорения частиц ОНЧ-волнами рассмотрены в работах [Демехов и др., 2006; Baker et al., 2019; Allison, Shprits, 2020].

В заключение этого раздела отметим, что условие дрейфового резонанса $\omega = m\bar{\omega}_d$ подразумевает, что взаимодействие волна—частица обусловлено азимутальной компонентой E_a электрического поля альфвеновской волны. Это непосредственно следует из уравнения энергетического баланса (28). Однако, как отмечено в статье [Hudson et al., 1999], возможна ситуация, когда электрон ускоряется радиальной компонентой E_r . Это возможно в том случае, если магнитное поле Земли не является аксиально-симметричным. Например, в магнитосфере оно сжато с дневной стороны потоком набегающего солнечного ветра. Как известно, частицы, колеблющиеся около экватора, движутся вдоль изолиний постоянного магнитного поля. Тогда дрейфовая траектория частицы будет вытянута и сдвинута в направлении полночь—полдень, как показано на рис. 9. Представим себе, например, что альфвеновская волна имеет $m=2$. Пусть электрон стартует в утреннем секторе магнито-

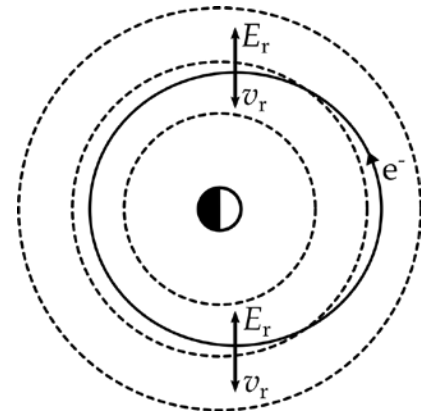


Рис. 9. Движение электрона в поле сжатого диполя. Азимутальное волновое число $m=2$ (согласно [Hudson et al., 1999; Elkington et al., 2003])

сферы. Тогда, дрейфуя в экваториальной плоскости вдоль изолинии постоянного геомагнитного поля, электрон будет удаляться от Земли, постоянно испытывая ускоряющее действие радиального электрического поля волны. После прохождения линии полночь—полдень электрон начнет приближаться к Земле, но электрическое поле волны также сменит знак, так что электрон по-прежнему будет ускоряться радиальным электрическим полем. Согласно [Elkington et al., 1999], в таком сжатом магнитном поле условие дрейфового резонанса (21) должно быть заменено условием

$$\omega - (m \pm 1)\bar{\omega}_d = 0. \quad (36)$$

Расчет приращения энергии электронов в данном случае приведен в работе [Elkington et al., 2003].

2.2. Нерезонансные механизмы ускорения

В нескольких статьях высказывалось предположение, что за ускорение и радиальное перемещение частиц радиационных поясов могут отвечать механизмы, связанные с УНЧ-волнами, но не требующие резонанса волна—частица.

Чтобы разобраться, при каких условиях это возможно, найдем в общем виде энергию, приобретенную частицей за гиропериод τ_c ,

$$\Delta \varepsilon = q \int_0^{\tau_c} E_a u_d dt = qr \int_0^{\tau_c} E_0 e^{-i(\omega - m\omega_d)t} \omega_d dt \quad (37)$$

(мы ограничились случаем околоэкваториальной частицы). Если не выполняется условие дрейфового резонанса, то при постоянных значениях амплитуды волны E_0 и дрейфовой частоты ω_d этот интеграл равен нулю. Единственный способ достичь $\Delta \varepsilon \neq 0$ — это допустить зависимость амплитуды и/или дрейфовой скорости от времени.

В работах [Zong et al., 2011; Wang et al., 2015] на основе экспериментальных данных было продемонстрировано ускорение частиц электрическим полем затухающей УНЧ-волны. Затухание могло быть связано со взаимодействием с ионосферой или с передачей волновой энергии частицам. Если выполняется условие дрейфового резонанса, увеличение энергии является максимальным, но ускорение имеет место даже в том случае, если резонанса нет. Действительно, если начальное положение частицы таково, что в течение первого полупериода она по-

лучает энергию от волны, то в целом происходит ее ускорение: хотя в течение следующего полупериода частица теряет энергию, но ввиду уменьшения величины поля из-за затухания волны это уменьшение не компенсирует увеличение энергии за время первого полупериода. Расчет изменения энергии частицы в этом случае произведен в работе [Zhou et al., 2016].

В работе [Liu et al., 1999] рассмотрена альтернативная возможность: в интеграле (37) меняется дрейфовая скорость частицы. Предполагается, что это связано с наличием в магнитосфере фона высокочастотных плазменных волн. Взаимодействие с этими высокочастотными волнами практически не меняет энергию частиц, но меняет питч-угол [Tsurutani, Lakhina, 1997]. Поскольку дрейфовая скорость зависит от питч-угла, взаимодействие с высокочастотным шумом приводит к изменению дрейфовой скорости, благодаря чему интеграл (37) оказывается не равным нулю. Разумеется, в каждом конкретном случае частица в ходе этого процесса может как приобрести, так и потерять энергию, однако в целом происходит передача энергии от волны к частицам. Это нетрудно видеть из второго начала термодинамики: передача энергии от волны частицам соответствует увеличению беспорядка в системе волна—частицы. Рассмотренный механизм был назван авторами [Liu et al., 1999] магнитной накачкой (magnetic pumping).

Использование формулы (37) предполагает, что волна является когерентной, т. е. характеризуется определенным значением частоты и азимутального волнового числа. В работе [Ukhorskiy et al., 2009] это ограничение было снято. Там предполагается, что по азимуту волна делится на небольшие секторы, причем фаза меняется от сектора к сектору случайным образом. Таким образом, волна является азимутально-мелкомасштабной, при этом у нее нет четко определенного азимутального числа. Аналогично, волна делится на секторы со случайными фазами по L -оболочкам. Попадая в область волны, электрон испытывает случайные «удары» со стороны электрического поля волны в разных областях, вследствие чего он совершает случайные блуждания по магнитосфере, попутно меняя энергию. Как показано в этой статье, в среднем энергия частиц будет расти. Таким образом, авторы [Ukhorskiy et al., 2009] обосновывают возможность ускорения частиц радиационных поясов азимутально-мелкомасштабными волнами, для которых условие дрейфового резонанса не выполняется. Численное моделирование динамики электронов в поле полоидальных альфвеновских волн с $m \gg 1$ производилось в работах [Degeling et al., 2019; Rankin et al., 2020].

3. СТРУКТУРА УНЧ-ВОЛН В МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

Хотя подробное обсуждение вопросов пространственной структуры УНЧ-волн в магнитосфере не входит в число основных задач обзора, без краткого рассмотрения этих вопросов практически невозможно дать правильное представление ни о генера-

ции волн заряженными частицами, ни об ускорении частиц волнами или модуляции потоков заряженных частиц. В основном структура волн изучается в рамках магнитной гидродинамики (МГД) [Alperovich, Fedorov, 2007; Леонович, Мазур, 2016]. При этом обычно рассматриваются аксиально-симметричные модели магнитосферы, принимающие во внимание кривизну силовых линий, неоднородность магнитного поля и плазмы поперек магнитных оболочек и вдоль силовых линий.

3.1. Равновесие и система координат

Для исследования УНЧ-волн в дипольно-подобной магнитосфере используется аксиально-симметричная система координат $\{x^1, x^2, x^3\}$, выбранная таким образом, чтобы радиальная координата x^1 определяла номер магнитной оболочки, азимутальная координата x^2 отмечала силовую линию, а продольная координата x^3 — точку на силовой линии (рис. 10). В качестве радиальной координаты можно использовать расстояние от центра Земли до точки пересечения силовой линией геомагнитного экватора L (параметр Мак-Илвейна), а азимутальный угол ϕ в качестве азимутальной координаты. Физическая длина вектора в такой системе координат определяется выражением $dl_i = \sqrt{g_i} dx^i$, где g_i — компонента метрического тензора. Детерминант метрического тензора есть $g = g_1 g_2 g_3$.

Если плазменное давление изотропно, то условия равновесия плазмы определяются уравнениями

$$\nabla P_0 = \frac{1}{c} \vec{j}_0 \times \vec{B}_0, \tag{38}$$

$$\frac{\beta}{2} \kappa + \kappa_B + \frac{1}{R} = 0. \tag{39}$$

Здесь P_0 , j_0 и B_0 — равновесные значения давления плазмы, тока и магнитного поля, $\beta = 4\pi P_0 / B_0^2$ — отношение плазменного давления к магнитному, R — локальный радиус кривизны силовых линий, параметры

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{g_1 P_0}} \frac{dP_0}{dx^1} = \frac{1}{\sqrt{g_1 P_0}} \frac{dP_0}{dL}, \tag{40}$$

$$\kappa_B = \frac{1}{\sqrt{g_1 B_0}} \frac{dB_0}{dx^1} = \frac{1}{\sqrt{g_1 B_0}} \frac{dB_0}{dL} \tag{41}$$

характеризуют обратный масштаб неоднородности плазменного давления и магнитного поля.

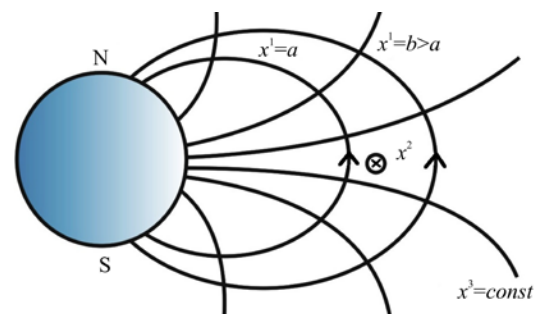


Рис. 10. Криволинейная система координат, привязанная к магнитному полю

Отметим, что из соотношения (38) следует постоянство равновесного плазменного давления P_0 вдоль силовых линий. Величина $B_0\sqrt{g_1g_2}$ определяет магнитный поток, проходящий через единичную площадку ($\delta x^1=1, \delta x^2=1$), расположенную перпендикулярно силовым линиям. Из уравнения $\nabla \cdot \vec{B}_0 = 0$ следует, что эта величина постоянна вдоль силовых линий. Если в качестве координат x^1, x^2 взять параметр Мак-Илвейна L и азимутальный угол φ , нетрудно показать, что $B_0\sqrt{g_1g_2} = B_{\text{eq}}L$, где B_{eq} — величина магнитного поля на экваторе данной магнитной оболочки.

3.2. Общие уравнения

Как известно, в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики горячая плазма поддерживает три моды колебаний: альфвеновскую моду, быстрый и медленный магнитный звук. Дисперсионное соотношение для альфвеновской волны имеет вид

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2. \quad (42)$$

Здесь ω — частота волны, k_{\parallel} — компонента волнового вектора вдоль магнитного поля, $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ — альфвеновская скорость, где B_0 и ρ_0 — равновесные значения магнитного поля и плотности плазмы. Отсутствие поперечной дисперсии (т. е. зависимости частоты от поперечной компоненты волнового вектора) говорит о том, что альфвеновская мода переносит энергию только вдоль магнитного поля. Две ветви магнитного звука описываются дисперсионным уравнением

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ k^2 (v_S^2 + v_A^2) \pm \sqrt{k^4 (v_S^2 + v_A^2)^2 - 4k_{\parallel}^2 k^2 v_S^2 v_A^2} \right\}, \quad (43)$$

где $v_S = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ — скорость звука, γ — показатель адиабаты. Верхний знак относится к быстрому магнитному звуку (БМЗ), нижний — к медленному магнитному звуку (ММЗ). В пределе $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ дисперсионные уравнения этих мод приобретают вид

$$\omega^2 = k^2 (v_A^2 + v_S^2), \quad (44)$$

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_C^2 \quad (45)$$

соответственно. Здесь

$$v_C = \frac{v_A v_S}{\sqrt{v_S^2 + v_A^2}} \quad (46)$$

скорость ММЗ. Как видим, ММЗ преимущественно распространяется вдоль силовых линий, как и альфвеновская мода.

В неоднородной плазме три МГД-моды сцеплены, т. е. описываются системой связанных волновых уравнений. Если рассмотреть азимутально-мелкомасштабный предел и диапазон $Pc4-5$, то область распространения БМЗ узко локализована вблизи магнитопаузы и при изучении волн внутри

магнитосферы ролью БМЗ можно пренебречь [Леонovich, Mazur, 2016]. Далее, характерные частоты ММЗ значительно ниже, чем у альфвеновских волн [Cheremnykh, Parnowski, 2004], поэтому сцепление с ММЗ оказывает сравнительно небольшое влияние на распространение альфвеновских волн. Поперечная компонента электрического поля альфвеновских волн имеет безвихревой характер, т. е. представляется в виде поперечного градиента некоторой скалярной функции в виде [Татао, 1984b; Климушкин, 1994]

$$\vec{E} = -\nabla_{\perp} \Phi, \quad (47)$$

где символ \perp указывают на направление поперек силовых линий. Исходя из уравнений МГД, можно получить следующее уравнение для распространения альфвеновских волн:

$$\partial_1 \hat{L}_T(\omega) \partial_1 \Phi - m^2 \hat{L}_P(\omega) \Phi = q \quad (48)$$

[Klimushkin et al., 2004]. Здесь обозначено:

$$\hat{L}_T(\omega) = \partial_3 \frac{g_2}{\sqrt{g}} \partial_3 + \frac{\sqrt{g}}{g_1} \frac{\omega^2}{v_A^2}, \quad (49)$$

$$\hat{L}_P(\omega) = \partial_3 \frac{g_1}{\sqrt{g}} \partial_3 + \frac{\sqrt{g}}{g_2} \left(\frac{\omega^2}{A^2} + \eta \right) \quad (50)$$

операторы тороидальной и полоидальной мод соответственно, η — поправка, связанная с давлением плазмы,

$$\eta = -\frac{2}{R} \left(\frac{J}{B} + \frac{2}{R} \frac{v_S^2}{v_A^2} \right), \quad (51)$$

q — источник волны. Роль источника могут играть, например, сторонние токи в магнитосфере j_{ext} [Золотухина, 1974; Pilipenko et al., 2001]. Тогда правая часть уравнения (48) принимает вид

$$q = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \nabla_{\perp} \cdot \vec{j}_{\text{ext}}, \quad (52)$$

[Магер, Климушкин, 2007; Mager, Klimushkin, 2008]. Источниками могут быть также флуктуирующие продольные токи в ионосфере и магнитосфере [Leonovich, Mazur, 1996; Pilipenko et al., 2016].

Уравнение (48) следует дополнить граничным условием на ионосфере. Ввиду высокой проводимости ионосферной плазмы в первом приближении альфвеновская волна отражается от ионосферы, поэтому граничное условие имеет вид

$$\Phi(x_{\pm}^3) = 0, \quad (53)$$

где x_{\pm}^3 — точка пересечения силовой линией ионосферы. Волна, удовлетворяющая такому граничному условию, должна быть стоячей вдоль силовых линий. В более общем виде (при наличии конечной проводимости и наличии сторонних токов на ионосфере) граничные условия приведены в работе [Leonovich, Mazur, 1996].

Если радиальный масштаб возмущения много меньше азимутального, структура альфвеновской волны определяется первым слагаемым (48). Как следует из (47), в этом случае в электрическом поле

волны доминирует радиальная компонента. Альфвеновская волна, обладающая такой поляризацией, называется тороидальной. Структура волны приближенно выражается в виде

$$\Phi \approx R(x^1)T_N(x^3), \quad (54)$$

где первый множитель описывает структуру поперек магнитных оболочек, второй — продольную структуру. Индекс N означает номер гармоники вдоль силовых линий. Продольная структура тороидальной моды может быть найдена из уравнения

$$L_T(\omega)T_N = 0 \quad (55)$$

при граничных условиях $T_N(x_{\pm}^3) = 0$. Решение уравнения (55) возможно при определенных частотах — собственных значениях уравнения $\Omega_{TN}(x^1)$ (тороидальной частоте), зависящих от радиальной координаты x^1 как от параметра. Если фиксирована частота волны ω , (при фиксированном значении N) решение возможно только на той магнитной оболочке x_{TN}^1 , где частота волны равна тороидальной частоте $\Omega_{TN}(x^1)$:

$$\omega = \Omega_{TN}(x^1). \quad (56)$$

Магнитная оболочка x_{TN}^1 называется тороидальной поверхностью. Вблизи этой поверхности волновое поле имеет особенность вида

$$\Phi \propto \ln(x^1 - x_{TN}^1). \quad (57)$$

Впервые существование этой особенности было установлено в рамках одномерно-неоднородных моделей магнитосферы, учитывающих только неоднородность плазмы поперек магнитных оболочек [Southwood, 1974; Chen, Hasegawa, 1974]. Дальнейшая работа показала, что эта особенность имеет место также и в двумерно-неоднородных моделях, где учитывается кривизна силовых линий и продольная неоднородность плазмы и магнитного поля [Лифшиц, Федоров, 1986; Chen, Cowley, 1989]. В трехмерно-неоднородной модели магнитосферы (когда учитывается также азимутальная неоднородность) вид особенности может быть более сложным [Mager, Klimushkin, 2021].

Если азимутальный масштаб возмущения много меньше радиального, структура волнового поля определяется вторым слагаемым (48). В электрическом поле волны в этом случае доминирует азимутальная компонента. Альфвеновская волна такого типа называется полоидальной. Структура волны приближенно выражается в виде

$$\Phi \approx R(x^1)P_N(x^3), \quad (58)$$

где функция P_N является решением уравнения

$$\hat{L}_P(\omega)P_N = 0 \quad (59)$$

при граничных условиях $P_N(x_{\pm}^3) = 0$. Собственные значения задачи (59) обозначим $\Omega_{PN}(x^1)$. Это полоидальная частота. Ее зависимость от радиальной координаты x^1 обусловлена тем, что полоидальный оператор \hat{L}_P содержит величины, являющиеся

функциями этой координаты (альфвеновская скорость, компоненты метрического тензора). Введем понятие полоидальной поверхности x_{PN}^1 , координата которой определяется как решение уравнения

$$\omega = \Omega_{PN}(x^1). \quad (60)$$

В большей части магнитосферы функции $\Omega_{TN}(x^1)$, $\Omega_{PN}(x^1)$ являются убывающими. Если $\Omega_{TN}(x^1) > \Omega_{PN}(x^1)$, полоидальная поверхность расположена ближе к Земле, чем тороидальная: $x_{TN}^1 > x_{PN}^1$ (рис. 11). В противном случае ситуация является обратной. Посредством численного решения уравнений (55), (59) было установлено, что в холодной плазме (при $\beta=0$) тороидальная частота всегда больше полоидальной [Cummings et al., 1969; Leonovich, Mazur, 1993]. При учете конечного давления возможны обе ситуации $\Omega_{TN}(x^1) > \Omega_{PN}(x^1)$ и $\Omega_{TN}(x^1) < \Omega_{PN}(x^1)$ в зависимости от величины давления и его градиента.

При не очень высоком давлении ($\beta \ll 1$) различие частот достаточно невелико, продольная структура тороидальной и полоидальной мод также различается не очень сильно [Klimushkin et al., 2004]. В этом случае радиальная структура волны приближенно описывается уравнением

$$\begin{aligned} \partial_1 [\omega^2 - \Omega_{TN}^2(x^1)] \partial_1 R_N - \\ - k_a^2 [\omega^2 - \Omega_{PN}^2(x^1)] R_N = q_N. \end{aligned} \quad (61)$$

Здесь обозначено:

$$\begin{aligned} q_N &= \int_{x_{-}^3}^{x_{+}^3} q T_N dx^3, \\ k_a^2 &= m^2 \int_{x_{-}^3}^{x_{+}^3} \frac{\sqrt{g}}{g_2} \frac{T_N^2}{v_A^2} dx^3. \end{aligned} \quad (62)$$

Нетрудно видеть, что величина k_a имеет размерность волнового вектора. Величина $2\pi k_a^{-1}$ примерно равна азимутальной длине волны, усредненной вдоль силовой линии.

Используя приближение Вентцеля—Крамерса—Брюллоэна (ВКБ) по радиальной координате, из (61) нетрудно получить радиальную компоненту волнового вектора

$$k_1^2 = -k_a^2 \frac{\omega^2 - \Omega_{PN}^2(x^1)}{\omega^2 - \Omega_{TN}^2(x^1)}. \quad (63)$$

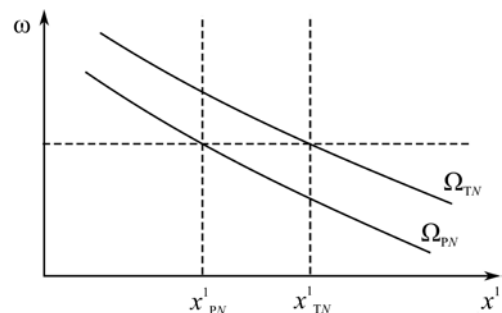


Рис. 11. Взаимное расположение тороидальной и полоидальной поверхностей. Показан случай $\Omega_{TN}(x^1) > \Omega_{PN}(x^1)$

Как видим, вблизи тороидальной поверхности радиальная компонента волнового вектора стремится к бесконечности, вблизи полоидальной поверхности — к нулю.

