

МГД-ВОЛНЫ В ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ: ОБЗОР

MHD WAVES IN THE GEOMAGNETIC TAIL: A REVIEW

А.С. Леонович

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

В.А. Мазур[†]

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия*

Д.А. Козлов

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

A.S. Leonovich

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

V.A. Mazur[†]

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia*

D.A. Kozlov

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

Аннотация. Дан обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованиям ультранизкочастотных МГД-колебаний геомагнитного хвоста. Рассмотрены неустойчивость Кельвина–Гельмгольца на магнитопаузе, колебания с дискретным спектром в диапазоне «магических частот», баллонная неустойчивость сцепленных альфвеновских и ММЗ-волн, а также флэппинг-колебания токового слоя геомагнитного хвоста. В последнее десятилетие в экспериментальных работах большую роль играют наблюдения с использованием спутниковых систем, таких как THEMIS, CLUSTER и Double Star. Использование нескольких космических аппаратов позволяет исследовать структуру МГД-колебаний с высоким пространственным разрешением. В результате появляются широкие возможности подробного сопоставления результатов теоретических работ с данными, полученными в многоспутниковых экспериментах. Для проведения таких сопоставлений в теоретических работах, в свою очередь, приходится прибегать к широкому использованию численных моделей, максимально приближенных к реальной магнитосфере.

Ключевые слова: УНЧ-колебания, геомагнитный хвост, МГД-неустойчивость, собственные колебания.

Abstract. This article presents the review of experimental and theoretical studies on ultra-low-frequency MHD oscillations of the geomagnetic tail. We consider the Kelvin–Helmholtz instability at the magnetopause, oscillations with a discrete spectrum in the “magic frequencies” range, the ballooning instability of coupled Alfvén and slow magnetosonic waves, and “flapping” oscillations of the current sheet of the geomagnetic tail. Over the last decade, observations from THEMIS, CLUSTER and Double Star satellites have been of great importance for experimental studies. The use of several spacecraft allows us to study the structure of MHD oscillations with high spatial resolution. Due to this, we can make a detailed comparison between theoretical results and those obtained from multi-spacecraft studies. To make such comparisons in theoretical studies, in turn, we have to use the numerical models closest to the real magnetosphere.

Keywords: ULF oscillations, geomagnetic tail, MHD instability, eigenmodes.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы с появлением многоспутниковых систем появилась возможность подробного исследования МГД-колебаний, генерируемых и распространяющихся в магнитосфере Земли [Foullon et al., 2008; Agaritov, Cheremnykh, 2013]. Это, в свою очередь, требует более глубокого теоретического изучения таких колебаний. В неоднородной магнитосферной плазме различные ветви МГД-колебаний взаимодействуют между собой, порождая сложную картину волновых полей.

УНЧ-колебания в геомагнитном хвосте имеют свои особенности. Наличие здесь токового и плазменного слоев накладывает свой отпечаток на структуру и спектры альфвеновских волн [Piliipenko, 1990; Rankin et al., 2000; Keiling, 2009]. Во время геомагнитных суббурь происходит разрыв токового

слоя, что порождает импульс быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн, который на резонансных магнитных оболочках трансформируется в альфвеновские волны [Allan, Wright, 1998]. Генерируемая в таком процессе альфвеновская волна выглядит как импульс продольных токов и по своим проявлениям не отличается от процесса магнитного пересоединения [Lee, Lysak, 1999; Lysak et al., 2009].

Медленные магнитозвуковые (ММЗ) волны, как и альфвеновские, распространяются почти вдоль силовых линий геомагнитного поля. На тех магнитных оболочках, которые пересекают токовый слой геомагнитного хвоста, эти волны могут взаимодействовать между собой [Ohtani et al., 1989]. При наличии кривизны магнитных силовых линий и направленного наружу градиента давления фоновой плазмы такие сцепленные колебания могут стано-

виться неустойчивыми [Liu, 1997; Cheremnykh, Parnowski, 2006; Mazur et al., 2013]. Предполагают, что такая неустойчивость (баллонная) может приводить к пересоединению магнитных силовых линий на начальной стадии геомагнитных суббурь [Cheng, 2004; Saito et al., 2008].

Геомагнитный хвост может служить волноводом для быстрых магнитозвуковых волн [Mann et al., 1999; Мазур и др., 2010]. Собственные моды в таком волноводе могут возбуждаться неустойчивостью сдвигового течения плазмы на магнитопаузе [McKenzie, 1970]. Условия развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца за счет сдвига скорости плазмы в области плазменной мантии достигаются редко. Однако здесь могут возникать неустойчивые колебания, связанные с резонансной неустойчивостью потока плазмы (resonant flow instability, RFI) [Hasegawa et al., 2006]. Эти колебания развиваются в пограничном плазменном слое при достаточно сильных вариациях в нем альфвеновской скорости и скорости звука [Erdelyi, Taqouan, 2003].

БМЗ-волны, проникающие из солнечного ветра в магнитосферу, возбуждают в пограничном слое магнитопаузы резонансные альфвеновские и ММЗ-волны. Из-за высокой диссипативности ММЗ-волн происходит эффективная передача энергии и импульса ионам фоновой плазмы на резонансных оболочках. В результате этого в областях магнитосферы, прилегающих к магнитопаузе, могут сформироваться ячейки с обратной конвекцией плазмы [Leonovich, Kozlov, 2013a]. Отметим также недавно обнаруженные изгибные колебания токового слоя геомагнитного хвоста [Zhang et al., 2002]. Они не похожи на известные типы МГД-колебаний и требуют специального изучения.

1. МГД-ВОЛНЫ, СВЯЗАННЫЕ СО СДВИГОВЫМ ТЕЧЕНИЕМ НА МАГНИТОПАУЗЕ

Неустойчивости сдвигового течения на магнитопаузе давно рассматриваются как возможный источник МГД-возмущений в магнитосфере Земли [McKenzie, 1970; Mishin, 1981; Miura, Pritchett, 1982]. Однако до последнего времени не было прямых наблюдений магнитосферных колебаний, которые можно было бы напрямую отождествить с такими неустойчивыми МГД-модами. Только недавно на спутниках THEMIS и Double Star были зарегистрированы колебания, которые можно рассматривать как поверхностные БМЗ-волны, раскачиваемые неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца [Volwerk et al., 2007]. Амплитуда этих колебаний убывала при удалении от магнитопаузы и увеличивалась в направлении их распространения в геомагнитный хвост.