Как мы уже говорили, в однородной плазме магнитное поле альфвеновской волны колеблется поперек равновесного магнитного поля B_0 . Однако в неоднородной плазме с учетом конечного давления у альфвеновской волны появляется продольная компонента магнитного поля

$$B_3 = \frac{cm}{\omega} \frac{g_3}{\sqrt{g}} \frac{R_n}{2} \Phi \quad (64)$$

[Klimushkin et al., 2004].

3.3. Структура альфвеновских волн в области монотонного изменения тороидальной и полоидальной частот

Решение уравнения (61) зависит от вида функций $\Omega_{TN}(x^1)$, $\Omega_{PN}(x^1)$. В большей части магнитосферы они убывают (рис. 11). Как было показано в статье [Leonovich, Mazur, 1993], область локализации волны ограничена промежутком между полоидальной и тороидальной поверхностями (рис. 12). Энергия волны распространяется поперек магнитных оболочек. Волна генерируется вблизи полоидальной поверхности (например, сторонними токами в магнитосфере или ионосфере) и бежит в сторону тороидальной поверхности. Как видно из уравнения (63), по мере приближения к тороидальной поверхности радиальная длина волны уменьшается. В отличие от однородной плазмы, в данном случае энергия волны перемещается поперек силовых линий как в радиальном, так и в азимутальном направлениях. Вблизи полоидальной поверхности мода полностью поглощается из-за конечной проводимости ионосферы. Колебание такого типа предположительно описано в работе [Leonovich et al., 2015].

При учете азимутальной неоднородности промежуток между полоидальной и тороидальной поверхностями сохраняет смысл области, где возможно распространение волны. Вместе с тем тороидальная поверхность утрачивает роль резонансной поверхности и аккумулятора волновой энергии. Эту роль приобретает поверхность сепаратрисы, проходящей между полоидальной и тороидальной поверхностями. Волновая энергия генерируется внутримagnetосферными процессами вблизи полоидальной и тороидальной поверхностей, течет в сторону поверхности сепаратрисы и поглощается с обеих сторон от нее [Klimushkin et al., 1995; Mager, Klimushkin, 2021].

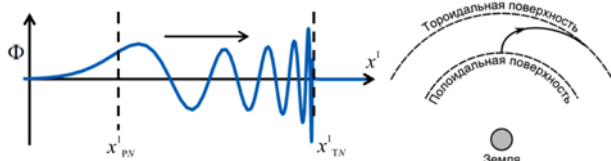


Рис. 12. Слева: структура азимутально-мелкомасштабной альфвеновской волны поперек магнитных оболочек. Справа: траектория, по которой азимутально-мелкомасштабная альфвеновская волна распространяется от полоидальной поверхности до тороидальной

До сих пор рассматривались только монохроматические волны, т. е. волны с фиксированной частотой ω . Противоположным является случай импульсно-генерированной волны. Если профили частот $\Omega_{TN}(x^1)$ и $\Omega_{PN}(x^1)$ являются монотонными, в этом случае имеет место явление, называемое разбеганием по фазам [Radoski, 1974]. Пусть в начальный момент волна имеет полоидальную поляризацию. Поскольку каждая магнитная оболочка колеблется со своей собственной частотой, фазы этих колебаний быстро расходятся друг относительно друга и радиальная длина волны стремительно уменьшается (рис. 13). Как следствие, волна становится тороидально-поляризованной [Mann, Wright, 1995]. Время τ_{tr} , за которое происходит изменение поляризации волны, оценивается по формуле

$$\tau_{tr} \sim \frac{m}{L} \left(\frac{d\Omega_{TN}}{dL} \right)^{-1} \quad (65)$$

Учет дипольной геометрии лишь незначительно меняет эту картину: изменение поляризации волны от полоидальной до тороидальной сопровождается изменением мгновенной частоты от полоидальной Ω_{PN} до тороидальной Ω_{TN} собственной частоты на каждой магнитной оболочке [Leonovich, Mazur, 1998].

Наблюдательные признаки трансформации альфвеновской волны за счет разбегания по фазам были приведены в работах [Sarris et al., 2009; Zolotukhina et al., 2008; Wei et al., 2019]. Однако следует отметить, что в наблюдениях такая трансформация является исключением: как правило, поляризация остается полоидальной. Авторы [Choi, Lee, 2021] предлагают это объяснить тем, что полоидальные волны наблюдаются в основном в областях с малым поперечным градиентом альфвеновской скорости. Но возможно, это связано с тем, что наилучшие условия генерации таких волн имеют место в тех регионах магнитосферы, где профиль полоидальной частоты $\Omega_{PN}(L)$ является немонотонным. К изложению теории таких волн мы сейчас переходим.

3.4. Поперечный резонатор для альфвеновских волн

До сих пор говорилось о случае, когда профили $\Omega_{TN}(x^1)$, $\Omega_{PN}(x^1)$ являются монотонными и область распространения волны в радиальной координате ограничена тороидальной поверхностью с одной стороны и полоидальной с другой. Однако возможен

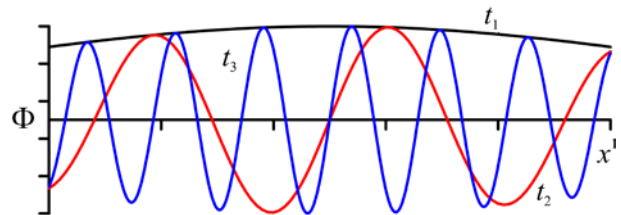


Рис. 13. Разбегание по фазам: изменение радиальной структуры импульсно-генерированной альфвеновской волны со временем. Показана структура волны в три последовательных момента времени ($t_3 > t_2 > t_1$)

также случай, когда альфвеновская волна локализована в области экстремума этих функций. Пусть функция $\Omega_{PN}(x^1)^2$ имеет экстремум вблизи точки x_0^1 . Разлагая квадрат полоидальной частоты в ряд Тейлора вблизи экстремума, получаем значение радиальной компоненты волнового вектора

$$k_1^2 = -\frac{k_a^2}{\Omega_{PN_0}^2 - \Omega_{TN_0}^2} \times \left\{ (\omega^2 - \Omega_{PN_0}^2) - \frac{1}{2} [\Omega_{PN}(x^1)^2]'' (x^1 - x_0^1)^2 \right\}, \quad (66)$$

где индекс 0 указывает на значение функции вблизи экстремума, штрих означает дифференцирование по x^1 . Обозначим a ширину резонатора,

$$a^2(\omega) = \frac{2(\omega^2 - \Omega_{PN_0}^2)}{[\Omega_{PN}(x^1)^2]''}, \quad (67)$$

введем новую переменную $x = x^1 - x_0^1$. Тогда формулу (66) можно переписать в виде

$$k_1^2(x^1, \omega) = -\frac{1}{2} k_a^2 [\Omega_{PN}(x^1)^2]'' \frac{a^2(\omega) - x^2}{\Omega_{PN_0}^2 - \Omega_{TN_0}^2}. \quad (68)$$

Отсюда видно, что область локализации волны (где $k_1^2 > 0$) ограничена двумя полоидальными поверхностями, т. е. мода замкнута в резонатор поперек магнитных оболочек. Спектр альфвеновской волны в резонаторе является дискретным, он определяется шириной резонатора. Его можно найти с помощью правила квантования Бора—Зоммерфельда

$$\oint k_1(x^1, \omega) dx^1 = 2\pi \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (69)$$

Здесь n — номер радиальной гармоники в резонаторе ($n=0, 1, 2$ и т. д.). Собственные гармоники резонатора показаны на рис. 14. Резонатор может иметь место вблизи максимума функции $\Omega_{PN}(x^1)^2$, если $\Omega_{PN_0} > \Omega_{TN_0}$ и вблизи минимума, если $\Omega_{PN_0} < \Omega_{TN_0}$ [Vetoulis, Chen, 1994; Leonovich, Mazur, 1995; Klimushkin, 1998; Klimushkin et al., 2004]. Первый случай может иметь место на внешней кромке плазмопаузы при конечном плазменном давлении, но не очень сильном градиенте давления, второй — на внутренней кромке плазмопаузы при пренебрежимо малом давлении или слегка снаружи кольцевого тока, если давление конечно, а его градиент значи-

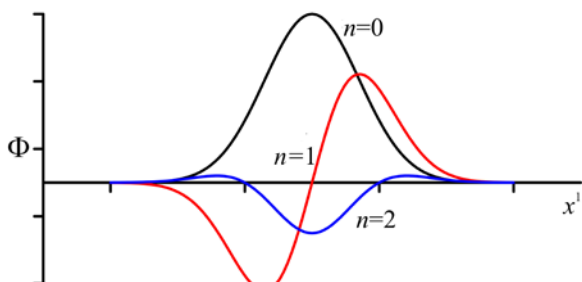


Рис. 14. Структура трех основных радиальных гармоник в поперечном альфвеновском резонаторе

телен. Энергия волны в поперечном резонаторе распространяется по азимуту. Вероятно, гигантские пульсации P_g (полоидальные волны Pc4 с умеренно большими азимутальными волновыми числами, $m \sim 20$) являются собственными гармониками резонатора на внешней кромке плазмопаузы [Mager, Klimushkin, 2013].

Если альфвеновская волна в области поперечного резонатора генерируется импульсом, возбуждаются сразу все поперечные гармоники резонатора, каждая из которых обладает своей собственной частотой Ω_n . Из-за суммирования гармоник с разными частотами и разной пространственной структурой возникают биения, сопровождающиеся хаотической смесной радиальной структурой волны [Mager, Klimushkin, 2013]. Вероятно, такая картина наблюдалась в работах [Yeoman et al., 2012; Mager et al., 2018].

3.5. Генерация альфвеновских волн движущимся источником

Выше отмечалось, что альфвеновская волна может генерироваться сторонними токами в плазме. В магнитосферном контексте эта идея была впервые выдвинута в работах [Золотухина, 1974; Гульельми, Золотухина, 1980]. В работе [Mager, Klimushkin, 2007] был рассмотрен сценарий, в котором ток создан облаком заряженных частиц, инжектированных во время суббури и дрейфующих в азимутальном направлении с угловой скоростью ω_d (рис. 15). Волновое поле, генерированное таким источником, было рассчитано в работе [Mager, Klimushkin, 2008].

Как было показано в этой работе, в данной точке магнитосферы волна возникает в тот же момент, когда туда прибывают частицы. На данной магнитной оболочке частота волны $\Omega(L)$ медленно меняется от полоидальной собственной частоты до тороидальной на L -оболочке. Азимутальное волновое число колебания, генерированного таким образом, будет равно

$$m = \frac{\Omega}{\omega_d}. \quad (70)$$

Это соотношение означает, что в системе отсчета, связанной с частицами, фаза волны постоянна. Нетрудно видеть, что соотношение (70) совпадает с условием

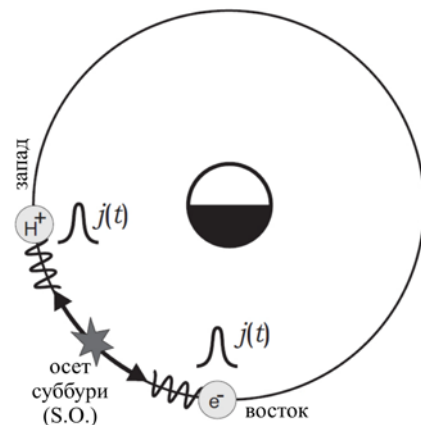


Рис. 15. Схема генерации волны движущимися облаками инжектированных частиц [James et al., 2013]. Точка осета суббури помечена S.O.

дрейфового резонанса, но в действительности оно имеет совершенно иной физический смысл: условие дрейфового резонанса означает, что частица наиболее эффективно взаимодействует с электромагнитным полем волны с заданным значением m при условии, что энергия частицы удовлетворяет условию дрейфового резонанса (21); условие (70) означает, что облако частиц с заданной энергией (и, следовательно, с заданной дрейфовой частотой) излучает волну, азимутальное волновое число m которой удовлетворяет этому соотношению.

В работе [Zolotukhina et al., 2008] было детально изучено временное поведение магнитного поля волны Pc5, появившейся в точке геостационарной орбиты в тот момент, когда туда прибыли частицы, инжектированные во время суббури. Было показано, что это поведение согласуется с теорией, разработанной в статье [Mager, Klimushkin, 2008]. В статистическом исследовании [James et al., 2013] было изучено 83 волновых события, связанных с суббуриями. Было установлено, что волна каждый раз возникала в тот момент, когда в данную точку прибывали частицы, при этом соотношение (70) выполнялось для всех событий. Волны, наблюдаемые к западу или востоку от онсета, распространялись соответственно на запад или восток, т. е. убегали от точки онсета. Это согласуется с тем, что эти волны генерировались соответственно протонами или электронами, инжектированными во время суббури. В работе [Моисеев и др., 2020] по наземным наблюдениям (геомагнитным и риометрическим) обнаружено азимутальное распространение пульсаций типа Pi3 со скоростями, соответствующими скоростям распространения суббуревых инжекций электронов. Таким образом, можно сделать вывод, что для многих наблюдаемых случаев УНЧ-волн теория движущегося источника в целом соответствует действительности.

Эмпирические аргументы в пользу генерации волн типа Pc5 и Pi2 суббуревыми инжекциями частиц приводятся также в работах [Saka et al., 1992, 1996].

4. УНЧ-ВОЛНЫ В КИНЕТИКЕ. РАСКАЧКА УНЧ-ВОЛН ЗА СЧЕТ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЭНЕРГИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Поскольку магнитосферная плазма является бесстолкновительной, применимость МГД для ее описания стоит под вопросом. Более адекватным описанием магнитосферной плазмы, особенно при конечном давлении, является кинетический подход. С точки зрения нашего обзора важность представляет то обстоятельство, что резонансное взаимодействие волн и частиц в кинетике учитывается автоматически. Важными результатами кинетики является существование мод колебаний, которым нет аналога в МГД [Михайловский, Фридман, 1966; Tajiri, 1967; Xia et al., 2017], а также возможность возбуждения волн в результате неустойчивостей, вызванных резонансом волна—частица [Кораблев, Рудаков, 1968; Hasegawa, 1969; Southwood et al., 1969; Михайловский, Похотелов, 1975, 1976].

При рассмотрении колебаний с частотами ниже гирочастоты ионов обычно используется гирокинетика — разновидность кинетики, в которой уравнение Власова усредняется по фазе циклотронного вращения частицы [Antonsen, Lane, 1980; Catto et al., 1981]. Волновое поле в гирокинетике описывается тремя переменными, одна из которых Φ описывает поперечное магнитное поле и поперечное электрическое поле волны, вторая B_{\parallel} — продольное магнитное поле и третья — продольное электрическое поле E_{\parallel} [Chen, Hasegawa, 1991]. Переменная Φ связана с магнитным вектор-потенциалом \vec{A} посредством соотношения $A_{\parallel} = -(ic/\omega)\partial\Phi/\partial l_{\parallel}$; в гирокинетике выбирается кулоновская калибровка: $\nabla \cdot \vec{A} = 0$.

Решение уравнений гирокинетике определяется равновесной функцией распределения $F(\epsilon, \mu)$. Обычно принимается, что ионная компонента плазмы состоит из холодных и горячих частиц. Холодные частицы (энергии $\epsilon \sim 100$ эВ) определяют плотность плазмы и ее инертность. Горячие частицы ($\epsilon \sim 10-100$ кэВ) определяют давление плазмы и отвечают за ее устойчивость. Именно горячие частицы принимают участие в резонансном взаимодействии с УНЧ-волнами. Если давление плазмы изотропно, зависимость функции распределения от магнитного момента исчезает.

Часто предполагается, что в плазме имеется примесь холодных электронов (например, ионосферного происхождения). Ввиду очень малой массы электрона холодные электроны быстро распределяются вдоль силовой линии, до тех пор, пока все точки силовой линии не приобретают равный электростатический потенциал. В этом случае продольное электрическое поле волны будем пренебрежимо малым, $E_{\parallel} = 0$. В этом приближении мы будем работать в дальнейшем. Заметим, что пренебрежение продольным электрическим полем сразу же отсекает ММЗ, поскольку в кинетике эта мода возникает только лишь при учете E_{\parallel} [Klimushkin, Kostarev, 2012].

4.1. Факторы неустойчивости

Прежде чем перейти к описанию мод колебаний плазмы в кинетике, имеет смысл остановиться на общих критериях неустойчивости плазмы, приводящей к генерации УНЧ-волн. В этом вопросе мы будем следовать работам [Huba, Drake, 1981, 1982].

Достаточно рассмотреть упрощенную модель, в которой силовые линии прямые, но имеется градиент магнитного поля ∇B_0 , направленный вдоль оси X (рис. 16) [Huba, Drake, 1981]. В этом случае дрейфовая скорость частиц определяется выражением

$$u_d = \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_c} \frac{\partial \ln B_0}{\partial x} \quad (71)$$

и направлена вдоль положительного направления оси Y. Перейдем в систему отсчета, связанную с волной, и рассмотрим две частицы, находящиеся в положениях 1 и 2, различающихся направлением электричес-

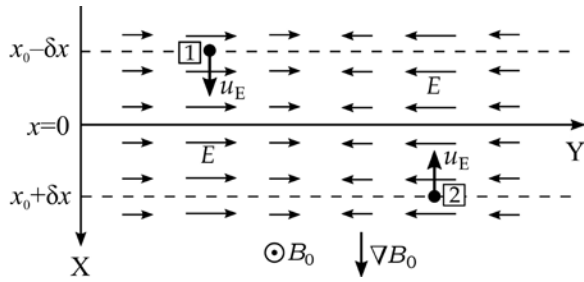


Рис. 16. Электрическое поле волны (в системе отсчета волны)

кого поля волны: $E_y > 0$ и $E_y < 0$ соответственно. Пусть энергии этих частиц соответствуют дрейфовому резонансу, т. е. они дрейфуют вдоль оси Y со скоростью, равной фазовой скорости волны

$$u_d = \frac{\omega}{k_y}. \quad (72)$$

В системе отсчета волны каждая резонансная частица испытывает действие стационарного электрического поля, которое ее либо замедляет, либо ускоряет.

Частица 1 испытывает электрический дрейф со скоростью $u_E = cE/B_0$ в положительном направлении оси X. При этом магнитное поле в точке расположения частицы растет. Из сохранения магнитного момента $\mu = v_{\perp}^2 / (2B_0)$ следует, что энергия частицы (заключенная во вращении вокруг силовых линий со скоростью v_{\perp}) растет. Следовательно, эта частица ускоряется, отбирая энергию у волны. За время δt энергия частицы увеличится на величину

$$\delta \varepsilon = qu_d E \delta t = q \frac{\omega}{k_y} E \delta t. \quad (73)$$

Здесь учтено, что в резонансе удовлетворяется соотношение (72). Чтобы оказаться в положении x_0 в некоторый момент времени, частица должна стартовать из точки с координатой $x_0 - \delta x$, где

$$\delta x = u_E \delta t = c \frac{E}{B_0} \delta t. \quad (74)$$

Частица 2 испытывает электрический дрейф с той же скоростью $u_E = cE/B_0$ в отрицательном направлении оси X. Поскольку магнитное поле в точке расположения частицы убывает, для сохранения магнитного момента энергия частицы также должна убывать. Следовательно, эта частица замедляется, передавая свою энергию волне. Уменьшение энергии за промежуток времени δt вычисляется по той же формуле (73), но величину $\delta \varepsilon$ следует взять с обратным знаком. Чтобы оказаться в положении x_0 в некоторый момент времени, частица должна стартовать из точки с координатой $x_0 + \delta x$, где величина δx дается выражением (74).

Таким образом, частицы в положении 1 отбирают энергию у волны, частицы в положении 2 передают энергию волне. Раскачка волны возможна только в том случае, если вторых частиц больше, чем первых. Пусть $F(\varepsilon, x)$ — невозмущенная функция распределения частиц. Тогда условие неустойчивости запишется в виде

$$F(\varepsilon_{\text{res}} - \delta \varepsilon, x_0 - \delta x) - F(\varepsilon_{\text{res}} + \delta \varepsilon, x_0 + \delta x) < 0. \quad (75)$$

Здесь ε_{res} — резонансная частота. Разлагая это неравенство в ряд Тейлора в точке (ε_r, x_0) , получаем условие неустойчивости в виде

$$\left[\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \delta \varepsilon + \frac{\partial F}{\partial x} \delta x \right]_{\varepsilon_{\text{res}}} > 0. \quad (76)$$

Подставляя сюда $\delta \varepsilon$ и δx из (73, 74), получаем после некоторых преобразований условие неустойчивости в виде

$$\left[\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{k_y c}{\omega q B} \frac{\partial F}{\partial x} \right]_{\varepsilon_{\text{res}}} > 0. \quad (77)$$

В кривом магнитном поле оно переписывается в виде

$$\left[\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{m c}{\omega q B_{\text{eq}} L} \frac{\partial F}{\partial L} \right]_{\varepsilon_{\text{res}}} > 0. \quad (78)$$

Выражение в квадратных скобках можно переписать в виде

$$\frac{dF}{d\varepsilon} = \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial L}{\partial \varepsilon} \frac{\partial F}{\partial L}, \quad (79)$$

где

$$\frac{\partial L}{\partial \varepsilon} = \frac{m c}{\omega q B_{\text{eq}} L}. \quad (80)$$

Как видим, неустойчивость, приводящая к раскачке волны, возможна в одном из двух случаев. Во-первых, на некотором интервале энергий функция распределения растет с увеличением энергии, причем на этот участок попадает резонансная энергия. Такую функцию распределения можно назвать инверсной (часто используется термин bump on tail). Во-вторых, для частиц с резонансной энергией может иметь место сильный пространственный градиент функции распределения, причем знак градиента должен совпадать со знаком азимутального волнового числа. Соответствующую неустойчивость можно назвать градиентной. Этой неустойчивости способствует азимутальная мелкомасштабность колебаний ($m \gg 1$).

Случай кривых силовых линий, когда частица испытывает центробежный дрейф, рассматривается аналогично. Критерий неустойчивости тот же — неравенство (77). Отсылаем читателя к оригинальной статье [Huba, Drake, 1982].

4.2. Альфвеновская мода

Если плазменное давление невелико, то в гирокинетике вместо уравнения (48) альфвеновская мода описывается уравнением

$$k_1^2 \hat{L}_T(\omega) \Phi + m^2 \hat{L}_P(\omega) \Phi + m^2 \delta \hat{L}_P(\omega) \Phi = 0. \quad (81)$$

Здесь

$$\delta \hat{L}_P(\omega) \Phi = \frac{4\pi\omega^2}{c^2 M^2} \sqrt{g} \sum_{e,i} q \left\langle \frac{m\omega_d}{\omega} K_s \right\rangle, \quad (82)$$

$$\langle \dots \rangle = 4\pi \int (\dots) \frac{B}{|v_{\parallel}|} d\mu d\varepsilon, \quad (83)$$

$$K_s = q\hat{Q}F \frac{\omega}{\tau_b} \times \sum_K \frac{\cos I'_l}{\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b} \int_{l_1}^l \frac{dl'}{|v_{\parallel}|} \frac{m\omega_d}{\omega} \Phi \cos I'_l, \quad (84)$$

l_1 — точка отражения частицы в ходе баунс-движения,

$$\hat{Q}F = \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{m}{\omega} \frac{c}{qB_{eq}L} \frac{\partial F}{\partial L}, \quad (85)$$

$$I_a^b = \int_a^b \frac{dl'}{|v_{\parallel}|} (\omega - m\omega_d).$$

Ввиду наличия резонансного знаменателя $(\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b)$, третье слагаемое уравнения (81) является комплексным. Здесь и далее предполагается, что интеграл по пространству скоростей от функции распределения равен концентрации частиц.

Вещественная часть (81) приводит к несущественной коррекции полоидальной частоты и не будет приниматься во внимание. Мнимая часть возникает при обходе особенности по правилу Ландау

$$\frac{1}{\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b} \rightarrow i\pi\delta(\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b). \quad (86)$$

Поскольку третье слагаемое (81) включает в себя множитель m^2 , наличие мнимой части этого слагаемого приведет к возникновению мнимой части полоидальной частоты $\text{Im}\Omega_{PN}$. Если $\text{Im}\Omega_{PN} < 0$, имеет место бесстолкновительное затухание волны из-за передачи энергии от волны энергичным частицам. В противном случае, $\text{Im}\Omega_{PN} > 0$, имеет место неустойчивость. Инкремент неустойчивости, обусловленной резонансным взаимодействием волна—частица, дается выражением

$$\gamma = \sum_{K=-\infty}^{\infty} \gamma_K, \quad (87)$$

$$\gamma_K = \frac{4\pi}{c^2} \frac{q^2}{M^2} B_{eq} L \times \int \hat{Q}F \omega_b \delta(\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b) G^2(\mu, \varepsilon) d\mu d\varepsilon, \quad (88)$$

$$G(\mu, \varepsilon) = \int_{l_1}^{l_2} |v_{\parallel}|^{-1} \omega_d P_N \cos I(l) dl, \quad (89)$$

где P_N — собственная функция полоидального оператора, нормированная следующим образом:

$$\int_{l_-}^{l_+} \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \frac{P_N^2}{v_A^2} dl = 1 \quad (90)$$

[Karrman et al., 1977]. Как видно из выражения (88) и в соответствии с результатами предыдущего раздела, неустойчивость может иметь либо инверсный ($\partial F/\partial \varepsilon > 0$), либо градиентный ($m \cdot \partial F/\partial x^1 > 0$) характер. Для альфвеновской волны инверсная неустойчивость впервые была предложена в работе [Кораблев, Рудаков, 1968], градиентная — в работе [Southwood et al., 1969]. Если баунс-частота очень велика, то в сумме (87) следует оставить только слагаемое $K=0$, соответствующее дрейфовому резонансу. Более общий случай, когда необходимо суммировать все баунс-гармоники, был детально исследован

[Пилипенко и др., 1977]. В работе [Yamakawa et al., 2020] было произведено численное моделирование возбуждения альфвеновских волн в баунс-дрейфовом резонансе за счет градиентной неустойчивости при учете азимутальной неоднородности магнитосферной плазмы.

Следует отметить, что частота волны ω в резонансном знаменателе $(\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b)$ не является произвольной величиной. Поскольку инкремент является поправкой к полоидальной собственной частоте $\Omega_{PN}(L)$, частоту волны следует отождествить $\Omega_{PN}(L)$. Таким образом, частота определяется L -оболочкой, на которой локализована волна. Поскольку величины $\bar{\omega}_d$, ω_b являются функциями энергии, при заданных значениях резонансной энергии ε_{res} (например, энергии, соответствующей инверсному участку функции распределения), азимутального волнового числа m и баунс-гармоники K резонансное условие определяет локализацию генерированной неустойчивостью волны поперек магнитных оболочек [Mager, Klimushkin, 2005].

То обстоятельство, что мнимая добавка возникает только у полоидальной частоты, связано с тем, что в соответствии с энергетическим уравнением (17) взаимодействие альфвеновской волны с частицами возникает посредством азимутальной компоненты электрического поля, которая соответствует полоидальной моде. Отсюда часто делают вывод, что неустойчивости возбуждают полоидальные волны в магнитосфере. Однако этот вывод нуждается в коррекции.

Обратимся к случаю, когда альфвеновская волна распространяется в области монотонного изменения тороидальной и полоидальной частот. Можно рассмотреть две предельных ситуации: волна генерирована монохроматическим и импульсным источником. В первом случае волна распространяется поперек магнитных оболочек, меняя свою поляризацию от полоидальной до тороидальной (см. раздел 3.3). Одновременно она взаимодействует с энергичными частицами, за счет чего растет ее амплитуда. По мере распространения по магнитосфере, темп роста амплитуды волны уменьшается и достигает нуля, когда волна добегает до тороидальной поверхности (становится тороидальной). Однако кумулятивный эффект увеличения амплитуды из-за неустойчивости имеет место в конце этого процесса, когда волна успела стать тороидальной (рис. 17) [Klimushkin, 2000]. Если волна одновременно испытывает затухание за счет конечной проводимости ионосферы, то максимум амплитуды отодвигается от тороидальной поверхности в сторону полоидальной. Тем не менее, чем сильнее неустойчивость, тем ближе максимум амплитуды волны к тороидальной поверхности.

Такая же ситуация и в случае импульсно-генерированной волны, только в данном случае трансформация происходит не за счет распространения поперек магнитных оболочек, а благодаря разбеганию по фазам. Чем сильнее неустойчивость, тем большая часть амплитуды приходится на тороидальную поляризацию (рис. 18) [Klimushkin, Mager, 2004].

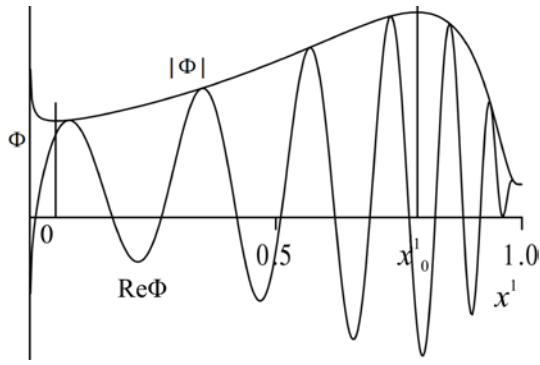


Рис. 17. Распределение поперек силовых линий амплитуды волны и структура волнового поля в случае волны, распространяющейся поперек силовых линий и усиливающейся за счет неустойчивости [Klimushkin, 2000]. Точки $x^1=0$ и $x^1=1$ соответствуют полоидальной и тороидальной поверхности соответственно. Отмечено положение максимума амплитуды x_0^1

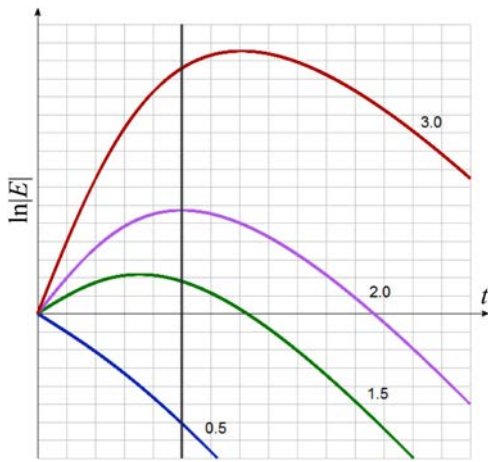


Рис. 18. Зависимость логарифма амплитуды волны $|E|$ от времени при разных отношениях инкремента неустойчивости к декременту затухания (указано около кривых). По вертикальной оси — условные единицы (логарифмический масштаб). Построение выполнено для $m=50$, декремент в 10 раз меньше тороидальной частоты. Вертикальная прямая разделяет области преимущественно полоидальной (слева от нее) и тороидальной поляризации волны

Таким образом, и в случае монохроматической, и в случае импульсно-генерированной волны неустойчивость в конечном итоге порождает тороидальную волну. Единственная возможность обойти эту трудность — предположить, что в большинстве случаев полоидальные волны замкнуты в резонатор поперек магнитных оболочек (см. раздел 3.4). Только в этом случае неустойчивость сможет породить волну с преимущественно полоидальной поляризацией.

4.3. Дрейфово-компрессионная мода

Компрессионные моды в магнитосфере наблюдаются среди пульсаций типа Pc5 с самыми длинными периодами (так называемые storm time compressional Pc5 waves). Ассоциация этих волн с периодами буревой активности говорит о важности горячей плазмы в их генерации. Интересным свойством таких волн является диамагнетизм: плазменное и магнитное давление колеблются в противофазе [Moiseev et al., 2016]. Среди МГД-волн таким свойством обладает ММЗ.

Однако, как уже было сказано, в кинетике для существования ММЗ необходимо заметное продольное электрическое поле волны. Поскольку наличие даже малой примеси холодных электронов приводит к обнулению продольного электрического поля, возможность существования ММЗ в магнитосфере в рамках кинетики находится под вопросом.

Тем не менее, компрессионные УНЧ-моды с диамагнитным свойством существовать могут. Интегрируя уравнение Власова, нетрудно получить следующее уравнение баланса сил [Pokhotelov et al., 2000a]:

$$P + \frac{B_0 B_{\parallel}}{4\pi} = \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \left[\frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 v_A^2} - 1 \right] \frac{B_0 B_{\parallel}}{4\pi}. \quad (91)$$

Азимутально-мелкомасштабные волны характеризуются условием $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$. Поэтому равенство (91) приводится к условию диамагнетизма

$$P + \frac{B_0 B_{\parallel}}{4\pi} \simeq 0. \quad (92)$$

Таким образом, диамагнетизм не связан с конкретным видом волн, а является достаточно общим свойством азимутально-мелкомасштабных колебаний в плазме конечного давления.

В ряде работ компрессионные волны типа Pc5 связываются с одной из кинетических мод в неоднородной плазме — так называемых дрейфовых компрессионных мод [Ng, Patel, 1983; Migliuolo, 1983; Ng et al., 1984; Crabtree, Chen, 2004]. Эту моду проще всего проиллюстрировать на примере цилиндрической модели магнитосферы, где магнитосфера и плазма считается одномерно неоднородной, силовые линии имеют форму концентрических окружностей, магнитные поверхности — вложенных друг в друга соосных цилиндров, а все равновесные параметры зависят только от расстояния от оси цилиндров. Несмотря на свою простоту, такая модель позволяет исследовать компрессионные волны в магнитосфере, поскольку в ней учтены такие базовые особенности магнитосферы, как кривизна силовых линий и неоднородное плазменное давление. В этой модели дисперсионное уравнение компрессионных мод имеет вид

$$L_M = -1 + \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \frac{2\pi}{k_{\perp}^2} \sum_{e,i} q^2 \int dv_{\parallel} dv_{\perp} v_{\perp}^3 J_1^2(\xi) \hat{Q}F \times \quad (93)$$

$$\times \left[\omega - k_y u_d - k_{\parallel} v_{\parallel} \right]^{-1} = 0$$

[Klimushkin, Mager, 2011], где $\xi = k_{\perp} v_{\perp} / \omega_c$ — аргумент функции Бесселя J_1 ,

$$\hat{Q}F = \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{k_y c}{\omega} \frac{F'}{qB_0}. \quad (94)$$

Здесь штрих означает производную по радиальной координате (радиусу цилиндра). Рассмотрим теперь квазигидродинамический предел, когда $\Omega_d / \omega \ll 1$, $\xi \ll 1$, $\omega, \Omega_d \gg k_{\parallel} V_{\parallel}$. Тогда дисперсионное уравнение примет вид

$$-1 - \beta \frac{\omega - \omega_*}{\omega} + i\beta \Gamma_M = 0 \quad (95)$$

[Klimushkin, Mager, 2011]. Здесь

$$\tilde{\omega}_* = \frac{k_y}{\omega_c} T', \quad (96)$$

$$\omega_* = \frac{k_y}{\omega_c} \frac{n'}{n} T \left(1 - \frac{3}{2} \eta \right), \quad (97)$$

$$\eta = \frac{T' n}{n' T}, \quad (98)$$

$$\Gamma_M = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^1 \frac{\lambda^2 d\lambda}{\sqrt{1-\lambda}} \left(\frac{\omega - \omega_*}{\omega} - \frac{\tilde{\omega}_*}{\Omega_d} \right) \left(\frac{\omega}{\Omega_d} \right)^2 e^{-\frac{\omega}{\Omega_d}}. \quad (99)$$

Из дисперсионного соотношения (95) следуют выражения для действительной части частоты волны и инкремента неустойчивости:

$$\omega = \frac{\omega_* \beta}{1 + \beta}, \quad (100)$$

$$\gamma_M = \omega_* \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^2} \Gamma_M. \quad (101)$$

Таким образом, частота волны имеет порядок частоты диамагнитного дрейфа (при $\beta \sim 1$). Как следует из (101), необходимым условием неустойчивости является увеличение средней энергии частиц с расстоянием от Земли. Неустойчивости благоприятствует большое значение параметра β .

В продольно-неоднородной плазме, когда принимается во внимание баунс-движение частиц, ситуация более сложная. Поскольку частоты наблюдаемых в магнитосфере компрессионных волн значительно ниже баунс-частот энергичных частиц кольцевого тока и радиационных поясов, в сумме по баунс-гармоникам наибольший вклад вносит слагаемое с $K=0$, соответствующее дрейфовому резонансу. В этом случае продольная структура волны выражается интегральным, а не дифференциальным, как в случае альфвеновской волны, уравнением [Ng et al., 1984; Crabtree et al., 2003; Crabtree, Chen, 2004]. Было установлено, что дрейфово-компрессионная мода узко локализована вблизи геомагнитного экватора, т. е. в районе максимума параметра β (рис. 19). Это соответствует данным наблюдений компрессионных колебаний Pc5 [Takahashi et al., 1987]. Собственная частота моды составляет [Mager et al., 2013]

$$\Omega_M = \frac{m}{L} \frac{\frac{2}{3} \frac{L_b}{\beta_{\text{eq}}} \Lambda_N V_d + V_n^* + V_T^*}{1 - \frac{V_T^*}{V_d}}. \quad (102)$$

Здесь L_b — длина траектории частицы вдоль силовой линии между точками отражения; β_{eq} — отношение плазменного давления к магнитному на экваторе; V_d — скорость дрейфа в неоднородном магнитном поле; V_n^* и V_T^* — скорости диамагнитного дрейфа из-за градиентов концентрации и температуры соответственно. Величины Λ_N характеризуют собственные частоты волны. Для трех главных гармоник они равны $\Lambda_1 = 0.5/R_{\text{eq}}$, $\Lambda_2 = 1.5/R_{\text{eq}}$, $\Lambda_3 = 2.5/R_{\text{eq}}$, где R_{eq} — экваториальный радиус кривизны силовой линии. Как видим, частота дрейфово-компрессионной моды

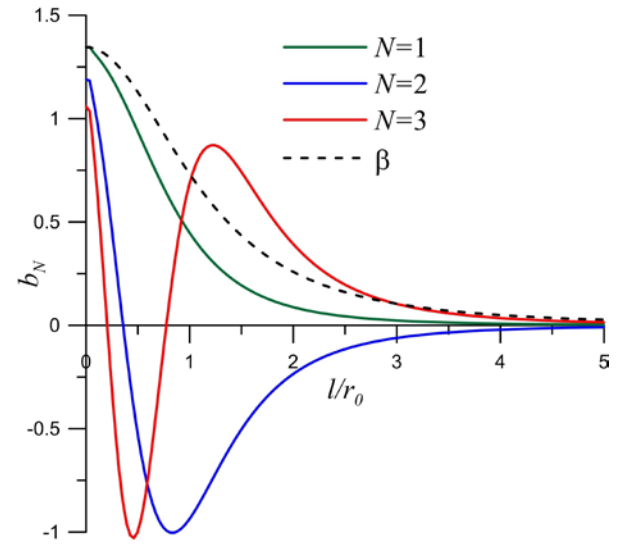


Рис. 19. Продольная структура b_N первых трех гармоник дрейфово-компрессионной моды [Mager et al., 2013]. Штриховая линия показывает поведение параметра β вдоль силовой линии

линейно зависит от азимутального волнового числа m . Подробное исследование структуры и условий возбуждения дрейфово-компрессионной моды было проведено в работе [Mager et al., 2013]. Было установлено, что раскачка волны за счет дрейфового резонанса с энергичными протонами имеет место при выполнении одного из двух условий: либо температура плазмы растет с расстоянием от Земли, либо на некотором участке энергий имеет место инверсное распределение — горб на функции распределения (bump on tail distribution). Волна распространяется на запад в сторону дрейфа протонов (отрицательные волновые числа, $m < 0$). Однако при наличии в плазме горячих электронов возможно существование дрейфово-компрессионных волн, распространяющихся в направлении дрейфа электронов на восток ($m > 0$) [Костарев, Магер, 2017].

4.4. Сцепление альфвеновской и дрейфово-компрессионной мод

При конечном плазменном давлении альфвеновская и дрейфовая компрессионная мода сцеплены между собой из-за неоднородности плазмы и магнитного поля. Влияние сцепления мод на условия генерации волн в одномерно неоднородной модели магнитосферы с прямыми силовыми линиями изучалось в работе [Ng, Patel, 1983], в цилиндрической модели — в работе [Klimushkin et al., 2012] и в дипольно-подобной (двумерно неоднородной модели) — в работе [Mager, Klimushkin, 2017]. Выяснилось, что при определенных параметрах сцепление ведет к возникновению новой плазменной неустойчивости, являющейся кинетическим аналогом баллонной неустойчивости в МГД.

Как показано в [Mager, Klimushkin, 2017], неустойчивость возможна в том случае, когда частота волны много больше средней дрейфовой частоты горячих протонов. В этом случае частота волны ведет себя следующим образом (рис. 20). При малых азимутальных волновых числах m полоидальная альфвеновская и дрейфово-компрессионная моды явля-

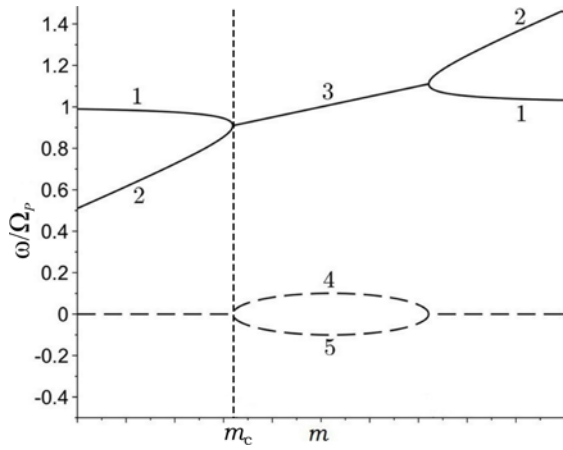


Рис. 20. Зависимость частоты сцепленных альфвеновской и дрейфово-компрессионной мод от азимутального волнового числа [Mager, Klimushkin, 2017]: 1 — альфвеновская мода, 2 — дрейфово-компрессионная мода, 3 — дрейфовая мода сцепления, действительная часть частоты, 4 и 5 — дрейфовая мода сцепления, мнимая часть частоты (4 — растущая мода; 5 — затухающая мода)

ются двумя отдельными ветвями колебаний. При этом частота альфвеновской волны Ω_p превышает частоту дрейфовой компрессионной моды Ω_M . Однако Ω_M растет пропорционально m , в то время как Ω_p медленно убывает при росте m . При некотором критическом значении азимутального волнового числа m_c частоты этих двух ветвей сравниваются, ветви сливаются и образуют две новые моды — дрейфовые моды сцепления. Действительные части частоты у обеих мод сцепления одинаковы, но знаки мнимых частей противоположны: одна из мод сцепления является затухающей, другая — неустойчивой. При дальнейшем росте азимутального волнового числа стабильная и неустойчивая моды сцепления вновь сливаются, снова образуя альфвеновскую и дрейфово-компрессионную моды. Однако в этом случае у альфвеновской волны частота меньше, чем у дрейфовой компрессионной моды.