В аналогичных наблюдениях [Agaritov et al., 2009] скорость распространения неустойчивых колебаний (~200 км/с) совпадала с ожидаемой скоростью распространения поверхностной БМЗ-волны. Кроме того, на спутнике THEMIS-5, находившемся внутри магнитосферы, был зарегистрирован узколокализованный скачок амплитуды колебаний, который был

идентифицирован как альфвеновская волна, раскачиваемая механизмом FLR (field line resonance, или альфвеновский резонанс, как его принято обозначать в физике плазмы). Это можно рассматривать как первое прямое свидетельство существования классического механизма FLR [Tamao, 1965; Chen, Hasegawa, 1974; Radoski, 1974; Southwood, 1974; Leonovich, 2001].

Спутниковые наблюдения с использованием данных, полученных на локальной сети наземных магнитометров, позволили оценить потоки волновой энергии от магнитопаузы в ионосферу посредством механизма FLR [Hartinger et al., 2011]. Показано, что поглощение энергии в ионосфере является существенным механизмом затухания магнитосферных МГД-волн.

В большинстве работ, посвященных теоретическим исследованиям неустойчивостей сдвигового течения, используются модели с тангенциальным разрывом параметров среды. В таких моделях изменение параметров происходит скачком при переходе из одного однородного полупространства с неподвижной плазмой в другое, в котором плазма движется. Однако плазма в магнитосфере сильно неоднородна. В связи с этим появились модели среды, в которых параметры плазмы в полупространстве, моделирующем магнитосферу, меняются в поперечном к сдвиговому слою направлении. Проще всего смоделировать такую неоднородность установкой отражающей стенки на некотором расстоянии от сдвигового слоя [Miura, 1992; Leonovich, Mishin, 2005; Turkakin et al., 2014].

Одной из особенностей таких моделей является появление волновода для БМЗ-волн, распространяющихся между отражающей стенкой и магнитопаузой [Mann et al., 1999]. Поскольку магнитопауза является только частично отражающей границей, в таком волноводе основная гармоника является четвертьволновой (ее частота (~1 мГц) ниже, чем в волноводе с двумя идеально отражающими стенками, и попадает в область спектра «магических частот»). Для БМЗ-волн имеется некоторый нижний порог по величине сдвига скорости движения плазмы на магнитопаузе, при превышении которого развивается неустойчивость. Однако при определенных условиях этот порог исчезает [Turkakin et al., 2013].

Более сложный вариант — модели с монотонным изменением параметров среды в полупространстве, описывающем магнитосферу [Walker, 2005]. В этом случае роль отражающей стенки играют поверхности отражения, разделяющие области прозрачности и непрозрачности для БМЗ-волн внутри магнитосферы. В области непрозрачности, расположенной за точкой поворота, появляется резонансная поверхность для альфвеновской волны, где происходит частичное поглощение энергии БМЗ-волны, распространяющейся в магнитосферном волноводе [Mazur, Chuiko, 2011].

Такой волновод может возбуждаться БМЗ-волной, падающей на магнитопаузу из солнечного ветра. Коэффициент отражения волны в этом случае имеет ярко выраженные пики на частотах, соответствующих частотам собственных мод магнитосферного волновода [Mazur, 2010]. Максимальные значения коэффициента

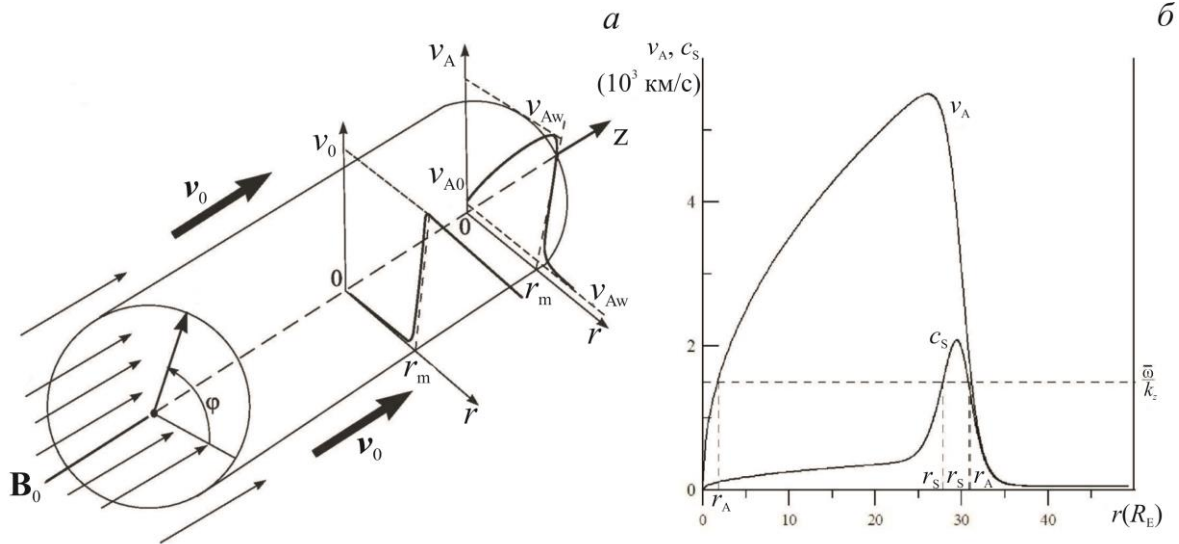


Рис. 1. Модель геомагнитного хвоста в виде плазменного цилиндра, обтекаемого потоком солнечного ветра (а). Распределение по радиусу скорости Альфвена v_A и скорости ММЗ-волн c_s , определяемых из условия равновесия плазменной конфигурации (б). Точки альфвеновского (r_A) и магнитозвукового (r_s) резонансов определяются равенствами $\bar{\omega}/k_z = v_A(r_A)$ и $\bar{\omega}/k_z = c_s(r_s)$

отражения могут превышать единицу. В этом случае отраженная от сдвигового слоя волна имеет большую амплитуду, чем падающая. Увеличение амплитуды происходит за счет энергии, передаваемой волне сдвиговым течением плазмы, а о самой волне говорят как о волне с отрицательной энергией [Mann et al., 1999; Walker, 2005; Mazur, Chuiko, 2013].

Еще один тип моделей – это модели с плавным переходным слоем между плазмой, движущейся в магнитослое, и магнитосферой [Miura, 1992; Leonovich, 2011b]. В таких моделях резонансные поверхности для альфвеновских и ММЗ-волн появляются не только в области непрозрачности БМЗ-волн в магнитосфере, но и в переходном слое магнитопаузы. На каждой из таких поверхностей происходит поглощение энергии БМЗ-волн, что сказывается на их инкременте и пространственном распределении амплитуды.