4.5. Зеркально-дрейфовая мода

Дрейфовая компрессионная мода является простейшей компрессионной модой в неоднородной плазме, поскольку для ее существования не нужно ничего, кроме конечного плазменного давления и неоднородности. Наряду с ней в физике магнитосферы широко обсуждается еще одна компрессионная мода — зеркальная дрейфовая мода, требующая для своего существования анизотропии давления плазмы (неравенства продольного и поперечного давлений).

Для изучения этой моды вернемся к дисперсионному уравнению (95), но рассмотрим диаметрально противоположный предел $k_{\parallel} v_{\parallel} \gg \omega, \omega_d$, иногда называемый зеркальным приближением. Тогда резонансный член в (94) переписывается в виде $(\omega - k_y u_d - k_{\parallel} v_{\parallel})^{-1} \approx -\frac{i\pi}{k_{\parallel}} \delta(v_{\parallel})$. В этом пределе (95) сводится к виду

$$\tau - i \frac{\omega - \omega_*}{\Gamma} = 0. \quad (103)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\tau = 1 + \beta_{\perp} \left(1 - \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \right), \quad (104)$$

$$\omega_* = \frac{k_y V_{\parallel}^2}{\omega_c} \left[\frac{n'}{n} + 3 \frac{T_{\perp} - T_{\parallel}}{T_{\parallel}} \frac{B'}{B} \right], \quad (105)$$

$$\Gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \frac{k_{\parallel} V_{\parallel}}{\beta_{\perp}}. \quad (106)$$

Мода, определяемая дисперсионным уравнением (103), носит название дрейфово-зеркальной. Впервые она была введена в работе [Hasegawa, 1969]. Действительная и мнимая части частоты этой моды

$$\text{Re } \omega = \omega_*, \quad (107)$$

$$\gamma = -\tau \Gamma \quad (108)$$

(корректное выражение для действительной части частоты было впервые получено в работе [Похотелов, Пилипенко, 1976]). При выполнении условия $\tau < 0$ возникает неустойчивость, называемая зеркальной. Запишем условие неустойчивости в явном виде:

$$\frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} > 1 + \frac{1}{\beta_{\perp}}. \quad (109)$$

Как видим, для развития этой неустойчивости поперечное давление должно превосходить продольное, причем порог неустойчивости снижается с увеличением давления. Существенное влияние на развитие зеркальной неустойчивости оказывают такие факторы, как конечное электронное давление и конечный ларморовский радиус ионов [Pokhotelov et al., 2000a, 2005; Klimushkin, Chen, 2006; Feigin, Khabazin, 2014].

В случае $\beta \sim 1$ большое влияние на зеркальную неустойчивость оказывает сцепление с альфвеновской модой [Lin, Parks, 1978; Migliuolo, 1983; Pokhotelov et al., 1985; Woch et al., 1988]. В этом случае инкремент неустойчивости вместо (108) принимает вид

$$\gamma = -\Gamma \tau + \Gamma \frac{\beta_{\perp}^2}{4} \frac{1}{k_{\parallel}^2} \left(\frac{P'_{\perp}}{P_{\perp}} \right)^2 \left(\sigma + \frac{\Gamma^2 \tau^2}{k_{\parallel}^2 v_A^2} \right)^{-1} \quad (110)$$

[Klimushkin, Mager, 2012], где $\sigma = 1 + 1/2(\beta_{\perp} - \beta_{\parallel})$.

Как видно из (110), при учете сцепления зеркальная неустойчивость возможна даже при положительных значениях τ .

Если холодные электроны в плазме отсутствуют, дисперсионное соотношение (103) заменяется соотношением

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 \frac{v_i^2 \tau v_A^2}{v_S^2 + \tau v_A^2}, \quad (111)$$

где $v_i = V_{\text{leh}} \sqrt{m_e/m_i}$ — скорость ионного звука; V_{leh} — продольная тепловая скорость электронов [Klimushkin, Kostarev, 2012]. В случае изотропного давления ($\tau=1$) это соотношение совпадает с дисперсионным соотношением медленного магнитного звука (45). При $\tau < 0$ квадрат частоты становится отрицательным, т. е. один из корней дисперсионного

уравнения соответствует неустойчивости. Эту неустойчивость можно назвать квази-гидродинамической зеркальной неустойчивостью, в отличие от кинетической зеркальной неустойчивости из статьи [Hasegawa, 1969]. Порог зеркальной неустойчивости этих двух видов совпадает ($\tau < 0$), но характер сильно различается. Если условие неустойчивости не выполняется, кинетическая зеркальная мода становится затухающей, в то время как мода (111) ведет себя осциллирующим образом, как ММЗ. Поскольку в магнитосфере всегда есть определенная доля холодных электронов, квазигидродинамическая зеркальная неустойчивость, по всей видимости, там существовать не может. Однако она может существовать в переходном слое.

В отличие от дрейфовой компрессионной моды теория зеркально-дрейфовой неустойчивости была развита только для случая продольно-однородной плазмы. Было сделано несколько попыток распространить эту теорию на случай дипольно-подобного магнитного поля [Пилипенко, Похотелов, 1976; Cheng, Lin, 1987; Cheng, Qian, 1994], однако ни одна из них не касалась возможности изменения знака параметра τ вдоль силовой линии. Дело в том, что даже если вблизи экватора выполняется условие зеркальной неустойчивости $\tau < 0$, то при движении вдоль силовых линий величина τ неизбежно сначала проходит через нуль, затем становится положительной и быстро стремится к единице (рис. 21). Действительно, плазменное давление постоянно вдоль силовой линии, в то время как магнитное давление растет из-за сходимости силовых линий к ионосфере. Свойства мод колебаний, которые могут существовать в этом случае, не изучались. До тех пор, пока эта проблема не решена, говорить о возможности существования зеркальных мод в магнитосфере не представляется возможным.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ, ГЕНЕРИРУЮЩИХ АЗИМУТАЛЬНО-МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ВОЛНЫ

В настоящее время предполагается, что неустойчивости, связанные с передачей энергии от частиц волнам, генерируют азимутально-мелкомасштабные УНЧ-волны, обычно полоидальные или компрессионные. В пользу генерации наблюдаемых азимутально-мелкомасштабных волн энергичными частицами, особенно протонами, говорит ряд данных, в том числе статистическая корреляция между наблюдениями этих волн и интенсификацией кольцевого тока [Anderson, 1993; Yeoman et al., 2000], сходство между пространственным распределением этих волн и траекториями дрейфа протонов [Takahashi, 1996].

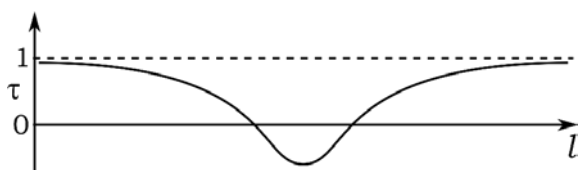


Рис. 21. Параметр τ как функция длины вдоль силовой линии l

Из-за экранирующего действия атмосферы электромагнитное поле этих волн не проникает на поверхность Земли (за исключением так называемых гигантских пульсаций (Pg), имеющих умеренно большие азимутальные волновые числа, $m \simeq 20$). Стандартные способы наблюдения азимутально-мелкомасштабных волн включают в себя искусственные спутники Земли и радары. Первые примеры волн с $m \gg 1$, наблюдаемых с помощью этих методов, были описаны в статьях [Cummings et al., 1969; Allan et al., 1982; Walker et al., 1982]. Применяются и другие методы изучения этих волн: с помощью пульсаций риометрического поглощения [Beharrell et al., 2010; Моисеев и др., 2020], по данным о полной электронной концентрации в ионосфере, полученным с помощью приемников GPS [Watson et al., 2016; Zhai et al., 2021], по оптическим данным [Motoba et al., 2015; Baddeley et al., 2017].

5.1. Полоидальные альфвеновские моды

Для разрешения вопроса о том, какая именно неустойчивость генерирует волну, наблюдаемую в данном конкретном случае, необходимо ответить на следующие частные вопросы: 1) какая именно мода наблюдалась в данном случае: альфвеновская, дрейфово-компрессионная или зеркально-дрейфовая; 2) была ли мода симметричной или антисимметричной относительно экватора; 3) какие частицы генерировали волну: протоны или электроны; 4) частицы каких энергий принимали участие в генерации волны; 5) был ли резонанс дрейфовым или баунс-дрейфовым; 6) какой был характер неустойчивости: инверсный или градиентный.

Признаками альфвеновской волны можно считать сравнительно высокую частоту волны, а также регулярный, квазисинусоидальный характер пульсации, поскольку частота альфвеновской волны определяется, в первую очередь, ее магнитной оболочкой L . Признаком альфвеновской моды является также малая, хотя и не обязательно исчезающе малая, продольная компонента магнитного поля. Вероятно, первый пример альфвеновской волны, для которой удалось ответить на вопросы о природе неустойчивости, был приведен в статье [Hughes et al., 1978]. Наблюдалась вторая гармоника стоячей волны ($N=2$), что исключает дрейфовый резонанс. По всей видимости, за генерацию волны отвечал баунс-дрейфовый резонанс с $K=1$. На функции распределения протонов $F(\epsilon)$ наблюдался хорошо выраженный инверсный участок, соответствующий энергиям от 1 до 10 кэВ. В ряде более поздних работ были описаны примеры альфвеновских волн с $N=2$, находящихся в баунс-дрейфовом резонансе с протонами с энергиями 1–10 кэВ с инверсной функцией распределения [Hughes et al., 1979; Wright et al., 2001; Baddeley et al., 2002; Liu et al., 2013; Takahashi et al., 2018b].

Возможно, этот механизм является достаточно широко распространенным. Как показано в статистических исследованиях [Baddeley et al., 2004; 2005], в большинстве случаев за генерацию полоидальных альфвеновских волн с $m \gg 1$ отвечает инверсная неустойчивость на протонах с энергиями

10–45 кэВ. Резонанс является баунс-дрейфовым, альфвеновская волна имеет вторую гармонику. Свободная энергия, заключенная в частицах с указанными энергиями, превышает 10^{10} Дж. При этом популяции частиц, наблюдавшиеся одновременно с полоидальными альфвеновскими волнами, имеют большой запас свободной энергии, чем в среднестатистических условиях.

Есть, однако, примеры, не укладывающиеся в эту схему. Так, в работе [Mager et al., 2018] наблюдалась фундаментальная гармоника полоидальной альфвеновской волны, находившейся в дрейфовом резонансе с протонами с энергиями 80 кэВ. Волна генерировалась инверсной неустойчивостью (рис. 22) и наблюдалась в районе максимума полоидальной частоты на внешней кромке плазмоспаузы. По всей видимости, колебание представляло собой суперпозицию нескольких (по меньшей мере, двух) гармоник поперечного альфвеновского резонатора, который обсуждался в разделе 3.4. Особого упоминания заслуживает случай из статьи [Glassmeier et al., 1999]. Одновременно с полоидальной волной наблюдалась инверсная функция распределения протонов с энергией около 60 кэВ. Самое интересное, что для таких параметров в условии баунс-дрейфового резонанса (20) номер баунс-гармоники K должен быть нецелым. Авторы связали это с тем, что волна могла быть асимметричной относительно экватора, что возможно при условии, что граничные условия на южной и северной точках пересечения силовой линии с ионосферой были резко различными. Это предположение вызвало дискуссию [Mann, Chisham, 2000; Glassmeier, 2000], в которую мы не будем углубляться.

В пользу инверсной неустойчивости приводят тот факт, что полоидальные альфвеновские волны часто фиксируются в данной точке по азимуту в тот момент, когда в эту точку прибывали частицы, инжектированные во время суббури [Chisham et al., 1992; Wright et al., 2001]. Действительно, одним из механизмов формирования инверсного распределения по энергиям является дисперсия дрейфовых скоростей частиц, одновременно инжектированных

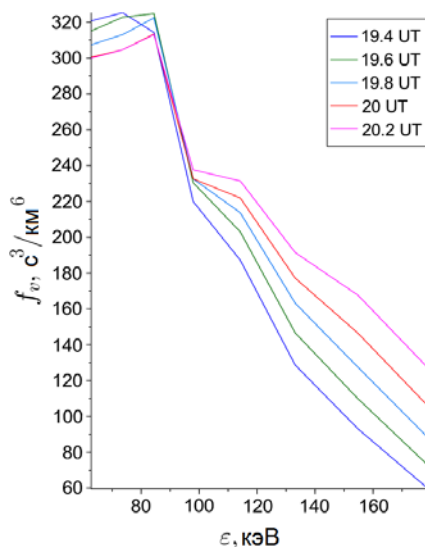


Рис. 22. Инверсная функция распределения протонов для события, описанного в статье [Mager et al., 2018]

в магнитосферу, как было отмечено в разделе 4.1. Однако в данном случае следует проявлять осторожность. Одновременное появление пульсаций и инжектированных частиц может быть проявлением совершенно иного механизма генерации волн, никак не связанного с неустойчивостью — движущегося источника (раздел 3.5). Эти два механизма тем более легко спутать, что азимутальное волновое число колебания, возбужденного движущимся источником, также подчиняется условию дрейфового резонанса, хотя и имеет совершенно иной физический смысл.

Сравнительно недавно был обнаружен ряд примеров альфвеновских волн, генерированных градиентной неустойчивостью. В работах [Dai et al., 2013; Takahashi et al., 2018a] были изучены фундаментальные гармоники ($N=1$), генерированные дрейфовым резонансом с протонами с энергиями соответственно ~90 и 140 кэВ. Напротив, в работах [Min et al., 2017; Oimatsu et al., 2018; Mager, 2021; Rubtsov et al., 2021] рассматривалась вторая гармоника стоячих волн ($N=2$), которая находилась в баунс-дрейфовом резонансе с протонами соответственно 80, 120–180, 46 и 100 кэВ. Во всех этих случаях волна распространялась на запад в сторону дрейфа протонов, как это имеет место для большинства азимутально-мелкомасштабных волн. Однако в статье [Yamamoto et al., 2019] была изучена волна ($N=2$), распространяющаяся на восток в сторону дрейфа электронов. Тем не менее, за генерацию отвечала градиентная неустойчивость с протонами 10–30 кэВ, находившимися с ней в баунс-дрейфовом резонансе. Наконец, любопытный пример альфвеновской волны был рассмотрен в статье [Wei et al., 2019]: на разных временных интервалах за возбуждение моды отвечали и инверсная, и градиентная неустойчивости. Наблюдалась вторая гармоника, баунс-дрейфовый резонанс, резонансная энергия протонов около 10 кэВ.

5.2. Дрейфово-компрессионные моды

Как мы уже говорили, дрейфово-компрессионные моды являются наиболее характерными компрессионными модами колебаний в магнитосферной плазме, поскольку для их существования требуется только конечное плазменное давление и неоднородность плазмы. Наличие большой продольной компоненты магнитного поля, сравнимой с поперечными компонентами или превосходящей их, следует считать отличительным признаком этой моды. Полное магнитное поле и плазменное давление должны колебаться в противофазе (диамагнетизм). Поскольку частота дрейфово-компрессионной моды зависит не только от L -оболочки, но и от азимутального волнового числа, можно ожидать, что эти волны будут более широкополосными, чем альфвеновские. Частоты могут быть существенно ниже альфвеновских на данных магнитных оболочках. Волна должна быть узко локализована вблизи геомагнитного экватора.

Требуемыми свойствами обладают буревые компрессионные волны типа Pc5 — так называемые storm time compressional Pc5 waves, впервые выделенные в работе [Barfield, McPherron, 1972]. Возможно, ту же физическую природу имеют и ир-

регулярные пульсации типа Ps6 или Pi3 [Vaivads et al., 2001; Yagova et al., 2021]. Пульсации типа Pc5 являются самыми длиннопериодными из всех УНЧ-колебаний, они обладают диамагнитным свойством, для них зачастую характерен несинусоидальный профиль и локализация вблизи экватора [Takahashi et al., 1987; Higuchi, Kokubun, 1988]. Таким образом, представляется естественным отождествить эти волны с дрейфово-компрессионными модами [Crabtree, Chen, 2004; Mager et al., 2013].

Существуют и более веские основания для такой интерпретации. В работе [Chelpanov et al., 2016] была изучена пульсация Pc5, у которой как частота, так и азимутальное волновое число менялись со временем. При этом частота примерно линейно зависела от числа m , как это и ожидается для дрейфово-компрессионных мод (рис. 23). Как показано в работе [Chelpanov et al., 2018], такие моды могут быть достаточно типичными для ночной части магнитосферы: частоты пульсаций Pc5, как правило, в несколько раз ниже альфвеновских частот на данных L -оболочках.

Есть экспериментальные свидетельства генерации дрейфово-компрессионных мод градиентной неустойчивостью. Как мы уже говорили, для этого средняя энергия протонов должна расти с расстоянием от Земли. Такое поведение было обнаружено для компрессионных пульсаций Pc5, исследованных в работах [Rubtsov et al., 2018; Mager et al., 2019]. В обоих случаях частоты наблюдаемых волн были существенно ниже альфвеновских частот на данных магнитных оболочках, что дает дополнительные основания для отождествления этих волн с дрейфово-компрессионными модами.

В работе [Mager et al., 2015] была отмечена возможность генерации УНЧ-волн за счет сцепления альфвеновской и дрейфово-компрессионной мод. С помощью радара одновременно наблюдались моды с различными частотами и азимутальными волновыми числами. При $|m| < 30$ при одном и том же значении азимутального волнового числа одновременно наблюдались две моды, причем частота более высокочастотной практически не зависела от m , частота более низкочастотной росла с m . При $|m| > 30$ эти две ветви сливались и наблюдалась лишь одна мода. Такое поведение как раз характерно для сцепленных альфвеновской и дрейфово-компрессионной мод (раздел 4.4).

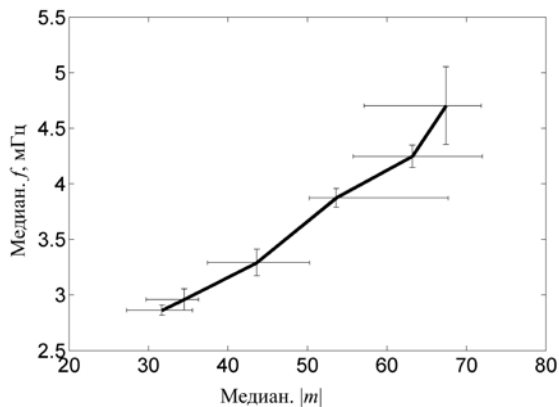


Рис. 23. Зависимость частоты от азимутального волнового числа для события, описанного в статье [Chelpanov et al., 2016]

5.3. Зеркально-дрейфовые моды

В ранних экспериментальных исследованиях компрессионных волн в магнитосфере еще не было известно о дрейфово-компрессионной моде и наблюдаемые волны обычно отождествлялись с зеркально-дрейфовыми модами [Lanzerotti et al., 1969; Woch et al., 1990]. Однако для существования этих мод, помимо конечного давления и неоднородности плазмы, требуется еще одно условие: поперечное плазменное давление должно быть существенно выше продольного (параметр τ должен быть отрицательным). Действительно, было обнаружено несколько примеров компрессионных волн Pc5, характеризующихся этим свойством [Rae et al., 2007; Tian et al., 2020; Cooper et al., 2021]. Однако при отождествлении наблюдаемых волн с зеркально-дрейфовыми модами следует проявлять большую осторожность, поскольку вся теория этих мод была разработана для случая продольно-однородной плазмы. В более реалистичном, дипольном случае возникает проблема изменения знака параметра τ вдоль силовой линии, о которой мы говорили в конце раздела 4.5. Поскольку теории, учитывающей этот фактор, пока не существует, рано говорить о возможности существования зеркально-дрейфовых мод в магнитосфере Земли. С другой стороны, анизотропия давления может быть дополнительным фактором, способствующим генерации дрейфово-компрессионных мод.

6. МОДУЛЯЦИЯ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

При резонансном взаимодействии волн с энергичными частицами особым образом модулируется (возмущается) функция распределения этих частиц в достаточно узкой ее части около резонансной энергии. С помощью спутников обычно измеряют поток частиц, а именно, так называемый дифференциальный поток частиц (differential particle flux) $J(\epsilon, \alpha, \vec{r})$, т. е. поток частиц через единичную площадь при данной энергии ϵ , питч-угле α и положении в пространстве \vec{r} . Дифференциальный поток связан с функцией распределения по скоростям (phase space distribution, PSD) $F(\vec{v}, \vec{r}) = F(\epsilon, \alpha, \vec{r})$ простым соотношением

$$J(\epsilon, \alpha, \vec{r}) = \frac{v^2}{M} F(\epsilon, \alpha, \vec{r}). \quad (112)$$

Кроме дифференциального потока J , часто используются также дифференциальный поток энергии (differential energy flux) $J_\epsilon = \epsilon J$ и дифференциальный поток, проинтегрированный по всем направлениям (omnidirectional differential flux), т. е. по всему телесному углу Ω . В космической физике обычно используются следующие единицы измерения перечисленных величин: $\text{с}^3/\text{км}^6$ для функции распределения по скоростям F , $1/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})$ для дифференциального потока частиц, и $\text{кэВ}/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})$ для дифференциального потока энергии.

Пусть δF и δJ — возмущения функции распределения и потока, вызванные взаимодействием частиц с волной, а F и J — их невозмущенные значения. На практике по спутниковым данным δJ и J вы-

деляются из наблюдаемого потока с помощью фильтрации как медленная и быстрая составляющие. Для анализа модуляции потоков волной удобно использовать отношение $\delta J/J = \delta F/F$.

Согласно теории, разработанной в статье [Chen, Hasegawa, 1991] в рамках gyrokinетики, возмущение функции распределения можно представить в виде

$$\delta F = \delta F_a + \delta K \exp(-\vec{k}_\perp \vec{\rho}), \quad (113)$$

где слагаемое с δK представляет собой резонансное возмущение, а δF_a — нерезонансное (адиабатическое) возмущение функции распределения, $\vec{\rho}$ — гирорадиус частицы. В окрестности резонансной энергии ε_r резонансное возмущение существенно превышает адиабатическое и можно считать, что

$$\delta F \approx \delta K \exp(-\vec{k}_\perp \vec{\rho}), \quad (114)$$

где δK удовлетворяет gyrokinетическому уравнению

$$\left[v_\parallel \frac{\partial}{\partial l} - i(\omega - m\bar{\omega}_d) \right] \delta K = i\delta S \hat{Q}F, \quad (115)$$

где

$$\delta S = m\bar{\omega}_d q\Phi + \omega \mu B_\parallel, \quad (116)$$

и

$$\hat{Q}F = \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} + \frac{m}{\omega} \frac{c}{qB_{eq}L} \frac{\partial F}{\partial L}. \quad (117)$$

Здесь уравнение (115) записано в приближении $k_\perp \rho \ll 1$, т. е. поперечная длина волны считается намного больше гирорадиуса частицы. Кроме того, предполагается отсутствие продольного электрического поля волны.

Полное решение уравнения (115) приведено в [Chen, Hasegawa, 1991]. Приведем приближенное решение, справедливое в окрестности резонанса, т. е. при $\omega \approx m\bar{\omega}_d + K\omega_b$:

$$\delta K(\hat{\sigma}) = \delta K_s + \hat{\sigma} \delta K_d, \quad (118)$$

где $\hat{\sigma} = v_\parallel / |v_\parallel|$,

$$\delta K_s = -\hat{Q}F \frac{\cos I_1^l \overline{\delta S \cos I_1^l}}{\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b}, \quad (119)$$

$$\delta K_d = -i\hat{Q}F \frac{\sin I_1^l \overline{\delta S \cos I_1^l}}{\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b}, \quad (120)$$

черта сверху обозначает усреднение по баунс-периоду

$$\overline{(\dots)} = \frac{2}{\tau_b} \int_{I_1}^{I_2} (\dots) \frac{dl}{|v_\parallel|}, \quad (121)$$

I_1 и I_2 — точки отражения частицы в ходе баунс-движения, введено обозначение

$$I_1^l = \int_{I_1}^l \frac{dl'}{|v_\parallel|} (\omega - m\bar{\omega}_d). \quad (122)$$

Выделим два основных случая резонанса волна—частица: дрейфовый резонанс с фундаментальной

продольной гармоникой волны, имеющей симметричное относительно экватора распределение поперечного потенциала Φ , и баунс-дрейфовый резонанс при $K = \pm 1$ со второй гармоникой, асимметричной относительно экватора.

6.1. Дрейфовый резонанс

Для дрейфового резонанса с фундаментальной гармоникой модуляция потока частиц или функции распределения около геомагнитного экватора ($l=0$) определяется выражением

$$\frac{\delta J}{J} = \frac{\delta F}{F} = -\frac{\overline{\delta S}}{\omega - m\bar{\omega}_d} \frac{\hat{Q}F}{F} \exp(-\vec{k}_\perp \vec{\rho}), \quad (123)$$

Из выражения (123) видно, что максимальная амплитуда колебаний потока частиц δJ достигается при $m\bar{\omega}_d = \omega$, т. е. при определенной резонансной паре значений энергии ε_{res} и питч-угла α_{res} , так как угловая дрейфовая скорость частиц $\bar{\omega}_d$ зависит от энергии и питч-угла частиц (см. формулу (15)). Также следует отметить, что при фиксированном $\alpha = \alpha_{res}$ колебания потока δJ при энергиях выше и ниже резонансной ε_{res} будут происходить в противофазе, поскольку при переходе через резонансную энергию ε_{res} знаменатель $\omega - m\bar{\omega}_d$ в выражении (123) меняет знак. Таким же образом фаза колебаний потока меняется на 180° при переходе через резонансный питч-угол α_{res} , если, напротив, мы зафиксируем энергию $\varepsilon = \varepsilon_{res}$.

На практике наиболее полезно знать фазовые соотношения между колебаниями электрического или магнитного поля волны и колебаниями потока частиц при различных энергиях и питч-углах, что позволяет определить резонансную энергию частиц. Предположим, что продольное магнитное поле волны мало или вовсе отсутствует, что в большинстве случаев соответствует альфвеновским волнам. Пусть частицы, с которыми взаимодействует волна, являются протонами, тогда $\omega_d < 0$ и соответственно $m < 0$. Также будем считать, что $\omega = \omega_0 + i\gamma$, где ω_0 — частота волны, а $\gamma > 0$ — инкремент неустойчивости, при этом в случае неустойчивости также выполняется условие $\hat{Q}F > 0$ (см. раздел 4.1). Азимутальная компонента электрического поля альфвеновской волны $E_a \propto -im\Phi$, следовательно

$$\delta J \propto \frac{iE_a}{\omega - m\bar{\omega}_d} \exp(-\vec{k}_\perp \vec{\rho}). \quad (124)$$

Таким образом, разность фаз $\Delta\phi$ между E_a и δJ при фиксированном питч-угле α меняется в зависимости от энергии частиц в соответствии с формулой

$$\Delta\phi = \begin{cases} \pi/2 + \vec{k}_\perp \vec{\rho} & \varepsilon > \varepsilon_{res} \\ \vec{k}_\perp \vec{\rho} & \varepsilon = \varepsilon_{res} \\ -\pi/2 + \vec{k}_\perp \vec{\rho} & \varepsilon < \varepsilon_{res}. \end{cases} \quad (125)$$

Видно, что при резонансной энергии ε_{res} колебания потока частиц находятся в фазе с азимутальной компонентой электрического поля волны E_a , если не учитывать малую поправку за счет конечного

$\vec{k}_\perp \vec{\rho}$. Такое фазовое поведение является отличительным признаком дрейфового резонанса. Зная фазовые соотношения между E_a и δJ (125), нетрудно найти такие же соотношения с радиальной компонентой магнитного поля волны B_r и δJ . При резонансной энергии ϵ_{res} разность фаз между B_r и δJ составляет $\Delta\phi = \pm\pi/2 + \vec{k}_\perp \vec{\rho}$, где знак зависит от места измерения магнитного поля относительно магнитного экватора, так как B_r асимметрична относительно экватора в отличие от E_a . Следует отметить, что в случае дрейфового резонанса с энергичными электронами фазовые соотношения (125) останутся такими же, только для электронов $\omega_d > 0$ и, следовательно, дрейфовый резонанс возможен для волн с $m > 0$.

Пример модуляции потоков протонов при дрейфовом резонансе с волной с соответствующим дрейфовому резонансу поведением амплитуды и фазы показан на рис. 24. Похожие примеры также можно найти, например, в работах [Dai et al., 2013; Rubtsov et al., 2018; Takahashi et al., 2018a].

6.2. Баунс-дрейфовый резонанс

Для баунс-дрейфового резонанса при $K = \pm 1$ со второй гармоникой модуляции потока частиц или функции распределения около геомагнитного экватора ($l=0$) определяются выражением [Chen, Hasegawa, 1994]

$$\frac{\delta J}{J} = \frac{\delta F}{F} = iK\hat{\sigma} \frac{\overline{\delta S |\sin I_0^l|}}{\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_b} \times \frac{\hat{Q}F_0}{F_0} \exp(-\vec{k}_\perp \vec{\rho}), \quad (126)$$

где черта сверху обозначает усреднение по баунс-периоду в виде

$$\overline{(\dots)} = \frac{4}{\tau_b} \int_0^{\tau_b/2} (\dots) \frac{dl}{|v_\parallel|}. \quad (127)$$

Из выражения (126) видно, что так же, как и для дрейфового резонанса, максимальная амплитуда колебаний потока частиц δJ достигается в резонансе при заданной резонансной паре значений энергии ϵ_{res} и питч-угла α_{res} . Также фаза колебаний δF меняется на 180° при переходе через резонансную энергию при фиксированном питч-угле, и при переходе через резонансный питч-угол если мы напротив зафиксируем энергию. Но есть и существенные отличия. Поскольку знак выражения (126) зависит от знака продольной скорости частиц $\hat{\sigma}$, колебания потока частиц с питч-углом α будут в противофазе колебаниям потока частиц с сопряженным питч-углом $180^\circ - \alpha$. Кроме того, колебания потока частиц с питч-углом $\alpha = 90^\circ$ будут отсутствовать, так как для второй гармоники Φ и B_\parallel равны нулю на экваторе.

Найдем фазовые соотношения между колебаниями магнитного поля волны, а именно, радиальной компонентой B_r и колебаниями потока частиц. Здесь удобнее использовать магнитное поле, так как на экваторе у второй гармоники электрическое поле равно нулю и меняет знак, а магнитное, напротив, имеет

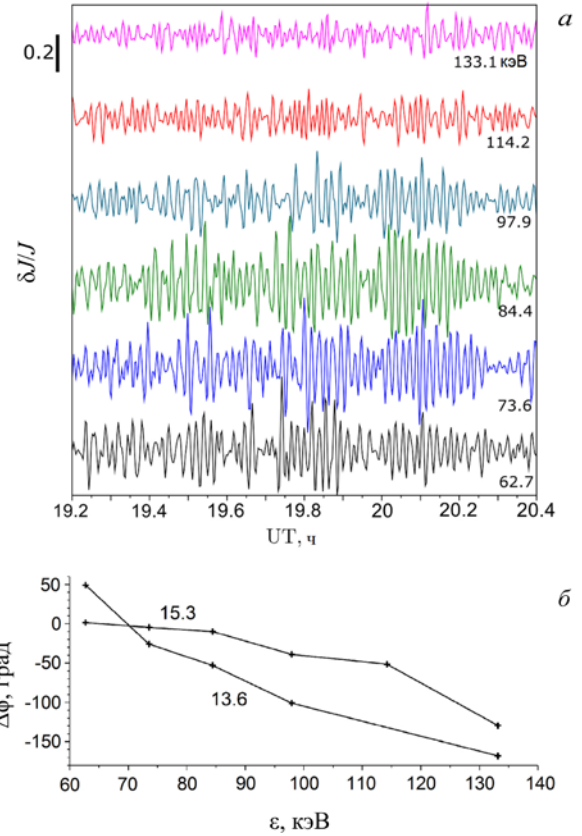


Рис. 24. Колебания потока протонов δJ для различных энергий при дрейфовом резонансе с альфвеновской волной и соответствующая разность фаз $\Delta\phi$ между δJ и азимутальной компонентой электрического поля волны E_a для события, описанного в статье [Mager et al., 2018]. Для данного события волна являлась суперпозицией близких по частоте гармоник (13.6 и 15.3 МГц) поперечного резонанса для альфвеновских волн (см. раздел 3.4 данного обзора)

максимальную амплитуду. Как и в случае дрейфового резонанса, будем считать, что продольное магнитное поле волны отсутствует, частицы — протоны, $\omega_d < 0$, $m < 0$, $\gamma > 0$, $\hat{Q} > 0$. Поскольку $B_r \propto m\partial\Phi/\partial l$, то

$$\delta J \propto -iK\hat{\sigma} \frac{B_r}{\omega - m\bar{\omega}_d - K\omega_d} \exp(-\vec{k}_\perp \vec{\rho}). \quad (128)$$

Таким образом, разность фаз $\Delta\phi$ между B_r и δJ при фиксированном питч-угле α меняется следующим образом в зависимости от энергии частиц

$$\Delta\phi = \begin{cases} (K\hat{\sigma} + 2)\pi/2 + \vec{k}_\perp \vec{\rho} & \epsilon > \epsilon_{\text{res}} \\ (K\hat{\sigma} + 1)\pi/2 + \vec{k}_\perp \vec{\rho} & \epsilon = \epsilon_{\text{res}} \\ K\hat{\sigma}\pi/2 + \vec{k}_\perp \vec{\rho} & \epsilon < \epsilon_{\text{res}} \end{cases}. \quad (129)$$

Видно, что, если не учитывать $\vec{k}_\perp \vec{\rho}$, то при резонансной энергии ϵ_{res} колебания потока частиц находятся в фазе или противофазе с радиальной компонентой магнитного поля волны B_r в зависимости от вида баунс-дрейфового резонанса ($K = \pm 1$) и направления продольной скорости частиц ($\hat{\sigma} = 1$ для частиц с $\alpha < 90^\circ$ и $\hat{\sigma} = -1$ для частиц с $\alpha > 90^\circ$). Примеры модуляции потоков протонов при баунс-дрейфовом резонансе с волной можно найти, например, в ра-

ботах [Liu et al., 2013; Le et al., 2017; Min et al., 2017; Takahashi et al., 1990, 2018b; Wang et al., 2021]. В статьях [Yang et al., 2011; Ren et al., 2016] даны примеры модуляции потоков ионов кислорода. В работе [Pokhotelov et al., 2000b] показано, что потоки частиц, модулированные в баунс-дрейфовом резонансе, могут оказывать обратное влияние на сами волны. Таким образом эти авторы объясняют амплитудную модуляцию гигантских пульсаций (Pg).

6.3. Эффект конечного гирорадиуса и определение поперечной компоненты волнового вектора

Резонансное возмущение волной функции распределения частиц (см. (114)), а, следовательно и потока, зависит от угла между направлением распространения волны, заданного поперечным волновым вектором \vec{k}_\perp , и направлением радиус-вектора $\vec{\rho}$ (гирорадиуса), проведенного от центра ее вращения к точке местоположения частицы. Обычно гирорадиус мал по сравнению с поперечной длиной волны. Тем не менее, эффект конечного гирорадиуса можно использовать на практике для определения компонент поперечного волнового вектора \vec{k}_\perp , т. е. для нахождения длины волны, резонансно взаимодействующей с частицами, и направления ее распространения.

Пусть спутник регистрировал потоки частицы с одинаковыми энергиями и питч-углами, т. е. равными по величине гирорадиусами, но при этом разными по направлению. Обозначим их $\vec{\rho}_1$ и $\vec{\rho}_2$ (см. рис. 25), причем $|\vec{\rho}_1| = |\vec{\rho}_2| = \rho$. Это означает, что детектор спутника регистрирует частицы, центры которых не совпадают, но находятся на одинаковом расстоянии от спутника в плоскости, поперечной магнитному полю (см. рис. 25). Как следует из (114), разность фаз между колебаниями потоков частиц с различными направлениями гирорадиуса равна

$$\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2 = \vec{k}_\perp \vec{\rho}_2 - \vec{k}_\perp \vec{\rho}_1. \quad (130)$$

Например, если известны два потока частиц с равными энергиями и питч-углами, но центры вращения частиц одного потока (1) находятся на востоке от спутника, а другого потока (2) — на западе (см. рис. 25), тогда

$$\Delta\phi_{12} = 2k_a \rho, \quad (131)$$

где k_a — азимутальная компонента волнового вектора. Если измерения проводились близко к геомагнитному экватору, где $k_a = m/L$, то можно оценить азимутальное волновое число

$$m = \frac{\Delta\phi_{12} L}{2\rho}. \quad (132)$$

Таким же образом можно определить и радиальную компоненту волнового вектора k_r , если найти разность фаз потоков частиц с центрами вращения, находящимися на линии Земля—спутник на противоположных относительно спутника сторонах.

Примеры использования этого метода вычисления азимутального волнового числа можно найти,

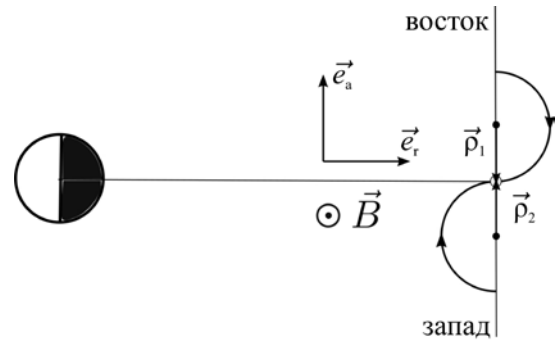


Рис. 25. Схема, иллюстрирующая регистрацию протонов детектором спутника. Здесь \vec{e}_a и \vec{e}_r — единичные векторы в направлении азимутальной и радиальной координат соответственно

например, в работах [Su et al., 1977; Lin et al., 1988; Min et al., 2017; Takahashi et al., 2018b].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование взаимодействия долгопериодных УНЧ-волн и частиц началось еще в середине 1960-х гг. [Dungey, 1964; Fälthammar, 1965] и интенсивно продолжалось в последующие годы. Важными вехами на этом пути было введение представлений о диффузии частиц под действием стохастического поля УНЧ-волн [Fälthammar, 1968; Brizard, Chan, 2001; Shprits et al., 2008], выявление роли этих волн в ускорении частиц кольцевого тока и радиационных поясов [Baker et al., 1987; Rostoker et al., 1998], формирование представления о генерации волн благодаря плазменным неустойчивостям, обусловленным резонансной передачей энергии от высокоэнергичных частиц [Михайловский, Фридман, 1966; Hasegawa, 1969; Southwood et al., 1969, 1976; Михайловский, Похотелов, 1975, 1976; Hughes, 1978].

Значительные успехи в области как теории, так и эксперимента, пришлось на последнее десятилетие: существенно продвинулась теория генерации УНЧ-волн за счет плазменных неустойчивостей [Mager et al., 2013; Mager, Klimushkin, 2017; Yamakawa et al., 2020], с помощью спутниковых экспериментов были получены убедительные свидетельства в пользу генерации азимутально-мелкомасштабных альфвеновских волн посредством таких неустойчивостей [Dai et al., 2013; Liu et al., 2013; Min et al., 2017; Mager et al., 2018; Takahashi et al., 2018a, b; Oimatsu et al., 2018; Yamamoto et al., 2019; Wei et al., 2019], получены свидетельства в пользу существования дрейфово-компрессионных волн в магнитосфере [Chelpanov et al., 2016, 2018; Rubtsov et al., 2018; Mager et al., 2019], продемонстрирована способность УНЧ-волн эффективно ускорять частицы кольцевого тока и радиационных поясов [Zong et al., 2009, 2012, 2017; Mann et al., 2013; Claudepierre et al., 2013; Foster et al., 2015; Hao et al., 2014, 2019; Ren et al., 2017, 2019; Simms et al., 2021], достигнуты существенные успехи в объяснении структуры радиационных поясов благодаря диффузии поперек магнитных оболочек, вызванной резонансом волна—частица [Ozeke et al., 2012, 2018; Mann et al., 2012; Su et al., 2015; Lejosne, Kollmann, 2020], и в моделировании движения частиц в электромагнитном поле

УНЧ-волн [Губарь, 2010; Degeling et al., 2019; Rankin et al., 2020].

В заключение настоящего обзора отметим несколько остающихся нерешенных вопросов теории взаимодействия УНЧ-волн и частиц в магнитосфере.