В работах [Leonovich, 2011a; Leonovich, 2011b] решена задача о неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, развивающейся на магнитопаузе при обтекании магнитосферы потоком солнечного ветра. В них использована цилиндрическая модель геомагнитного хвоста с неоднородным распределением плазмы по радиусу и границей в виде плавного переходного слоя (см. рис. 1). В такой модели присутствуют все указанные выше особенности развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в неоднородной магнитосфере. Распределение плазмы, типичное для долей геомагнитного хвоста, таково, что плазменный цилиндр может играть роль волновода для БМЗ-волн. При этом точки поворота для этих волн возникают в плазменном цилиндре при любом распределении плазмы по его радиусу.

В такой модели не учитывается наличие токового слоя, разделяющего доли геомагнитного хвоста. Токковый слой играет ключевую роль в распространении мелкомасштабных по сравнению с толщиной

слоя МГД-колебаний [Allan, Wright, 1998; Lysak et al., 2009]. Для крупномасштабных колебаний он может рассматриваться как тонкий слой и в первом приближении им можно пренебречь.

Рассмотрим гармоники колебаний вида

$$\exp(ik_z z + im\phi - i\omega t),$$

где k_z — компонента волнового вектора по координате z , $m=0, 1, 2, \dots$ — азимутальное волновое число, ω — частота волны. Уравнение, описывающее смещение ζ плазменного элемента по радиусу, имеет вид [Leonovich, 2011a]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_0 \Omega^2}{k_r^2} \frac{1}{r} \frac{\partial r \zeta}{\partial r} \right) + \rho_0 \Omega^2 \zeta = 0, \quad (1)$$

где $v_r = d\zeta/dt \equiv \partial\zeta/\partial t + (\mathbf{v}_0 \nabla)\zeta$ — компонента скорости колебаний по радиусу, \mathbf{v}_0 — скорость плазмы в магнитослое, ρ_0 — плотность плазмы, $\Omega^2 = \bar{\omega}^2 - k_z^2 v_A^2$, $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ — скорость Альфвена, $\bar{\omega} = \omega - k_z v_0$,

$$k_r^2 = \frac{\bar{\omega}^4}{\bar{\omega}^2 (v_A^2 + v_s^2) - k_z^2 v_A^2 v_s^2} - k_z^2 - \frac{m^2}{r^2}.$$

Здесь k_r^2 — квадрат радиальной компоненты волнового вектора в ВКБ-приближении, $v_s = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ — скорость звука в плазме. Уравнение (1) имеет особенности на резонансных поверхностях, где коэффициент при старшей производной обращается в нуль. Это происходит там, где $\bar{\omega}^2 = k_z^2 v_A^2$ (точки альфвеновского резонанса) и $\bar{\omega}^2 = k_z^2 c_s^2$ (точки магнитозвукового резонанса), $c_s = v_A v_s / \sqrt{v_A^2 + v_s^2}$ — скорость ММЗ-волн. Вблизи резонансных поверхностей осуществляется передача энергии МГД-волн фоновой плазме.

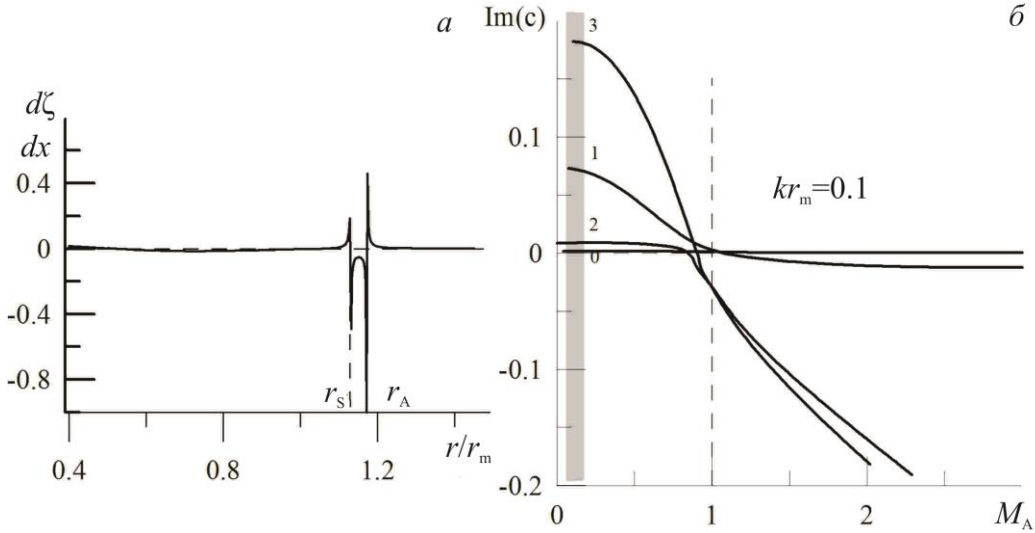


Рис. 2. Радиальное распределение поля колебаний с резонансными поверхностями для альфвеновских ($r=r_A$) и ММЗ-волн ($r=r_s$) (а). Зависимость инкрементов азимутальных гармоник поверхностных мод с $m=0, 1, 2, 3$ от альфвеновского числа Маха $M_A=v_0/v_{Am}$. Вертикальная серая полоса соответствует диапазону скоростей солнечного ветра на орбите Земли (б)

В задаче о неустойчивости рассматриваемых МГД-волн граничные условия сводятся к требованию конечности их амплитуды на оси плазменного цилиндра ($r=0$) и наличия на бесконечности ($r\rightarrow\infty$) только волн, уносящих энергию от сдвигового слоя на магнитопаузе. Последнее граничное условие можно сформулировать как

$$\frac{\partial \zeta}{\partial r} = ik_r \zeta, \quad (2)$$

где знак $k_r = \pm \sqrt{k_r^2(r \rightarrow \infty)}$ определяется условием $\text{Re}(v_{gr}) > 0$, где $v_{gr} = (\partial k_r / \partial \omega)^{-1}$ — групповая скорость БМЗ-волн. На рис. 2, а показан пример расчета поля колебаний с двумя резонансными поверхностями для альфвеновских ($r=r_A$) и ММЗ-волн ($r=r_s$) в переходном слое магнитопаузы.

Как оказалось, в рассматриваемой модели волноводные моды, распространяющиеся в долях геомагнитного хвоста, могут становиться неустойчивыми только при достаточно больших сдвигах скорости движения плазмы на магнитопаузе $v_0 > v_{Am}$, где $v_{Am} \approx 6000$ км/с — скорость Альфвена в областях магнитосферы, прилегающих к магнитопаузе. На орбите Земли такие высокоскоростные потоки солнечного ветра отсутствуют.

Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, раскачивающая поверхностные волны, имеет нижний порог по сдвигу скорости движения плазмы. Однако имеется одно исключение. Нижний порог исчезает для колебаний с $\mathbf{k}_t \perp \mathbf{B}_0$, где \mathbf{k}_t — компонента волнового вектора вдоль сдвигового слоя [Leonovich, Mishin, 2005]. В этом случае неустойчивость Кельвина–Гельмгольца развивается так же, как в классическом сдвиговом течении жидкости. Такие условия достигаются, например, в области низко-широтного пограничного слоя (low-latitude boundary layer, LLBL) для аксиально-

симметричных мод ($m=0$) [Hasegawa et al., 2006; Foullon et al., 2008].

В рассматриваемой нами модели, описывающей доли геомагнитного хвоста, такие же условия достигаются для колебаний с $k_z \rightarrow 0$. Распространение таких неустойчивых колебаний происходит в азимутальном направлении поперек магнитных силовых линий. Для них появляется верхний порог по сдвигу скорости, при превышении которого поверхностные моды становятся устойчивыми. Если рассматривать сдвиговый слой как тангенциальный разрыв, то диапазон сдвиговых скоростей, при которых развивается неустойчивость поверхностной волны,

$$0 < v_0 < v_{Aw} \sqrt{1 - \frac{B_{0w}^2 m}{B_{0m}^2 (m^2 + 1)}},$$

где $m=1, 2, 3, \dots$ — азимутальное волновое число, B_{0m} — напряженность магнитного поля в магнитосфере в области, прилегающей к магнитопаузе, B_{0w} — напряженность магнитного поля в магнитослое. Что касается азимутальной гармоники $m=0$, она оказывается неустойчивой практически во всем диапазоне значений сдвига скорости, хотя ее инкремент много меньше инкрементов для других гармоник.

Мы провели численное интегрирование уравнения (1) с граничными условиями (2) для модели магнитосферы с плавным переходным слоем на магнитопаузе. На рис. 2, б показана зависимость инкрементов различных азимутальных гармоник от альфвеновского числа Маха $M_A=v_0/V_{Am}$ для конечного значения $k_z r_m=0.1$ ($r_m=30R_E$ — радиус магнитопаузы), что соответствует колебаниям с частотой $f \approx 0.1$ мГц. Диапазон изменения скорости солнечного ветра на орбите Земли показан вертикальной серой полосой. Интересно отметить, что амплитуда таких поверхностных колебаний практи-

чески не меняется по радиусу внутри магнитосферы. Таким образом, можно рассматривать этот процесс как возможный механизм возбуждения глобальных мод колебаний геомагнитного хвоста.

В работе [Leonovich, 2012] в рамках той же цилиндрической модели магнитосферы решена задача о переносе БМЗ-волнами импульса из солнечного ветра в магнитосферу и его передаче ионам магнитосферной плазмы. Передача импульса происходит на резонансных поверхностях для ММЗ-волн, которые возбуждаются БМЗ-волнами, проникающими в магнитосферу из солнечного ветра.

Исследовалось изменение функции распределения ионов под действием ММЗ-волн со стохастическим распределением по фазам. Для описания этого процесса использовалось диффузионное уравнение (см. [Akhiezer et al., 1975])

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} D \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}}, \quad (3)$$

применимое для волн с линейной дисперсией, как у ММЗ-волн, $\omega \approx k_{\parallel} c_s$. Здесь $f(v_{\parallel}, v_{\perp}, t)$ — функция распределения ионов по скоростям, $v_{\parallel, \perp}$ — скорости ионов вдоль и поперек силовых линий магнитного поля,

$$D \approx \frac{\pi}{4} \frac{v_{\perp}^4}{v_{\parallel} B_0^2} \times \sum_{m=0}^{\infty} \int \left\langle \left| \nabla_r B_r(r, m, k_z = \omega / v_{\parallel}, \omega) \right|^2 \right\rangle d\omega. \quad (4)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, связанный с действием волн, находящихся в резонансе с ионами фоновой плазмы ($\omega = k_z v_{\parallel}$, т. е. $v_{\parallel} = c_s$), $B_r = i k_z B_0 \zeta$ — компонента магнитного поля резонансных ММЗ-колебаний вдоль оси r .

В качестве начального условия при решении (3) используется равновесная максвелловская функция распределения

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_0}{\pi^{3/2} v_{Ti}^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{v_{Ti}^2}\right),$$

где n_0 — концентрация ионов плазмы, $v_{Ti} = \sqrt{2T_i / m_i}$ — их тепловая скорость. Уравнение (3) можно проинтегрировать по v_{\perp} , в результате получим

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \approx \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \bar{D} \frac{\partial \bar{f}}{\partial v_{\parallel}}, \quad (5)$$

где

$$\bar{f}(v_{\parallel}) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} v_{\perp} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) dv_{\perp},$$

$$\bar{D} = \frac{1}{\pi v_{Ti}^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} v_{\perp} D e^{-v_{\perp}^2 / v_{Ti}^2} dv_{\perp}.$$

Умножая (5) слева на \bar{f} и интегрируя по v_{\parallel} , получим

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}^2 dv_{\parallel} \approx - \int_{-\infty}^{\infty} \bar{D} \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial v_{\parallel}} \right)^2 dv_{\parallel}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что если на асимптотике по t достигается новое равновесное состояние плазмы ($\partial \bar{f} / \partial t = 0$), то в интервалах v_{\parallel} , в которых \bar{D} отлична от нуля, на функции распределения должно образоваться плато ($\partial \bar{f} / \partial v_{\parallel} = 0$).

Анализ возможных диапазонов k_{\parallel} , для которых солнечный ветер является областью прозрачности для БМЗ-волн и одновременно существуют резонансные поверхности для ММЗ-волн в магнитосфере, приводит к следующему заключению. Имеются три области, где на функции распределения \bar{f} образуется плато:

$$-c_{s \max} < v_{\parallel} < -c_{s \min},$$

$$c_{s \min} < v_{\parallel} < v_2,$$

$$v_1 > v_{\parallel} > c_{s \max},$$

где $c_{s \min} \approx 8$ км/с достигается на оси плазменного цилиндра, а $c_{s \max} \approx 2000$ км/с — в окрестности переходного слоя, $v_1 = v_0 + v_{sw}$, $v_2 = v_0 - v_{sw}$, где $c_{sw} \approx 177$ км/с — скорость звука в магнитослое.

При этом область $c_{s \min} < v_{\parallel} < v_2$ соответствует БМЗ-волнам, бегущим в солнечном ветре «по потоку», а две другие области — волнам, бегущим «против потока». Соответствующее распределение $\bar{f}(v_{\parallel})$ показано на рис. 3, а. Поскольку функция распределения становится несимметричной по v_{\parallel} , плазма в магнитосфере, бывшая до этого неподвижной, приобретает среднюю скорость

$$\bar{v}_0 = \frac{1}{n_0} \int_{-\infty}^{\infty} v_{\parallel} \bar{f}(v_{\parallel}) dv_{\parallel}.$$

Изменение радиального распределения скорости движения плазмы под действием МГД-волн представлено на рис. 3, б. Видно, что в областях, прилегающих к магнитопаузе, появляется поток плазмы, направленный против скорости солнечного ветра. Этот эффект проявляется в высокоширотной магнитосфере в виде ячеек с обратной конвекцией плазмы в периоды с длительной северной B_z -компонентой ММП, когда механизм магнитосферной конвекции, связанный с магнитным пересоединением на магнитопаузе, отсутствует [Sergeev et al., 1996; Förster et al., 2008].

2. КОЛЕБАНИЯ С ДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРОМ МАГИЧЕСКИХ ЧАСТОТ

Одним из наиболее интересных явлений, изучавшихся в течение двух последних десятилетий, являются УНЧ-колебания с дискретным спектром, зарегистрированные впервые на наземных сетях ВЧ-радаров и магнитометров [Ruohoniemi et al., 1991; Samson et al., 1992]. Из-за повторяемости спектра частот (0.8, 1.3, 1.9, 2.6 ... мГц) в различных сеансах наблюдений и их стабильности в каждом из них они получили название магических частот. Такие колеба-

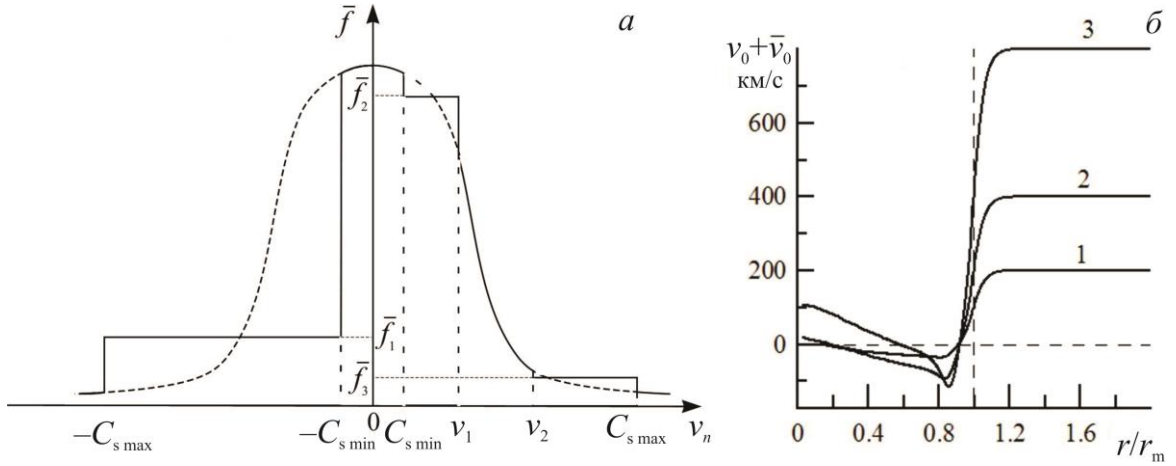


Рис. 3. Образование плато на функции распределения ионов плазмы \bar{f} под действием МГД-волн, проникающих в доли геомагнитного хвоста из магнитослоя (а). Распределение по радиусу скорости течения плазмы $v_0 + \bar{v}_0$ в магнитослое ($r > r_m$) и в магнитосфере ($r < r_m$), где v_0 — скорость невозмущенного потока солнечного ветра, \bar{v}_0 — изменение скорости движения плазмы, связанное с потоком БМЗ-волн в магнитосферу. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $v_0 = 200, 400, 800$ км/с соответственно (б)

ния регистрируются, как правило, в полуночно-утреннем секторе магнитосферы на широтах от 60° до 80° . Колебания с аналогичными спектральными характеристиками были недавно обнаружены в спутниковых наблюдениях в окрестности дневной магнитопаузы [Plaschke et al., 2009; Archer et al., 2013] и даже в области солнечного ветра [Viall et al., 2009].

Имеется несколько теоретических концепций, предложенных для объяснения природы этих колебаний. Предполагается [Samson, Rankin, 1992], что наблюдаемые колебания с дискретным спектром частот являются собственными модами волновода в долях геомагнитного хвоста. Однако существуют некоторые трудности в рамках такой концепции. Основной из них является то, что регистрируемые колебания имеют поляризацию, характерную для стоячих волн, а не для волн, распространяющихся в волноводе [Samson et al., 1994].

В работах [Kerko et al., 2002; Viall et al., 2009] предлагается механизм прямого проникновения колебаний со спектром магических частот из солнечного ветра в магнитосферу. В работах [Plaschke et al., 2009; Archer et al., 2013] эти колебания рассматриваются как собственные моды альфвеновских колебаний, возбуждаемых на магнитопаузе импульсами, связанными с неоднородностями солнечного ветра. Отметим трудности, связанные с этими двумя концепциями. Поскольку дневная магнитосфера для рассматриваемых колебаний является областью непрозрачности, амплитуда таких колебаний экспоненциально убывает от магнитопаузы внутрь магнитосферы [Leonovich, Mazur, 2000]. Поэтому трудно объяснить наличие таких колебаний в полуночно-утреннем секторе внутренней магнитосферы, где они были первоначально обнаружены.

В работах [Leonovich, Mazur, 2005; Mazur, Leonovich, 2006] была предложена модель магнитосферного резонатора, позволяющая объяснить боль-

шинство особенностей регистрируемых колебаний со спектром магических частот. Этот резонатор для БМЗ-волн формируется в ближней к Земле части плазменного слоя, где имеется глобальный минимум в распределении альфвеновской скорости в магнитосфере (см. рис. 4, а). Структуру и спектр таких колебаний можно определить из решения приближенного уравнения

$$\Delta\Phi + \frac{\omega^2}{v_A^2}\Phi = 0, \quad (7)$$

где Φ — любая из компонент волнового поля колебаний. Уравнение хорошо описывает БМЗ-колебания в моделях с холодной плазмой в ВКБ-приближении, но качественно применимо и для описания БМЗ-колебаний в более сложных моделях магнитосферы.