1. Какова роль компрессионной компоненты магнитного поля и параллельного электрического поля волны при обмене энергией между альфвеновской волной и частицами? В настоящее время считается, что в формуле (18) за этот обмен отвечает только второе слагаемое, т. е. азимутальная компонента электрического поля E_a . Компрессионная компонента магнитного поля B_{\parallel} и параллельное электрическое поле E_{\parallel} считаются пренебрежимо малыми. Это представление берет начало из одножидкостной магнитной гидродинамики, где параллельное электрическое поле считается тождественно равным нулю, а компрессионная компонента магнитного поля у альфвеновской волны отсутствует (в отличие от магнитного звука). Однако, как мы видели в разделе 3.2, в неоднородной плазме с кривыми силовыми линиями у альфвеновской волны возникает заметная компрессионная компонента B_{\parallel} . Более того, при учете кинетических эффектов и кривизны силовых линий у альфвеновской волны возникает и значительное параллельное электрическое поле E_{\parallel} [Kostarev et al., 2021]. Эти поля тоже могут оказывать существенное влияние на ускорение энергичных частиц. Однако систематического учета этих факторов не производилось.

2. Выше отмечалось, что ускорение частиц радиационных поясов возможно посредством резонансных и нерезонансных механизмов, причем резонансное ускорение может иметь диффузионный и недиффузионный характер. Отдельного внимания заслуживает возможность ускорения частиц азимутально-мелкомасштабными волнами, поскольку они характеризуются значительной азимутальной компонентой электрического поля и часто имеют компрессионный характер. Однако условие дрейфового резонанса для этих волн не выполняется. Таким образом, требуется более подробное исследование нерезонансных механизмов ускорения частиц азимутально-мелкомасштабными волнами. Кроме того, необходима разработка более подробной теории ускорения частиц нестационарными УНЧ-волнами с конечной протяженностью по азимутальной координате, поскольку для них, строго говоря, невозможно четко определить частоту волны ω и азимутальное волновое число m , так что различие между резонансными и нерезонансными механизмами в значительной мере стирается.

3. К настоящему времени остается неясной относительная роль УНЧ- и ОНЧ-волн (вистлеров, хоров) в ускорении электронов радиационных поясов. Имеются как теоретические, так и экспериментальные данные в пользу каждого из этих механизмов. Вместе с тем накапливаются свидетельства, что ускорение электронов до релятивистских энергий требует совместного действия обоих механизмов

[O'Brien et al., 2003; Li et al., 2005; Simms et al., 2021]. Например, в работе [Пилипенко и др., 2017] рассматривается двухступенчатый процесс: сначала электроны ускоряются УНЧ-волнами и за счет диффузии переносятся во внутренние области магнитосферы, где они подвергаются действию ОНЧ-волн, которые окончательно ускоряют их до релятивистских энергий. В работе [Simms et al., 2021] приводятся аргументы в пользу обратной последовательности: сначала частицы ускоряются ОНЧ-хорами, затем УНЧ-волны переносят их вглубь магнитосферы, ускоряя до требуемых энергий; при этом УНЧ-волны оказывают более сильное влияние на увеличение потока электронов, чем ОНЧ-волны. Наконец, в механизме магнитной накачки [Liu et al., 1999] ОНЧ-волны приводят к питч-угловой диффузии частиц, благодаря чему постоянно меняется дрейфовая скорость частиц и осуществляются условия для непрерывной передачи энергии частицам от УНЧ-волн. Все эти механизмы, однако, до сих пор рассматривались в основном на качественном уровне и нуждаются в более глубоком теоретическом изучении.

4. Теория генерации волн за счет взаимодействия с высокоэнергичными частицами разработана для случая, когда функция распределения энергичных частиц имеет стационарный характер и не зависит от азимутальной координаты. Однако в реальных случаях эти условия не выполняются: на их движение может влиять электрическое поле конвекции, имеющее аксиально-несимметричный характер; энергичные частицы могут быть сосредоточены в облаках, инжектированных во время суббурь и перемещающихся с места на место по азимуту, генерируя волну в соответствии с теорией движущегося источника (см. раздел 3.5). Условия генерации волн в этих условиях совершенно неясны.

5. Традиционное деление волн на генерированные внешними и внутренними источниками может не полностью соответствовать имеющимся данным. Как показано в работах [Hao et al., 2014, 2019; Zong et al., 2017] импульсные воздействия на магнитосферу могут приводить к генерации полоидальных волн с $m \gg 1$, в дальнейшем ускоряющих электроны радиационных поясов. Для объяснения этого феномена был разработан механизм генерации полоидальных альфвеновских волн на плазмопаузе [Zong et al., 2018]. Однако не очевидно, что все события, о которых говорилось в только что цитированных статьях, имеют место именно на плазмопаузе. Здесь можно упомянуть также глобальные пульсации Pc5, наблюдаемые на значительной части земной поверхности с практически одинаковыми амплитудами и в течение рекордных временных интервалов — до десятков часов [Potarov et al., 2006]. Такие волны показывают заметную корреляцию со скоростями потока солнечного ветра, что указывает на их внешние источники. Однако есть указания, что они обладают умеренными или высокими значениями азимутального волнового числа [Potarov et al., 2011], а такие волны обычно связываются со внутренними источниками. Кроме того, глобальные пульсации Pc5 играют значительную роль в развитии магнитных бурь, что указывает на их роль в ускорении заря-

женных частиц. С другой стороны, накапливаются данные, что тороидальные волны с $m \sim 1$ наблюдаются преимущественно в районе аврорального овала [Козырева и др., 2016], хотя генерация таких волн и образование овала представляются не связанными между собой явлениями. Не могут ли энергичные частицы быть ответственными за генерацию некоторых тороидальных волн с $m \sim 1$ в районе аврорального овала?

6. Теория дрейфово-компрессионных волн в магнитосфере Земли далека от завершения. В частности, мы не знаем, какова их структура поперек магнитных оболочек, какую роль в их генерации могут играть сторонние токи в космической плазме, какие факторы влияют на сцепление этих волн с альфвеновской модой. Без ответа на эти вопросы уверенная идентификация дрейфово-компрессионных волн в магнитосфере невозможна.

7. Роль анизотропии давления в генерации волн в магнитосфере представляется слабо исследованной. Обычно считается, что анизотропия отвечает за генерацию зеркально-дрейфовых волн. Однако теория зеркально-дрейфовых волн детально разработана только для случая продольно-однородной плазмы. Как уже говорилось в разделе 4.5, наличие продольной неоднородности магнитного поля может существенно изменить условия зеркальной неустойчивости. Вместе с тем анизотропия давления естественным образом возникает в ходе конвекции магнитосферной плазмы, и ее учет представляется принципиально важным для понимания генерации волн в магнитосфере за счет передачи энергии от частиц волнам.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-15-50241.

The reported study was funded by RFBR, Project No. 20-15-50241.

Авторы признательны О.В. Магер и А.В. Рубцову за обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Губарь Ю.И. Дрейфовый резонанс релятивистских электронов с УНЧ-волнами как нелинейный резонанс. *Космические исследования*. 2010. Т. 48. С. 308–316.

Гульельми А.В., Золотухина Н.А. Возбуждение альвеновских колебаний магнитосферы асимметричным кольцевым током. *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца*. 1980. Т. 50. С. 129–138.

Гульельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве. *УФН*. 2021. Т. 191, № 5. С. 475–491. DOI: [10.3367/UFN.2020.06.038777](https://doi.org/10.3367/UFN.2020.06.038777).

Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М, Нанн Д. Ускорение электронов в магнитосфере свистовыми волнами переменной частоты. *Геомагнетизм и аэронаука*. 2006. Т. 46. С. 751–756.

Зеленый Л.М., Веселовский И.С. *Плазменная гелиогеофизика*. Т. 2. М.: Физматлит, 2010. 560 с.

Золотухина Н.А. О возбуждении альвеновских волн в магнитосфере движущимся источником. *Иссл. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца*. 1974. Т. 34. С. 20–23.

Климушкин Д.Ю. Метод описания альфвеновской и магнитозвуковой ветвей колебаний неоднородной плазмы. *Физика плазмы*. 1994. Т. 20. С. 309–315.

Кораблев Л.В., Рудаков Л.И. О неустойчивости плазмы с изотропной функцией распределения. *ЖЭТФ*. 1968. Т. 54. 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](https://doi.org/10.12737/szf-33201703).

Козырева О.В., Пилипенко В.А., Энгелбретсон М., и др. Соответствие между пространственным распределением мощности УНЧ-волн и границами аврорального овала. *Солнечно-земная физика*. 2016. Т. 2, № 2. С. 35–45. DOI: [10.12737/16848](https://doi.org/10.12737/16848).

Леонович А.С., Мазур В.А. *Линейная теория МГД-колебаний в магнитосфере*. М.: Физматлит, 2016. 480 с.

Лифшиц А.Е., Федоров Е.Н. Гидромагнитные колебания магнитосферного резонатора. *Доклады Академии наук СССР*. 1986. № 287. С. 90–94.

Лонгмайр К. *Физика плазмы*. М.: Атомиздат, 1966. 345 с.

Магер П.Н., Климушкин Д.Ю. Генерация альфвеновских волн движущейся неоднородностью плазмы в магнитосфере. *Физика плазмы*. 2007. Т. 33. С. 435–442.

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

Михайловский А.Б., Похотелов О.А. Непотенциальная неустойчивость на запертых электронах в магнитосфере. *Физика плазмы*. 1976. Т. 2, № 6. С. 928–935.

Михайловский А.Б., Фридман А.М. Дрейфовые волны в плазме конечного давления. *ЖЭТФ*. 1966. Т. 51. С. 1430.

Моисеев А.В., Стародубцев С.А., Мишин В.В. Особенности возбуждения и распространения по азимуту и меридиану длиннопериодных P13-колебаний геомагнитного поля 8 декабря 2017 г. *Солнечно-земная физика* 2020. Т. 6. С. 57–72. DOI: [10.12737/szf-63202007](https://doi.org/10.12737/szf-63202007).

Нортроп Т. *Адиабатическая теория движения заряженных частиц*. М.: Атомиздат, 1967. 128 с.

Пилипенко В.А., Похотелов О.А. Дрейфово-зеркальная неустойчивость в кривом магнитном поле. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1976. Т. 16. С. 161–163.

Пилипенко В.А., Белаховский В.Б., Самсонов С.Н. О возможных механизмах ускорения электронов до релятивистских энергий в магнитосфере Земли. *Труды Кольского научного центра РАН*. 2017. Т. 8. С. 24–30.

Пилипенко В.А., Похотелов О.А., Фейгин Ф.З. Влияние баунс-резонансов на возбуждение альвеновских волн вне плазмосферы. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1977. Т. 17. С. 894–899.

Потапов А.С. Релятивистские электроны внешнего радиационного пояса и методы их прогноза (обзор). *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 46–58. DOI: [10.12737/22210](https://doi.org/10.12737/22210).

Потапов А.С., Цэгмэд Б., Рьжакова Л.В. Связь потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите с уровнем УНЧ-активности на поверхности Земли и в солнечном ветре в 23-м цикле солнечной активности. *Космические исследования*. 2012. Т. 50. С. 130–146.

Похотелов О.А., Пилипенко В.А. К теории дрейфово-зеркальной неустойчивости магнитосферной плазмы. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1976. Т. 16. С. 504–510.

Романова Н.В., Пилипенко В.А., Ягова Н.В., Белов А.В. Статистическая связь частоты сбоя на геостационарных спутниках с потоками энергичных электронов и протонов. *Космические исследования*. 2005. Т. 43. С. 186–193.

Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж. *Свистовые и альфвеновские циклотронные лазеры в космосе*. М.: Физматлит, 2011. 344 с.

Челпанов М.А., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю., Магер О.В. Наблюдения магнитосферных волн, распространя-

ющихся в направлении дрейфа электронов, с помощью Екатеринбургского когерентного радара. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 1. С. 68–76. DOI: [10.12737/stp-51201907](https://doi.org/10.12737/stp-51201907).

Allan W., Poulter E.M., Nielsen E. STARE observations of a Pc5 pulsation with large azimuthal wave number. *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87. P. 6163–6172. DOI: [10.1029/JA087iA08p06163](https://doi.org/10.1029/JA087iA08p06163).

Allison H.J., Shprits Y.Y. Local heating of radiation belt electrons to ultra-relativistic energies. *Nature Communications*. 2020. Vol. 11, no. 4533. DOI: [10.1038/s41467-020-18053-z](https://doi.org/10.1038/s41467-020-18053-z).

Alperovich L.S., Fedorov E.N. *Hydromagnetic Waves in the Magnetosphere and the Ionosphere*. Springer. 2007. 426 p. DOI: [10.1007/978-1-4020-6637-5](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6637-5).

Anderson B.J. Statistical studies of Pc3–5 pulsations and their relevance for possible source mechanisms of ULF waves. *Ann. Geophys.* 1993. Vol. 11. P. 128–143.

Antonsen T.M., Jr., Lane B. Kinetic equations for low frequency instabilities in inhomogeneous plasmas. *Physics of Fluids* 1980. Vol. 23. P. 1205–1214. DOI: [10.1063/1.863121](https://doi.org/10.1063/1.863121).

Baddeley L.J., Yeoman T.K., Wright D.M., et al. Morning sector drift-bounce resonance driven by ULF waves observed in artificially induced HF radar backscatter. *Ann. Geophys.* 2002. Vol. 20. P. 1487–1498. DOI: [10.5194/angeo-20-1487-2002](https://doi.org/10.5194/angeo-20-1487-2002).

Baddeley L.J., Yeoman T.K., Wright D.M., et al. Statistical study of unstable particle populations in the global ring current and their relation to the generation of high-*m* ULF waves. *Ann. Geophys.* 2004. Vol. 22. P. 4229–4241. DOI: [10.5194/angeo-22-4229-2004](https://doi.org/10.5194/angeo-22-4229-2004).

Baddeley L.J., Yeoman T.K., Wright D.M., et al. On the coupling between unstable magnetospheric particle populations and resonant high-*m* ULF wave signatures in the ionosphere. *Ann. Geophys.* 2005. Vol. 23. P. 567–577. DOI: [10.5194/angeo-23-567-2005](https://doi.org/10.5194/angeo-23-567-2005).

Baddeley L.J., Lorentzen D.A., Partamies N., et al. Equatorward propagating auroral arcs driven by ULF wave activity: Multipoint ground- and space-based observations in the dusk sector auroral oval. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122, no. 5. P. 5591–5605. DOI: [10.1002/2016JA023427](https://doi.org/10.1002/2016JA023427).

Baker D.N. Satellite Anomalies due to Space Storms. *Space Storms and Space Weather Hazards*. New York: Springer, 2001. P. 251–284. DOI: [10.1007/978-94-010-0983-6_11](https://doi.org/10.1007/978-94-010-0983-6_11).

Baker D.N., Belian R.D., Higbie P.R., et al. Deep dielectric charging effects due to high-energy electrons in Earth's outer magnetosphere. *J. Electrostatics*. 1987. Vol. 20, no. 1. P. 3–19. DOI: [10.1016/0304-3886\(87\)90082-9](https://doi.org/10.1016/0304-3886(87)90082-9).

Baker D.N., Pulkkinen T.I., Li X., et al. A strong CME-related magnetic cloud interaction with the Earth's magnetosphere: ISTP observations of rapid relativistic electron acceleration on May 15, 1997. *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25, no. 15. P. 2975–2978. DOI: [10.1029/98GL011134](https://doi.org/10.1029/98GL011134).

Baker D.N., Hoxie V., Zhao H., et al. Multiyear measurements of radiation belt electrons: acceleration, transport, and loss. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 4. P. 2588–2602. DOI: [10.1029/2018JA026259](https://doi.org/10.1029/2018JA026259).

Barfield J.N., McPherron R.L. Statistical characteristics of storm-associated Pc5 micropulsations observed at the synchronous equatorial orbit. *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77. P. 4720–4733. DOI: [10.1029/JA077i025p04720](https://doi.org/10.1029/JA077i025p04720).

Beharrell M., Kavanagh A.J., Honary F. On the origin of high *m* magnetospheric waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2010. Vol. 115, no. A2. DOI: [10.1029/2009JA014709](https://doi.org/10.1029/2009JA014709).

Brizard A.J., Chan A.A. Relativistic bounce-averaged quasilinear diffusion equation for low-frequency electromagnetic fluctuations. *Physics of Plasmas*. 2001. Vol. 8. P. 4762–4771. DOI: [10.1063/1.1408623](https://doi.org/10.1063/1.1408623).

Catto P.J., Tang W.M., Baldwin D.E. Generalized gyrokinetics. *Plasma Phys.* 1981. Vol. 23. P. 639–650. DOI: [10.1088/0032-1028/23/7/005](https://doi.org/10.1088/0032-1028/23/7/005).

Chelpanov M.A., Mager P.N., Klimushkin D.Yu., et al. Experimental evidence of drift compressional waves in the mag-

netosphere: An Ekaterinburg Coherent Decameter Radar case study. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121. P. 1315–1326. DOI: [10.1002/2015JA022155](https://doi.org/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. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018. Vol. 167. P. 177–183. DOI: [10.1016/j.jastp.2017.12.002](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.002).

Chen L., Cowley S.C. On field line resonances of hydromagnetic Alfvén waves in dipole magnetic field. *Geophys. Res. Lett.* 1989. Vol. 16. P. 895–897. DOI: [10.1029/GL016i008p00895](https://doi.org/10.1029/GL016i008p00895).

Chen L., Hasegawa A. A theory of long period magnetic pulsation: 1. Steady state excitation of a field line resonance. *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. P. 1024–1032. DOI: [10.1029/JA079i007p01024](https://doi.org/10.1029/JA079i007p01024).

Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles. *J. Geophys. Res.* 1991. Vol. 96. P. 1503–1512. DOI: [10.1029/90JA02346](https://doi.org/10.1029/90JA02346).

Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 2. Ion flux modulations by transverse waves. *J. Geophys. Res.* 1994. Vol. 99. P. 179–182. DOI: [10.1029/93JA02774](https://doi.org/10.1029/93JA02774).

Cheng C.Z., Lin C.S. Eigenmode analysis of compressional waves in the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 1987. Vol. 14, no. 8. P. 884–887. DOI: [10.1029/GL014i008p00884](https://doi.org/10.1029/GL014i008p00884).

Cheng C.Z., Qian Q. Theory of ballooning-mirror instabilities for anisotropic pressure plasmas in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1994. Vol. 99, no. A6. P. 11193–11209. DOI: [10.1029/94JA00657](https://doi.org/10.1029/94JA00657).

Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. The theory of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth. *Adv. Space Res.* 2004. Vol. 33. P. 769–773. DOI: [10.1016/S0273-1177\(03\)00642-2](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00642-2).

Chisham G., Orr D., Yeoman T.K. Observations of a giant pulsation across an extended array of ground magnetometers and on auroral radar. *Planetary and Space Sci.* 1992. Vol. 40. P. 953–964. DOI: [10.1016/0032-0633\(92\)90135-B](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90135-B).

Choi J., Lee D.-H. On the persistent poloidal Alfvén waves. *Geophys. Res. Lett.* 2021. Vol. 48, no. 12. DOI: [10.1029/2021GL092945](https://doi.org/10.1029/2021GL092945).

Claudepierre S.G., Mann I.R., Takahashi K., et al. Van Allen Probes observation of localized drift resonance between poloidal mode ultra-low frequency waves and 60 keV electrons. *Geophys. Res. Lett.* 2013. Vol. 40. P. 4491–4497. DOI: [10.1002/grl.50901](https://doi.org/10.1002/grl.50901).

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. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 2. DOI: [10.1029/2020JA028773](https://doi.org/10.1029/2020JA028773).

Crabtree C., Chen L. Finite gyroradius theory of drift compressional modes. *Geophys. Res. Lett.* 2004. Vol. 31, no. L17804. DOI: [10.1029/2004GL020660](https://doi.org/10.1029/2004GL020660).

Crabtree C., Horton W., Wong H.V., van Dam J.W. Bounce-averaged stability of compressional modes in geotail flux tubes. *J. Geophys. Res.* 2003. Vol. 108. P. 1084. DOI: [10.1029/2002JA009555](https://doi.org/10.1029/2002JA009555).

Cummings W.D., O'Sullivan R.J., Coleman P.J., Jr. Standing Alfvén waves in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74 P. 778. DOI: [10.1029/JA074i003p00778](https://doi.org/10.1029/JA074i003p00778).

Da Silva L.A., Shi J., Alves L.R., et al. High-energy electron flux enhancement pattern in the outer radiation belt in response to the Alfvénic fluctuations within high-speed solar wind stream: A statistical analysis. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 8. DOI: [10.1029/2021JA029363](https://doi.org/10.1029/2021JA029363).

Dai L., Takahashi K., Wygant J.R., et al. Excitation of poloidal standing Alfvén waves through drift resonance wave-particle interaction. *Geophys. Res. Lett.* 2013. Vol. 40. P. 4127–4132. DOI: [10.1002/grl.50800](https://doi.org/10.1002/grl.50800).

Degeling A.W., Rankin R., Kabin K., et al. The effect of ULF compressional modes and field line resonances on

- relativistic electron dynamics. *Planetary and Space Sci.* 2007. Vol. 55, no. 6. P. 731–742. DOI: [10.1016/j.pss.2006.04.039](https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.04.039).
- Degeling A.W., Ozeke L.G., Rankin R., et al. Drift resonant generation of peaked relativistic electron distributions by Pc5 ULF waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2008. Vol. 113, no. A2. CiteID A02208. DOI: [10.1029/2007JA012411](https://doi.org/10.1029/2007JA012411).
- Degeling A.W., Rankin R., Wang Y., et al. Alteration of particle drift resonance dynamics near poloidal mode field line resonance structures. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 9. P. 7385–7401. DOI: [10.1029/2019JA026946](https://doi.org/10.1029/2019JA026946).
- Degtyarev V.I., Kharchenko I.P., Potapov A.S., et al. Qualitative estimation of magnetic storm efficiency in producing relativistic electron flux in the Earth's outer radiation belt using geomagnetic pulsations data. *Adv. Space Res.* 2009. Vol. 43. P. 829–836. DOI: [10.1016/j.asr.2008.07.004](https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.07.004).
- Demekhov A.G. Recent progress in understanding Pc1 pearl formation. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2007. Vol. 69. P. 1599–1774. DOI: [10.1016/j.jastp.2007.01.014](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.01.014).
- Drozov A.Y., Allison H.J., Shprits Y.Y., et al. A comparison of radial diffusion coefficients in 1D and 3D long-term radiation belt simulations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 8. DOI: [10.1029/2020JA028707](https://doi.org/10.1029/2020JA028707).
- Dungey J.W., Electrodynamics of the outer atmosphere. Penn. State Univ. *Ionos. Res. Lab. Sci. Rept.* 1954. No. 69. pp. 1–52.
- Dungey J.W. Effects of electromagnetic perturbations on particles trapped in the radiation belts. *Space Sci. Rev.* 1964. Vol. 4. P. 199–222. DOI: [10.1007/BF00173882](https://doi.org/10.1007/BF00173882).
- Elkington S.R. A review of ULF interactions with radiation belt electrons. *Magnetospheric ULF Waves: Synthesis and New Directions.* 2006. Vol. 169. P. 177. DOI: [10.1029/169GM12](https://doi.org/10.1029/169GM12).
- Elkington S.R., Sarris T.E. The role of Pc5 ULF waves in the radiation belts: Current understanding and open questions. *Waves, Particles, and Storms in Geospace.* Eds. Balasis G., Daglis I.A., Mann I.R. Vol. 169. Oxford University Press, 2016. P. 177. DOI: [10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0005](https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0005).
- Elkington S.R., Hudson M.K., Chan A.A. Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc5 ULF oscillations. *Geophys. Res. Lett.* 1999. Vol. 26, no. 21. P. 3273–3276. DOI: [10.1029/1999GL003659](https://doi.org/10.1029/1999GL003659).
- Elkington S.R., Hudson M.K., Chan A.A. Resonant acceleration and diffusion of outer zone electrons in an asymmetric geomagnetic field. *J. Geophys. Res.* 2003. Vol. 108, iss. A3. DOI: [10.1029/2001JA009202](https://doi.org/10.1029/2001JA009202).
- Fälthammar C.-G. Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation. *J. Geophys. Res.* 1965. Vol. 70, no. 11. P. 2503–2516. DOI: [10.1029/JZ070i011p02503](https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02503).
- Fälthammar C.-G. Radial diffusion by violation of the third adiabatic invariant. *Earth's Particles and Fields.* Eds. McCormac B.M. 1968. P. 157.
- Fei Y., Chan A.A., Elkington S.R., Wiltberger M.J. Radial diffusion and MHD particle simulations of relativistic electron transport by ULF waves in the September 1998 storm. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2006. Vol. 111, iss. A12. DOI: [10.1029/2005JA011211](https://doi.org/10.1029/2005JA011211).
- Feygin F.Z., Khabazin Yu.G. Slow drift mirror kinetic instability at a finite electron temperature in a nonmaxwellian space plasma. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2014. Vol. 54, no. 6. P. 727–734. DOI: [10.1134/S0016793214060103](https://doi.org/10.1134/S0016793214060103).
- Foster J.C., Wygant J.R., Hudson M.K., et al. Shock-induced prompt relativistic electron acceleration in the inner magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. Vol. 120, no. 3. P. 1661–1674. DOI: [10.1002/2014JA020642](https://doi.org/10.1002/2014JA020642).
- Glassmeier K.-H. Reply to the comment by I.R. Mann and G. Chisham. *Ann. Geophys.* 2000. Vol. 18. P. 167–169. DOI: [10.1007/s00585-000-0167-y](https://doi.org/10.1007/s00585-000-0167-y).
- Glassmeier K.-H., Buchert S., Motschmann U., et al. Concerning the generation of geomagnetic giant pulsations by drift-bounce resonance ring current instabilities. *Ann. Geophys.* 1999. Vol. 17. P. 338–350. DOI: [10.1007/s00585-999-0338-4](https://doi.org/10.1007/s00585-999-0338-4).
- Hamlin D.A., Karplus R., Vik R.C., Watson K.M. Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles. *J. Geophys. Res.* 1961. Vol. 66, no. 1. P. 1–4. DOI: [10.1029/JZ066i001p00001](https://doi.org/10.1029/JZ066i001p00001).
- Hao Y.X., Zong Q.-G., Wang Y.F., et al. Interactions of energetic electrons with ULF waves triggered by interplanetary shock: Van Allen Probes observations in the magnetotail. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. Vol. 119. P. 8262–8273. DOI: [10.1002/2014JA020023](https://doi.org/10.1002/2014JA020023).
- Hao Y.X., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., et al. Global-scale ULF waves associated with SSC accelerate magnetospheric ultrarelativistic electrons. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 3. P. 1525–1538. DOI: [10.1029/2018JA026134](https://doi.org/10.1029/2018JA026134).
- Hasegawa A. Drift mirror instability of the magnetosphere. *Physics of Fluids.* 1969. Vol. 12. P. 2642–2650. DOI: [10.1063/1.1692407](https://doi.org/10.1063/1.1692407).
- Higuchi T., Kokubun S. Waveform and polarization of compressional Pc5 waves at geosynchronous orbit. *J. Geophys. Res.* 1988. Vol. 93. P. 14433–14443. DOI: [10.1029/JA093iA12p14433](https://doi.org/10.1029/JA093iA12p14433).
- Huba J.D., Drake J.F. Physical mechanism of wave-particle resonances in an inhomogeneous magnetic field. I. Linear theory. *Physics of Fluids.* 1981. Vol. 24. P. 1650–1654. DOI: [10.1063/1.863588](https://doi.org/10.1063/1.863588).
- Huba J.D., Drake J.F. Physical mechanism of wave-particle resonances in a curved magnetic field. *Physics of Fluids.* 1982. Vol. 25. P. 1207–1210. DOI: [10.1063/1.863891](https://doi.org/10.1063/1.863891).
- Hudson M.K., Elkington S.R., Lyon J.G., et al. Simulation of radiation belt dynamics driven by solar wind variations. *Sun-Earth Plasma Connections.* 1999. American Geophysical Union (AGU). P. 171–182. DOI: [10.1029/GM109p0171](https://doi.org/10.1029/GM109p0171).
- Hughes W.J., Southwood D.J., Mauk B., et al. Alfvén waves generated by an inverted plasma energy distribution. *Nature.* 1978. Vol. 275. P. 43–45. DOI: [10.1038/275043a0](https://doi.org/10.1038/275043a0).
- Hughes W.J., McPherron R.L., Barfield J.N., Mauk B.H. A compressional Pc4 pulsation observed by three satellites in geostationary orbit near local midnight. *Planetary and Space Sci.* 1979. Vol. 27. P. 821–840. DOI: [10.1016/0032-0633\(79\)90010-2](https://doi.org/10.1016/0032-0633(79)90010-2).
- James M.K., Yeoman T.K., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. The spatio-temporal characteristics of ULF waves driven by substorm injected particles. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118. P. 1737–1749. DOI: [10.1002/jgra.50131](https://doi.org/10.1002/jgra.50131).
- Karpman V.I., Meerson B.I., Mikhailovsky A.B., Pokhotelov O.A. The effects of bounce resonances on wave growth rates in the magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1977. Vol. 25. P. 573–585. DOI: [10.1016/0032-0633\(77\)90064-2](https://doi.org/10.1016/0032-0633(77)90064-2).
- Klimushkin D.Yu. Resonators for hydromagnetic waves in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103. P. 2369–2375. DOI: [10.1029/97JA02193](https://doi.org/10.1029/97JA02193).
- Klimushkin D.Yu. The propagation of high-*m* Alfvén waves in the Earth's magnetosphere and their interaction with high-energy particles. *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 23,303–23,310. DOI: [10.1029/1999JA000396](https://doi.org/10.1029/1999JA000396).
- Klimushkin D.Yu., Chen L. Eigenmode stability analysis of drift-mirror modes in nonuniform plasmas. *Ann. Geophys.* 2006. Vol. 24, no. 10. P. 2435–2439. DOI: [10.5194/angeo-24-2435-2006](https://doi.org/10.5194/angeo-24-2435-2006).
- Klimushkin D.Yu., Kostarev D.V. Two kinds of mirror modes in a nonzero electron-temperature plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion.* 2012. Vol. 54, no. 9. P. 092001. DOI: [10.1088/0741-3335/54/9/092001](https://doi.org/10.1088/0741-3335/54/9/092001).
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N. The spatio-temporal structure of impulse-generated azimuthal small-scale Alfvén waves interacting with high-energy charged particles in the

magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2004. Vol. 22. P. 1053–1060. DOI: [10.5194/angeo-22-1053-2004](https://doi.org/10.5194/angeo-22-1053-2004).

Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Spatial structure and stability of coupled Alfvén and drift compressional modes in non-uniform magnetosphere: Gyrokinetic treatment. *Planetary and Space Sci.* 2011. Vol. 59. P. 1613–1620. DOI: [10.1016/j.pss.2011.07.010](https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.07.010).

Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Coupled Alfvén and drift-mirror modes in non-uniform space plasmas: A gyrokinetic treatment. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2012. Vol. 54, no. 1. P. 015006. DOI: [10.1088/0741-3335/54/1/015006](https://doi.org/10.1088/0741-3335/54/1/015006).

Klimushkin D.Yu., Leonovich A.S., Mazur V.A. On the propagation of transversally small-scale standing Alfvén waves in a three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100. P. 9527–9534. DOI: [10.1029/94JA03233](https://doi.org/10.1029/94JA03233).

Klimushkin D.Yu., 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. *Ann. Geophys.* 2004. Vol. 22. P. 267–288. DOI: [10.5194/angeo-22-267-2004](https://doi.org/10.5194/angeo-22-267-2004).

Klimushkin D.Yu., 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. P. 777–781. DOI: [10.5047/eps.2012.04.002](https://doi.org/10.5047/eps.2012.04.002).

Kostarev D.V., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Alfvén wave parallel electric field in the dipole model of the magnetosphere: gyrokinetic treatment. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021, vol. 126(2), pp. e2020JA028611. DOI: [10.1029/2020JA028611](https://doi.org/10.1029/2020JA028611).

Kozyreva O., Pilipenko V., Engebretson M.J., et al. In search of a new ULF wave index: Comparison of Pc5 power with dynamics of geostationary relativistic electrons. *Planetary and Space Sci.* 2007. Vol. 55, no. 6. P. 755–769. DOI: [10.1016/j.pss.2006.03.013](https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.03.013).

Lanzerotti L.J., Hasegawa A., MacLennan C.G. Drift mirror instability in the magnetosphere: Particle and field oscillations and electron heating. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74, no. 24. P. 5565–5578. DOI: [10.1029/JA074i024p05565](https://doi.org/10.1029/JA074i024p05565).

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. *Geophys. Res. Lett.* 2017. Vol. 44. P. 3456–3464. DOI: [10.1002/2017GL073048](https://doi.org/10.1002/2017GL073048).

Lejosne S. Analytic expressions for radial diffusion. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 6. P. 4278–4294. DOI: [10.1029/2019JA026786](https://doi.org/10.1029/2019JA026786).

Lejosne S., Kollmann P. Radiation belt radial diffusion at Earth and beyond. *Space Sci. Rev.* 2020. Vol. 216, no. 1. P. 19. DOI: [10.1007/s11214-020-0642-6](https://doi.org/10.1007/s11214-020-0642-6).

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1993. Vol. 41. P. 697–717. DOI: [10.1016/0032-0633\(93\)90055-7](https://doi.org/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 Sci.* 1995. Vol. 43. P. 881–883. DOI: [10.1016/0032-0633\(94\)00206-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(94)00206-7).

Leonovich A.S., Mazur V.A. Penetration to the Earth's surface of standing Alfvén waves excited by external currents in the ionosphere. *Ann. Geophys.* 1996. Vol. 14. P. 545–556. DOI: [10.1007/s00585-996-0545-1](https://doi.org/10.1007/s00585-996-0545-1).

Leonovich A.S., Mazur V.A. Standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere excited by a non-stationary source. *Ann. Geophys.* 1998. Vol. 16. P. 914–920. DOI: [10.1007/s00585-998-0914-z](https://doi.org/10.1007/s00585-998-0914-z).

Leonovich A.S., Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse small-scale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. Vol. 120. P. 5443–5454. DOI: [10.1002/2015JA021044](https://doi.org/10.1002/2015JA021044).

Li L., Cao J., Zhou G. Combined acceleration of electrons by whistler-mode and compressional ULF turbulences near the geosynchronous orbit. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2005. Vol. 110, no. A3. DOI: [10.1029/2004JA010628](https://doi.org/10.1029/2004JA010628).

Lin C.S., Parks G.K. The coupling of Alfvén and compressional waves. *J. Geophys. Res.* 1978. Vol. 83, no. A6. P. 2628–2636. DOI: [10.1029/JA083iA06p02628](https://doi.org/10.1029/JA083iA06p02628).

Lin N., McPherron R.L., Kivelson M.G., Williams D.J. An unambiguous determination of the propagation of a compressional Pc5 wave. *J. Geophys. Res.* 1988. Vol. 93, no. A6. P. 5601–5612. DOI: [10.1029/JA093iA06p05601](https://doi.org/10.1029/JA093iA06p05601).

Liu W.W., Rostoker G., Baker D.N. Internal acceleration of relativistic electrons by large-amplitude ULF pulsations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 1999. Vol. 104, no. A8. P. 17391–17407. DOI: [10.1029/1999JA900168](https://doi.org/10.1029/1999JA900168).

Liu W., Cao J.B., Li X., Sarris T.E., et al. Poloidal ULF wave observed in the plasmasphere boundary layer. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118, no. 7. P. 4298–4307. DOI: [10.1002/jgra.50427](https://doi.org/10.1002/jgra.50427).

Loto'aniu T.M., Mann I.R., Ozeke L.G., et al. Radial diffusion of relativistic electrons into the radiation belt slot region during the 2003 Halloween geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2006. Vol. 111, iss. A4. CiteID A04218. DOI: [10.1029/2005JA011355](https://doi.org/10.1029/2005JA011355).

Mager O.V. Alfvén waves generated through the drift-bounce resonant instability in the ring current: A THEMIS multi-spacecraft case study. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, iss. 11. e2021JA029241. DOI: [10.1029/2021JA029241](https://doi.org/10.1029/2021JA029241).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Spatial localization and azimuthal wave numbers of Alfvén waves generated by drift-bounce resonance in the magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2005. Vol. 23. P. 3775–3784. DOI: [10.5194/angeo-23-3775-2005](https://doi.org/10.5194/angeo-23-3775-2005).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Alfvén ship waves: high-*m* ULF pulsations in the magnetosphere, generated by a moving plasma inhomogeneity. *Ann. Geophys.* 2008. Vol. 26. P. 1653–1663. DOI: [10.5194/angeo-26-1653-2008](https://doi.org/10.5194/angeo-26-1653-2008).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Giant pulsations as modes of a transverse Alfvénic resonator on the plasmopause. *Earth, Planets and Space*. 2013. Vol. 65. P. 397–409. DOI: [10.5047/eps.2012.10.002](https://doi.org/10.5047/eps.2012.10.002).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu. 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](https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa790c).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu. The field line resonance in the three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere: Principal features. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 1. DOI: [10.1029/2020JA028455](https://doi.org/10.1029/2020JA028455).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Kostarev D.V. Drift-compressional modes generated by inverted plasma distributions in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118. P. 4915–4923. DOI: [10.1002/jgra.50471](https://doi.org/10.1002/jgra.50471).

Mager P.N., Berngardt O.I., Klimushkin D.Yu., 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. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2015. Vol. 130–131. P. 112–126. DOI: [10.1016/j.jastp.2015.05.017](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.05.017).

Mager P.N., Mikhailova O.S., Mager O.V., Klimushkin D.Yu. Eigenmodes of the transverse Alfvénic resonator at the plasmopause: A van Allen probes case study. *Geophys. Res. Lett.* 2018. Vol. 45. P. 10,796–10,804. DOI: [10.1029/2018GL079596](https://doi.org/10.1029/2018GL079596).

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. *J. Geophys.*

Res.: Space Phys. 2019. Vol. 124, no. 5. P. 3276–3290. DOI: [10.1029/2019JA026541](https://doi.org/10.1029/2019JA026541).

Mann I.R., Chisham G. Comment on “Concerning the generation of geomagnetic giant pulsations by drift-bounce resonance ring current instabilities” by K.-H. Glassmeier et al. *Ann. Geophys.* 1999. Vol. 17. P. 338–350. *Ann. Geophys.* 2000. Vol. 18. P. 161–166. DOI: [10.1007/s00585-000-0161-4](https://doi.org/10.1007/s00585-000-0161-4).

Mann I.R., Wright A.N. Finite lifetimes of ideal poloidal Alfvén waves. *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100. P. 23677–23686. DOI: [10.1029/95JA02689](https://doi.org/10.1029/95JA02689).

Mann I.R., Murphy K.R., Ozeke L.G., et al. The role of ultralow frequency waves in radiation belt dynamics. *Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere*. 2012. American Geophysical Union (AGU). P. 69–92. DOI: [10.1029/2012GM001349](https://doi.org/10.1029/2012GM001349).

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](https://doi.org/10.1038/ncomms3795).

Mathie R.A., Mann I.R. A correlation between extended intervals of ULF wave power and storm-time geosynchronous relativistic electron flux enhancements. *Geophys. Res. Lett.* 2000. Vol. 27, no. 20. P. 3261–3264. DOI: [10.1029/2000GL003822](https://doi.org/10.1029/2000GL003822).

Mathie R.A., Mann I.R. On the solar wind control of Pc5 ULF pulsation power at mid-latitudes: Implications for MeV electron acceleration in the outer radiation belt. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2001. Vol. 106, no. A12. P. 29783–29796. DOI: [10.1029/2001JA000002](https://doi.org/10.1029/2001JA000002).

Migliuolo S. High- m theory of low-frequency magnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* 1983. Vol. 88, no. A3. P. 2065–2074. DOI: [10.1029/JA088iA03p02065](https://doi.org/10.1029/JA088iA03p02065).

Min K., Takahashi K., Ukhorskiy A.Y., et al. Second harmonic poloidal waves observed by Van Allen Probes in the dusk-midnight sector. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122, no. 3. P. 3013–3039. DOI: [10.1002/2016JA023770](https://doi.org/10.1002/2016JA023770).

Moiseev A.V., Baishev D.G., Mullayarov V.A., et al. The development of compression long-period pulsations on the recovery phase of the magnetic storm on May 23, 2007. *Cosmic Res.* 2016. Vol. 54. P. 31–39. DOI: [10.1134/S0010952516010123](https://doi.org/10.1134/S0010952516010123).

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. *J. Geophys. Res.* 2015. Vol. 120. P. 1814–1831. DOI: [10.1002/2014JA020863](https://doi.org/10.1002/2014JA020863).

Ng P.H., Patel V.L. The coupling of shear Alfvén and compressional waves in high- m magnetospheric plasma. *J. Geophys. Res.* 1983. Vol. 88, no. A12. P. 10035–10040. DOI: [10.1029/JA088iA12p10035](https://doi.org/10.1029/JA088iA12p10035).

Ng P.H., Patel V.L., Chen S. Drift compressional instability in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89. P. 10763–10769. DOI: [10.1029/JA089iA12p10763](https://doi.org/10.1029/JA089iA12p10763).

O'Brien, T.P., Lorentzen K.R., Mann I.R., et al. Energization of relativistic electrons in the presence of ULF power and MeV microbursts: Evidence for dual ULF and VLF acceleration. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2003. Vol. 108, iss. A8. DOI: [10.1029/2002JA009784](https://doi.org/10.1029/2002JA009784).

Oimatsu S., Nosé M., Takahashi K., et al. Van Allen probes observations of drift-bounce resonance and energy transfer between energetic ring current protons and poloidal Pc4 wave. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. Vol. 123, no. 5. P. 3421–3435. DOI: [10.1029/2017JA025087](https://doi.org/10.1029/2017JA025087).