Для описания резонатора в ближней к Земле части плазменного слоя можно использовать аксиально-симметричную параболическую модель магнитосферы (см. рис. 4, б). Гармоники БМЗ-колебаний имеют вид

$$\Phi(\xi, \eta, \varphi) = \bar{\Phi}(\xi, \eta) \exp(im\varphi),$$

где φ — азимутальный угол, $m=0, 1, 2, \dots$ — азимутальное волновое число, ξ, η — параболические координаты в плоскости $\varphi = \text{const}$. Уравнение (7) в таких параболических координатах имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \xi \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \eta \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \eta} + \left[(\xi + \eta) \frac{\omega^2 \sigma^2}{v_A^2(\xi, \eta)} - \frac{m^2}{4} \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\eta} \right) \right] \bar{\Phi} = 0, \quad (8)$$

где σ — расстояние от фокуса (центра Земли) до вершины параболоида $\xi=1$, соответствующего магнитопаузе. Можно показать, что если альфвеновскую скорость представить в виде

$$v_A^2(\xi, \eta) = \frac{v_{A0}^2}{\sigma} \frac{\xi + \eta}{a(\xi) + b(\eta)},$$

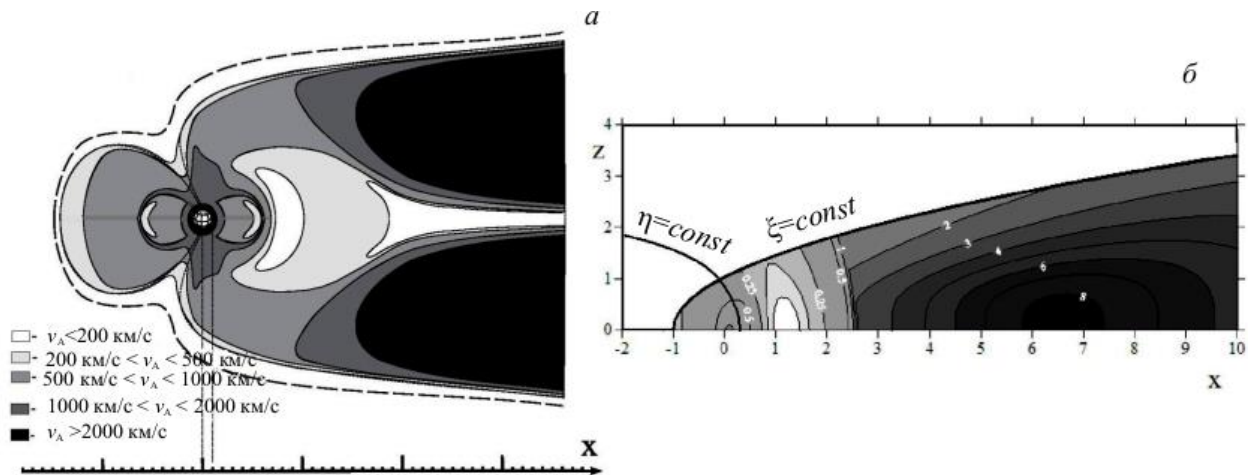


Рис. 4. Распределение альфвеновской скорости v_A в магнитосфере Земли в меридиональной плоскости полдень–полночь (а). Параболические координаты (ξ, η) и изолинии распределения альфвеновской скорости в параболической модели магнитосферы (в 10^3 км/с) (б)

где v_{A0} — константа с размерностью скорости, а $a(\xi)$ и $b(\eta)$ — произвольные функции ξ и η , то уравнение (8) является уравнением с разделяющимися переменными. Параметры v_{A0} , $a(\xi)$ и $b(\eta)$ можно выбрать так, чтобы смоделировать распределение $v_A(\xi, \eta)$, типичное для ближней части геомагнитного хвоста, как представлено на рис. 4, б [Mazur, Leonovich, 2006].

При решении задачи о собственных колебаниях резонатора в ближней части плазменного слоя граничные условия выбирались при условии идеального отражения колебаний на магнитопаузе и конечности их амплитуды во всей области существования. В результате численного интегрирования (8) был получен спектр частот собственных колебаний $f_{mnl} = \omega_{mnl} / 2\pi$, где $l, m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$ — волновые числа гармоник по каждой из параболических координат (ξ, η, ϕ) .

Интересной особенностью рассчитанного спектра является то, что собственные частоты резонатора расположены в нем не произвольно, а группируются в отдельные кластеры. Так, частоты $f_{000} = 0.73 \text{ мГц}$ и $f_{000} = 1.04 \text{ мГц}$ составляют кластеры с одной частотой. Кластеры ($f_{001} = 1.41$; $f_{010} = 1.36$; $f_{200} = 1.32 \text{ мГц}$) и ($f_{101} = 1.66$; $f_{110} = 1.66$; $f_{300} = 1.59 \text{ мГц}$) состоят их трех гармоник со средними частотами $\bar{f} \approx 1.35 \text{ мГц}$ и $\bar{f} \approx 1.6 \text{ мГц}$ соответственно. Другие гармоники можно сгруппировать в кластеры со средними частотами $\bar{f} \approx 1.95 \text{ мГц}$, $\bar{f} \approx 2.2 \text{ мГц}$, $\bar{f} \approx 2.6 \text{ мГц}$, $\bar{f} \approx 3.1 \text{ мГц}$...

Очевидно, что спектр рассчитанных частот рассматриваемого резонатора очень близок спектру наблюдаемых магических частот. Легко также объяснить локализацию колебаний, регистрируемых на Земле на широтах $60\text{--}80^\circ$. Именно в эту область ионосферы проецируется вдоль магнитных силовых линий резонатор в ближнем плазменном слое. Из-за магнитосферной конвекции он смещен в полуночно-утренний сектор магнитосферы.

Относительно стабильности наблюдаемых частот можно сделать следующее резонное предположение. Поскольку рассматриваемые колебания, как правило, наблюдаются в достаточно спокойных условиях геомагнитной возмущенности ($K_p < 3$), параметры ближней части плазменного слоя при этом приблизительно одинаковы. Резонатор для БМЗ-волн, который формируется в этих условиях, имеет практически одинаковые характеристики.

К Земле рассматриваемые колебания передаются альфвеновскими волнами, возбуждаемыми в FLR [Rankin et al., 2006; Kozlov et al., 2006]. Характерные собственные частоты тороидальных альфвеновских колебаний на рассматриваемых магнитных оболочках ($10 < L < 20$) как раз попадают в диапазон основных мод резонатора для БМЗ-волн [Sarris et al., 2009].

Для объяснения колебаний со спектральными пиками на магических частотах в солнечном ветре и в дневном секторе магнитосферы можно предложить следующий механизм. В области локализации резонатора его боковые стенки расположены недалеко от плазмопаузы. В связи с этим резонатор нельзя считать идеальным. Он частично проницаем для колебаний, падающих из солнечного ветра, и часть энергии его собственных колебаний также убегает в солнечный ветер [Leonovich, Mazur, 2008].