Ozeke L.G., Mann I.R., Murphy K.R., et al. ULF wave derived radiation belt radial diffusion coefficients. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117, A04222. DOI: [10.1029/2011JA017463](https://doi.org/10.1029/2011JA017463).

Ozeke L.G., Mann I.R., Murphy K.R., et al. Analytic expressions for ULF wave radiation belt radial diffusion coefficients. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. Vol. 119. P. 1587–1605. DOI: [10.1002/2013JA019204](https://doi.org/10.1002/2013JA019204).

Ozeke L.G., Mann I.R., Murphy K.R., et al. Explaining the apparent impenetrable barrier to ultra-relativistic electrons in the outer van Allen belt. *Nature Communications*. 2018. Vol. 9. P. 1844. DOI: [10.1038/s41467-018-04162-3](https://doi.org/10.1038/s41467-018-04162-3).

Pilipenko V., Kleimenova N., Kozyreva O., et al. Long-period magnetic activity during the May 15, 1997 storm. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2001. Vol. 63. P. 489–501. DOI: [10.1016/S1364-6826\(00\)00189-9](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00189-9).

Pilipenko V.A., Klimushkin D.Yu., Mager P.N., et al. Generation of resonant Alfvén waves in the auroral oval. *Ann. Geophys.* 2016. Vol. 34, no. 2. P. 241–248. DOI: [10.5194/angeo-34-41-2016](https://doi.org/10.5194/angeo-34-41-2016).

Pokhotelov O.A., Pilipenko V.A., Amata E. Drift anisotropy instability of a finite-beta magnetospheric plasma. *Planetary and Space Sci.* 1985. Vol. 33. P. 1229–1241. DOI: [10.1016/0032-0633\(85\)90001-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(85)90001-7).

Pokhotelov O.A., Balikhin M.A., Alleyne H.S.-C.K., Onishchenko O.G. Mirror instability with finite electron temperature effects. *J. Geophys. Res.* 2000a. Vol. 105. P. 2393–2402. DOI: [10.1029/1999JA900351](https://doi.org/10.1029/1999JA900351).

Pokhotelov O.A., Khabazin Y.G., Mann I.R., et al. Giant pulsations: A nonlinear phenomenon. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2000b. Vol. 105, iss. A5. P. 10691–10702. DOI: [10.1029/1999JA900506](https://doi.org/10.1029/1999JA900506).

Pokhotelov O.A., Balikhin M.A., Sagdeev R.Z., Treumann R.A. Halo and mirror instabilities in the presence of finite Larmor radius effects. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2005. Vol. 110, iss. A10. DOI: [10.1029/2004JA010933](https://doi.org/10.1029/2004JA010933).

Potapov A.S. ULF wave activity in high-speed streams of the solar wind: Impact on the magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118. P. 6465–6477. DOI: [10.1002/2013JA019119](https://doi.org/10.1002/2013JA019119).

Potapov A., Guglielmi A., Tsegmed B., Kultima J. Global Pc5 event during 29–31 October 2003 magnetic storm. *Adv. Space Res.* 2006. Vol. 38, no. 8. P. 1582–1586. DOI: [10.1016/j.asr.2006.05.010](https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.010).

Potapov A.S., Amata E., Polyushkina T.N., et al. A case study of global ULF pulsations using data from space borne and ground-based magnetometers and a SuperDARN radar. *Kosmichna Nauka i Tekhnologia*. 2011. Vol. 17, no. 6. P. 54–67. DOI: [10.15407/knit2011.06.054](https://doi.org/10.15407/knit2011.06.054).

Potapov A.S., Polyushkina T.N., Pulyaev V.A. Observations of ULF waves in the solar corona and in the solar wind at the Earth's orbit. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013. Vol. 102. P. 235–242. DOI: [10.1016/j.jastp.2013.06.001](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.06.001).

Radoski H.R. Highly asymmetric MHD resonances. The guided poloidal mode. *J. Geophys. Res.* 1967. Vol. 72. P. 4026–4033. DOI: [10.1029/JZ072i015p04026](https://doi.org/10.1029/JZ072i015p04026).

Radoski H.R. A theory of latitude dependent geomagnetic micropulsations: the asymptotic fields. *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. P. 595–613. DOI: [10.1029/JA079i004p00595](https://doi.org/10.1029/JA079i004p00595).

Rae I.J., Mann I.R., Watt C.E.J., et al. Equator-S observations of drift mirror mode waves in the dawnside magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112, iss. A11. DOI: [10.1029/2006JA012064](https://doi.org/10.1029/2006JA012064).

Rankin R., Wang C.R., Wang Y.F., et al. Ultra-low-frequency wave—particle interactions in Earth's outer radiation belt. *Dayside Magnetosphere Interactions*. 2020. American Geophysical Union (AGU). Ch. 11. P. 189–205. DOI: [10.1002/9781119509592](https://doi.org/10.1002/9781119509592).

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. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121, no. 10. P. 9459–9472. DOI: [10.1002/2016JA022995](https://doi.org/10.1002/2016JA022995).

Ren J., Zong Q.G., Zhou X.Z., et al. Phase relationship between ULF waves and drift-bounce resonant ions: A statistical study. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122. P. 7087–7096. DOI: [10.1002/2016JA023848](https://doi.org/10.1002/2016JA023848).

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. *J. Geophys. Res.: Space*

- Д.Ю. Климушкин, П.Н. Мазер, М.А. Челпанов, Д.В. Костарев
Phys. 2019. Vol. 124. P. 7954–7965. DOI: [10.1029/2019A027009](https://doi.org/10.1029/2019A027009).
- Romanova N., Pilipenko V. ULF wave indices to characterize the solar wind-magnetosphere interaction and relativistic electron dynamics. *Acta Geophysica*. 2009. Vol. 57, no. 1. P. 158–170. DOI: [10.2478/s11600-008-0064-4](https://doi.org/10.2478/s11600-008-0064-4).
- Rostoker G., Skone S., Baker D.N. On the origin of relativistic electrons in the magnetosphere associated with some geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25, no. 19. P. 3701–3704. DOI: [10.1029/98GL02801](https://doi.org/10.1029/98GL02801).
- Rubtsov A.V., Agapitov O.V., Mager P.N., et al. Drift resonance of compressional ULF waves and substorm-injected protons from multipoint THEMIS measurements. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. Vol. 123, no. 11. P. 9406–9419. DOI: [10.1029/2018JA025985](https://doi.org/10.1029/2018JA025985).
- Rubtsov A.V., Mikhailova O.S., Mager P.N., et al. Multi-spacecraft observation of the presubstorm long-lasting poloidal ULF wave. *Geophys. Res. Lett.* 2021. Vol. 48, iss. 23. e2021GL096182. DOI: [10.1029/2021GL096182](https://doi.org/10.1029/2021GL096182).
- Saka O., Iijima T., Yamagishi H., et al. Excitation of Pc5 pulsations in the morning sector by a local injection of particles in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1992. Vol. 97. P. 10,693–10,701. DOI: [10.1029/92JA00441](https://doi.org/10.1029/92JA00441).
- Saka O., Watanabe O., Baker D.N. A possible driving source for transient field line oscillations in the postmidnight sector at geosynchronous altitudes. *J. Geophys. Res.* 1996. Vol. 101. P. 24,719–24,726. DOI: [10.1029/96JA02039](https://doi.org/10.1029/96JA02039).
- Sandhu J.K., Rae I.J., Wygant J.R., et al. ULF wave driven radial diffusion during geomagnetic storms: A statistical analysis of van Allen Probes observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 4. DOI: [10.1029/2020JA029024](https://doi.org/10.1029/2020JA029024).
- Sarris T.E., Wright A.N., Li X. Observations and analysis of Alfvén wave phase mixing in the Earth’s magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2009. Vol. 114, A03218. P. 3218. DOI: [10.1029/2008JA013606](https://doi.org/10.1029/2008JA013606).
- Schulz M., Lanzerotti L.J. *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag. 1974. 236 p.
- Shprits Y.Y., Elkington S.R., Meredith N.P., Subbotin D.A. Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt. I: Radial transport. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2008. Vol. 70, no. 14. P. 1679–1693. DOI: [10.1016/j.jastp.2008.06.008](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.06.008).
- Simms L.E., Engebretson M.J., Rodger C.J., et al. The combined influence of lower band chorus and ULF waves on radiation belt electron fluxes at individual L-shells. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 5. DOI: [10.1029/2020JA028755](https://doi.org/10.1029/2020JA028755).
- Southwood D.J. Preservation of the second adiabatic invariant during cross *L* diffusion. *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77, no. 7. P. 1123–1127. DOI: [10.1029/JA077i007p01123](https://doi.org/10.1029/JA077i007p01123).
- Southwood D.J. The behaviour of ULF waves and particles in the magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1973. Vol. 21. P. 53–65. DOI: [10.1016/0032-0633\(73\)90019-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(73)90019-6).
- Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1974. Vol. 22. P. 483–491. DOI: [10.1016/0032-0633\(74\)90078-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(74)90078-6).
- Southwood D.J. A general approach to low-frequency instability in the ring current plasma. *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81. P. 3340–3348. DOI: [10.1029/JA081i019p03340](https://doi.org/10.1029/JA081i019p03340).
- Southwood D.J. Low frequency pulsation generation by energetic particles. *J. Geomagnetism and Geoelectricity. Suppl. II*. 1980. Vol. 32. P. 75–88.
- Southwood D.J., Kivelson M.G. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations. 1. Transverse waves. *J. Geophys. Res.* 1981. Vol. 86, no. A7. P. 5643–5655. DOI: [10.1029/JA086iA07p05643](https://doi.org/10.1029/JA086iA07p05643).
- Southwood D.J., Kivelson M.G. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations. 2. Graphical approach. *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87. P. 1707–1710. DOI: [10.1029/JA087iA03p01707](https://doi.org/10.1029/JA087iA03p01707).
- Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J. Bounce resonant interactions between pulsations and trapped particles. *Planetary and Space Sci.* 1969. Vol. 17. P. 349–361. DOI: [10.1016/0032-0633\(69\)90068-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(69)90068-3).
- Su S.-Y., Konradi A., Fritz T.A. On propagation direction of ring current proton ULF waves observed by ATS-6 at 6.6R_E. *J. Geophys. Res.* 1977. Vol. 82, no. 13. P. 1859–1868. DOI: [10.1029/JA082i013p01859](https://doi.org/10.1029/JA082i013p01859).
- Su Z., Zhu H., Xiao F., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Zheng H., et al. Ultra-low-frequency wave-driven diffusion of radiation belt relativistic electrons. *Nature Communications*. 2015. Vol. 6. P. 10096. DOI: [10.1038/ncomms10096](https://doi.org/10.1038/ncomms10096).
- Tajiri M. Propagation of hydromagnetic waves in collisionless plasma. II. Kinetic approach. *J. Phys. Society of Japan*. 1967. Vol. 22, no. 6. P. 1482–1494. DOI: [10.1143/JPSJ.22.1482](https://doi.org/10.1143/JPSJ.22.1482).
- Takahashi K. New observations, new theoretical results and controversies regarding Pc3–5 waves. *Adv. Space Res.* 1996. Vol. 17, no. 10. P. 63–71. DOI: [10.1016/0273-1177\(95\)00696-C](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00696-C).
- Takahashi K., Fennell J.F., Amata E., Higbie P.R. Field-aligned structure of the storm time Pc5 wave of November 14–15, 1979. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 1987. Vol. 92, no. A6. P. 5857–5864. DOI: [10.1029/JA092iA06p05857](https://doi.org/10.1029/JA092iA06p05857).
- Takahashi K., McEntire R.W., Lui A.T.Y., Potemra T.A. Ion flux oscillations associated with a radially polarised transverse Pc5 magnetic pulsation. *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95. P. 3717–3731. DOI: [10.1029/JA095iA04p03717](https://doi.org/10.1029/JA095iA04p03717).
- 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. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018a. Vol. 123. P. 4574–4593. DOI: [10.1029/2017JA025139](https://doi.org/10.1029/2017JA025139).
- Takahashi K., Oimatsu S., Nosé M., et al. Van Allen probes observations of second harmonic poloidal standing Alfvén waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018b. Vol. 123. P. 611–637. DOI: [10.1002/2017JA024869](https://doi.org/10.1002/2017JA024869).
- Tamao T. Interaction of energetic particles with HM-waves in the magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1984a. Vol. 32. P. 1371–1386. DOI: [10.1016/0032-0633\(84\)90080-1](https://doi.org/10.1016/0032-0633(84)90080-1).
- Tamao T. Magnetosphere-ionosphere interaction through hydromagnetic waves. *Achievements of the International Magnetospheric Study (IMS)*. Eds. B. Battrock, Rolfe E., Roederer J.G. Vol. 217. ESA Special Publ., 1984b. P. 427–435.
- Tian A., Xiao K., Degeling A.W., et al. Reconstruction of plasma structure with anisotropic pressure: application to Pc5 compressional wave. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 889, no. 1. P. 35. DOI: [10.3847/1538-4357/ab6296](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab6296).
- Tsurutani B.T., Lakhina G.S. Some basic concepts of wave-particle interactions in collisionless plasmas. *Rev. Geophys.* 1997. Vol. 35, no. 4. P. 491–501. DOI: [10.1029/97RG02200](https://doi.org/10.1029/97RG02200).
- Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I. Radial transport in the outer radiation belt due to global magnetospheric compressions. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2008. Vol. 70, no. 14. P. 1714–1726. DOI: [10.1016/j.jastp.2008.07.018](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.07.018).
- Ukhorskiy A.Y., Anderson B.J., Takahashi K., Tsyganenko N.A. Impact of ULF oscillations in solar wind dynamic pressure on the outer radiation belt electrons. *Geophys. Res. Lett.* 2006. Vol. 33, no. 6. DOI: [10.1029/2005GL024380](https://doi.org/10.1029/2005GL024380).
- Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Takahashi K., Anderson B.J. Radial transport of radiation belt electrons due to stormtime Pc5 waves. *Ann. Geophys.* 2009. Vol. 27. P. 2173–2181. DOI: [10.5194/angeo-27-2173-2009](https://doi.org/10.5194/angeo-27-2173-2009).
- Vaivads A., Baumjohann W., Georgescu E., et al. Correlation studies of compressional Pc5 pulsations in space and Ps6 pulsations on the ground. *J. Geophys. Res.:*

Space Phys. 2001. Vol. 106, no. A12. P. 29797–29806. DOI: [10.1029/2001JA900042](https://doi.org/10.1029/2001JA900042).

Vetoulis G., Chen L. Global structures of Alfvén ballooning modes in magnetospheric plasmas. *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol. 21. P. 2091–2094. DOI: [10.1029/94GL01703](https://doi.org/10.1029/94GL01703).

Walker A.D.M., Greenwald R.A., Korth A., Kremser G. STARE and GEOS-2 observations of a storm time Pc5 ULF pulsation. *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87. P. 9135–9146. DOI: [10.1029/JA087iA11p09135](https://doi.org/10.1029/JA087iA11p09135).

Wang C., Rankin R., Zong Q. Fast damping of ultralow frequency waves excited by interplanetary shocks in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. Vol. 120. P. 2438–2451. DOI: [10.1002/2014JA020761](https://doi.org/10.1002/2014JA020761).

Wang B., Zhang H., Liu Z., et al. Energy modulations of magnetospheric ions induced by foreshock transient-driven ultralow-frequency waves. *Geophys. Res. Lett.* 2021. Vol. 48, no. 10. DOI: [10.1029/2021GL093913](https://doi.org/10.1029/2021GL093913).

Watson C., Jayachandran P.T., Singer H.J., et al. GPS TEC response to Pc4 “giant pulsations”. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121, no. 2. P. 1722–1735. DOI: [10.1002/2015JA022253](https://doi.org/10.1002/2015JA022253).

Weï 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 Phys.* 2019. Vol. 3, no. 3. P. 190–203. DOI: [10.26464/epp2019021](https://doi.org/10.26464/epp2019021).

Woch J., Kremser G., Korth A., et al. Curvature-driven drift mirror instability in the magnetosphere». *Planetary and Space Sci.* 1988. Vol. 36. P. 383–393. DOI: [10.1016/0032-0633\(88\)90126-2](https://doi.org/10.1016/0032-0633(88)90126-2).

Woch J., Kremser G., Korth A. A comprehensive investigation of compressional ULF waves observed in the ring current. *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95. P. 15113–15132. DOI: [10.1029/JA095iA09p15113](https://doi.org/10.1029/JA095iA09p15113).

Wright D.M., Yeoman T.K., Rae I.J., et al. Ground-based and Polar spacecraft observations of a giant (Pg) pulsation and its associated source mechanism. *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106. P. 10837–10852. DOI: [10.1029/2001JA900022](https://doi.org/10.1029/2001JA900022).

Xia Z., Chen L., Zheng L., Chan A.A. Eigenmode analysis of compressional poloidal modes in a self-consistent magnetic field. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122, iss. 10. P. 10.369–10.381. DOI: [10.1002/2017JA024376](https://doi.org/10.1002/2017JA024376).

Yagova N.V., Pilipenko V.A., Sakharov Y.A., et al. Spatial scale of geomagnetic Pc5/Pi3 pulsations as a factor of their efficiency in generation of geomagnetically induced currents. *Earth, Planets, and Space.* 2021. Vol. 73, no. 1. P. 88. DOI: [10.1186/s40623-021-01407-2](https://doi.org/10.1186/s40623-021-01407-2).

Yamakawa T., Seki K., Amano T., et al. Excitation of internally driven ULF waves by the drift-bounce resonance with ring current ions based on the drift-kinetic simulation. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2020. Vol. 125, no. 11. Article id. e28231. DOI: [10.1029/2020JA028231](https://doi.org/10.1029/2020JA028231).

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 ProbeA observation. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 12. P. 9904–9923. DOI: [10.1029/2019JA027158](https://doi.org/10.1029/2019JA027158).

Yang B., Zong Q.-G., Fu S.Y., et al. The role of ULF waves interacting with oxygen ions at the outer ring current during storm times. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2011. Vol. 116, iss. A1. A01203. DOI: [10.1029/2010JA015683](https://doi.org/10.1029/2010JA015683).

Yeoman T.K., Wright D.M., Chapman P.J., Stockton-Chalk A.B. High-latitude observations of ULF waves with large azimuthal wavenumbers. *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 5453–5462. DOI: [10.1029/1999JA005081](https://doi.org/10.1029/1999JA005081).

Yeoman T.K., Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Intermediate-*m* ULF waves generated by substorm injection: a case study. *Ann. Geophys.* 2010. Vol. 28. P. 1499–1509. DOI: [10.5194/angeo-28-1499-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-1499-2010).

Yeoman T.K., James M., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. SuperDARN observations of high-*m* ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117. A06231. DOI: [10.1029/2012JA017668](https://doi.org/10.1029/2012JA017668).

Zhai C., Shi X., Wang W., et al. Characterization of high-*m* ULF wave signatures in GPS TEC data. *Geophys. Res. Lett.* 2021. Vol. 48, no. 14. DOI: [10.1029/2021GL094282](https://doi.org/10.1029/2021GL094282).

Zhou X.-Z., Wang Z.-H., Zong Q.-G., et al. Charged particle behavior in the growth and damping stages of ultralow frequency waves: Theory and van Allen Probes observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121, no. 4. P. 3254–3263. DOI: [10.1002/2016JA022447](https://doi.org/10.1002/2016JA022447).

Zolotukhina N.A., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Pc5 waves generated by substorm injection: a case study. *Ann. Geophys.* 2008. Vol. 26. P. 2053–2059. DOI: [10.5194/angeo-26-2053-2008](https://doi.org/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. *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114, no. A10. P. 204. DOI: [10.1029/2009JA014393](https://doi.org/10.1029/2009JA014393).

Zong Q.-G., Yuan C.J., Yang B., et al. Fast acceleration of “killer” electrons and energetic ions by interplanetary shock stimulated ULF waves in the inner magnetosphere. *Chinese Sci. Bull.* 2011. Vol. 56, no. 12. P. 1188. DOI: [10.1007/s11434-010-4308-8](https://doi.org/10.1007/s11434-010-4308-8).

Zong Q.-G., Wang Y.F., Zhang H., et al. Fast acceleration of inner magnetospheric hydrogen and oxygen ions by shock induced ULF waves. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117, iss. A11. P. 206. DOI: [10.1029/2012JA018024](https://doi.org/10.1029/2012JA018024).

Zong Q.-G., Rankin R., Zhou X. The interaction of ultra-low-frequency Pc3–5 waves with charged particles in Earth’s magnetosphere. *Rev. Modern Plasma Phys.* 2017. Vol. 1, no. 1. P. 10. DOI: [10.1007/s41614-017-0011-4](https://doi.org/10.1007/s41614-017-0011-4).

Zong Q.-G., Leonovich A.S., Kozlov D.A. Resonant Alfvén waves excited by plasma tube/shock front interaction. *Physics of Plasmas.* 2018. Vol. 25, no. 12. P. 122904. DOI: [10.1063/1.5063508](https://doi.org/10.1063/1.5063508).

Как цитировать эту статью:

Климущкин 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](https://doi.org/10.12737/szf-74202105).