В спектре колебаний солнечного ветра присутствуют частоты, соответствующие собственным частотам резонатора [Kerko et al., 2002; Potarov et al., 2013]. Резонатор может запитываться БМЗ-волнами, падающими на магнитопаузу из солнечного ветра, и накапливать энергию в собственных колебаниях. Кроме того, как следует из результатов предшествующего раздела, собственные моды этого резонатора могут быть связаны с неустойчивостью глобальных мод колебаний геомагнитного хвоста. По плазмопаузе эти колебания могут распространяться в дневной сектор магнитосферы в виде поверхностных волн. Поскольку характерные пространственные масштабы таких колебаний сопоставимы с размерами магнитосферы, они

могут регистрироваться достаточно глубоко внутри дневной магнитосферы.

3. СЦЕПЛЕННЫЕ АЛЬФВЕНОВСКИЕ И МЕДЛЕННЫЕ МАГНИТО-ЗВУКОВЫЕ МОДЫ В ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ

Еще один тип МГД-колебаний, типичных для геомагнитного хвоста, — это сцепленные альфвеновские и ММЗ-волны на вытянутых магнитных силовых линиях, проходящих через токовый слой. Волны обоих типов могут распространяться практически вдоль силовых линий магнитного поля. При определенных условиях это приводит к их взаимодействию и формированию гибридной сцепленной моды МГД-колебаний [Southwood, Saunders, 1985; Walker, 1987].

Особый интерес к таким сцепленным модам связан еще и с тем, что они могут при определенных условиях становиться неустойчивыми [Ohtani et al., 1989; Hameiri et al., 1991; Klimushkin et al., 2012; Kozlov et al., 2014]. Это происходит при наличии градиента давления плазмы, направленного против радиуса кривизны силовых линий магнитного поля. Такая неустойчивость называется баллонной и имеет пороговый характер. Она развивается при достаточно большой кривизне магнитных силовых линий, которая достигается в токовом слое геомагнитного хвоста в условиях, близких суббуревым [Мазур и др., 2012, 2013, 2014]. В связи с этим эту неустойчивость рассматривают как один из механизмов, приводящих в начале суббурового взрыва к пересоединению магнитных силовых линий в ближней к Земле части токового слоя [Liu, 1997; Cheng, Lui, 1998; Cheng, 2004; Zhu, Raeder, 2014].

До недавнего времени сцепленные моды были в основном предметом теоретического изучения, поскольку их достаточно трудно выделить в наблюдениях среди других мод МГД-колебаний. С началом работы многоспутниковых систем, таких как THEMIS, Cluster, Double Star, появилась возможность анализа колебаний, регистрируемых в различных близко расположенных точках пространства. Это позволило выделять разные моды МГД-колебаний и анализировать их связь между собой.

В работе [Saito et al., 2008] подробно анализируются низкочастотные МГД-колебания, наблюдаемые вблизи экватора на спутнике Geotail после суббурового взрыва. Показано, что в наблюдениях достаточно хорошо выделяется БМЗ-мода колебаний, однако достаточно трудно разделить альфвеновские и ММЗ-волны. В работе [Keiling, 2012] представлены наблюдения предсуббуровых пульсаций $Pi2$ как на спутниках, так и на наземных магнитометрах. В данной работе колебания $Pi2$ рассматриваются как проявление баллонной неустойчивости перед суббурей на стадии псевдобрейкапа. В работе [Cao et al., 2013] на спутниках Cluster наблюдалась ММЗ-волна с периодом 30 с, связанная с периодическими пересоединениями в геомагнитном хвосте. Эти наблюдения можно рассматривать как первые свидетельства существования неустойчивых сцепленных МГД-мод.

Есть еще ряд наблюдений, в которых, возможно, зарегистрированы также колебания рассматриваемого типа. В работе [Takahashi et al., 2011] наблюдались гигантские монохроматические (~ 10 мГц) пульсации типа P_g с поляризацией, характерной для стоячей пологой альфвеновской волны. В работе [Du et al., 2011] вблизи токового слоя (удаление от Земли $\sim 11R_E$) на спутниках THEMIS впервые обнаружены одновременные альфвеновские и ММЗ-колебания в одном диапазоне частот с периодом ~ 100 с. При этом не наблюдалось существенного градиента давления плазмы, поэтому вряд ли рассматриваемые колебания были неустойчивыми. В работе [Saka et al., 2014] на камерах всего неба в Dawson City (65.7° LAT) на стадии предсуббурового взрыва наблюдались волновые структуры с азимутальными волновыми номерами $m \approx 76$ и периодами $T \sim 120$ с, характерными для сцепленных МГД-мод.

Для того чтобы выделить в наблюдениях сцепленные альфвеновские и ММЗ-колебания, можно использовать особенности их пространственной структуры. В работах [Leonovich, Kozlov, 2013b; Leonovich, Kozlov, 2014] была исследована полная пространственная структура таких колебаний на магнитных оболочках с замкнутыми магнитными силовыми линиями, а также структура монохроматических волн, источником которых являются сторонние токи в ионосфере.

Благодаря высокой проводимости ионосферы эти колебания представляют собой стоячие вдоль геомагнитного поля волны [Mager et al., 2009]. В направлении поперек магнитных оболочек они могут распространяться в области прозрачности, расположенной между пологой и тороидальной резонансными поверхностями для альфвеновских волн. Вне этой области расположены области непрозрачности, внутрь которых амплитуда колебаний убывает. В области прозрачности сцепленные моды являются волнами, бегущими от пологой резонансной поверхности к тороидальной. Вблизи последней происходит их полное поглощение, связанное с конечной проводимостью ионосферы.

Наличие тороидальной резонансной поверхности делает невозможным существование собственных пологой колебаний (к ним можно отнести и рассматриваемые здесь сцепленные моды) в областях магнитосферы с монотонным изменением параметров среды. Полоидальная резонансная поверхность разделяет области прозрачности и непрозрачности для альфвеновских волн в направлении поперек магнитных оболочек. Как было показано [Leonovich et al., 1990], для построения структуры собственной моды колебаний необходимо наличие в области прозрачности падающей и отраженной волн. Однако волны, убегающие от пологой резонансной поверхности, полностью поглощаются вблизи тороидальной поверхности и падающая (прибегающая к пологой поверхности) волна отсутствует [Leonovich, Mazur, 1993]. Единственная возможность существования собственных мод пологой колебаний — наличие резонатора в областях магнитосферы с

немонотонным изменением параметров среды [Leonovich, Mazur, 1995a].

Здесь мы рассмотрим колебания в модели геомагнитного хвоста с монотонным изменением его параметров. На рис. 5 показана используемая в работах [Leonovich, Kozlov, 2013b; Leonovich, Kozlov, 2014] аксиально-симметричная модель геомагнитного хвоста с кольцевым токовым слоем. В такой модели поле колебаний можно представить в виде разложения по азимутальным гармоникам вида $\exp(ik_2x^2)$, где x^2 — циклическая координата, вдоль которой параметры среды однородны, k_2 — азимутальный волновой вектор (если $x^2 \equiv \phi$, где ϕ — азимутальный угол, то $k_2 \equiv m = 0, 1, 2, 3, \dots$ — азимутальное волновое число). Такая модель применима для исследования колебаний с $m \gg 1$.

В приближении идеальной МГД электрическое поле рассматриваемых колебаний не имеет компоненты вдоль магнитного поля. Электрическое поле без продольной компоненты может быть представлено в виде разложения

$$\mathbf{E} = -\nabla_{\perp} \varphi + [\nabla_{\perp} \Psi],$$

где ∇_{\perp} — градиент поперек магнитных силовых линий, φ и $\Psi = (0, 0, \psi)$ — соответственно скалярный и векторный потенциалы возмущенного электрического поля.

В работе [Leonovich, Kozlov, 2013b] было получено следующее уравнение для скалярного потенциала электрического поля рассматриваемых колебаний:

$$\hat{L}_S \nabla_1 \hat{L}_T \nabla_1 \varphi - k_2^2 (\hat{L}_S \hat{L}_P + \hat{L}_C) \varphi = 0, \quad (9)$$

где $\nabla_i \equiv \partial / \partial x^i$, при этом введены следующие операторы по продольной координате x^3 :

$$\hat{L}_T = g_3^{-1/2} \nabla_3 p g_3^{-1/2} \nabla_3 + p \omega^2 / v_A^2,$$

$$\hat{L}_P = g_3^{-1/2} \nabla_3 p^{-1} g_3^{-1/2} \nabla_3 + p^{-1} \omega^2 / v_A^2 -$$

продольные тороидальный и полоидальный операторы, описывающие структуру альфвеновских колебаний с тороидальной ($m=0$) и полоидальной ($m \rightarrow \infty$) поляризацией в холодной плазме,

$$p = \sqrt{g_2 / g_1}, \quad g = \sqrt{g_1 g_2 g_3},$$

где $g_{1,2,3}$ — компоненты метрического тензора,

$$\hat{L}_S = (\kappa_{lg} \rho_0 / B_0 P_0^{\sigma} \sqrt{g}) \times \\ \times \nabla_3 (\sqrt{g} P_0^{\sigma}) (g_3 \rho_0) \nabla_3 (B_0 / \kappa_{lg}) + \omega^2 / C_s^2,$$

$$\hat{L}_C = (\kappa_{lg} \omega^2) / (v_A^2 \sqrt{g_1 g_2}) \times \\ \times \left[B_0 / (\omega^2 P_0^{\sigma} \sqrt{g_3}) \nabla_3 (\kappa_{lg} v_A^2 P_0^{\sigma}) / (B_0 \sqrt{g_3}) \nabla_3 - \kappa_{lp} \right].$$

При переходе к случаю однородной плазмы операторы \hat{L}_P и \hat{L}_T дают дисперсионное уравнение для альфвеновских волн $\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2$, а оператор \hat{L}_S — дисперсионное уравнение для ММЗ-волн $\omega^2 = k_{\parallel}^2 c_s^2$.

Сцепление этих волн описывается оператором \hat{L}_C , содержащим логарифмические производные от параметров среды

$$\kappa_{lg} = \nabla_1 (\ln \sqrt{g_3}), \quad \kappa_{lB} = (\ln \sqrt{g_3} B_0), \\ \kappa_{lp} = \nabla_1 (\ln \sqrt{g_3} P_0^{\sigma} / B_0).$$

Величина $g_1^{-1/2} \kappa_{lg} = 1 / R_c$ является кривизной магнитной силовой линии, где R_c — радиус кривизны.

Связь потенциалов φ и ψ для МГД-колебаний с $m \gg 1$ в главном порядке теории возмущений имеет вид

$$ik_2 B_0 \frac{\kappa_{lg}}{\sqrt{g_3}} \tilde{\Delta}_{\perp} \psi \approx \nabla_1 B_0 \hat{L}_T \nabla_1 \varphi - k_2^2 B_0 \hat{L}_P \varphi, \quad (10)$$

где $\tilde{\Delta}_{\perp} = g_3 g^{-1/2} \nabla_1 g_2 g^{-1/2} \nabla_1 - k_2^2 g_2^{-1}$. Отметим, что в этом приближении потенциал ψ пропорционален радиусу кривизны силовой линии R_c . Он имеет особенности в точках перегиба силовых линий, где $R_c \rightarrow \infty$. В более высоких порядках теории возмущений поле колебаний в точках перегиба регуляризуется, но здесь будут наблюдаться характерные пики в распределении амплитуды колебаний.

Очевидно, что на каждой из силовых линий, проходящих через токовый слой, имеется четыре таких точки. Две из них расположены вблизи токового слоя, а две другие — в переходной области между дипольным магнитным полем и полем токового слоя. Совокупность таких точек образует поверхности перегиба магнитных силовых линий, сечения которых в меридиональной плоскости показаны на рис. 5 тонкими черными и белыми линиями.

Запишем выражения для компонент электромагнитного поля колебаний через потенциалы φ и ψ :

$$E_1 = -\nabla_1 \varphi + ik_2 \frac{g_1}{\sqrt{g}} \psi, \\ B_1 = \frac{c}{\omega} \frac{g_1}{\sqrt{g}} \nabla_3 \left(k_2 \varphi - i \frac{g_2}{\sqrt{g}} \nabla_1 \psi \right), \\ E_2 = -ik_2 \varphi - \frac{g_2}{\sqrt{g}} \nabla_1 \psi, \\ B_2 = \frac{c}{\omega} \frac{g_2}{\sqrt{g}} \nabla_3 \left(i \nabla_1 \varphi + k_2 \frac{g_1}{\sqrt{g}} \psi \right), \\ E_3 = 0, \quad B_3 = i \frac{c}{\omega} \tilde{\Delta}_{\perp} \psi. \quad (11)$$

Для колебаний с $m \gg 1$ вблизи полоидальной резонансной поверхности в главном порядке теории возмущений можно в (9) пренебречь первым слагаемым, а оставшееся уравнение

$$\hat{L}_S \hat{L}_P \varphi + \hat{L}_C \varphi \approx 0 \quad (12)$$

описывает продольную структуру поля колебаний сцепленных мод. Уравнение (12) имеет четвертый порядок по продольной координате x^3 и описывает две моды колебаний — альфвеновские и ММЗ-волны.

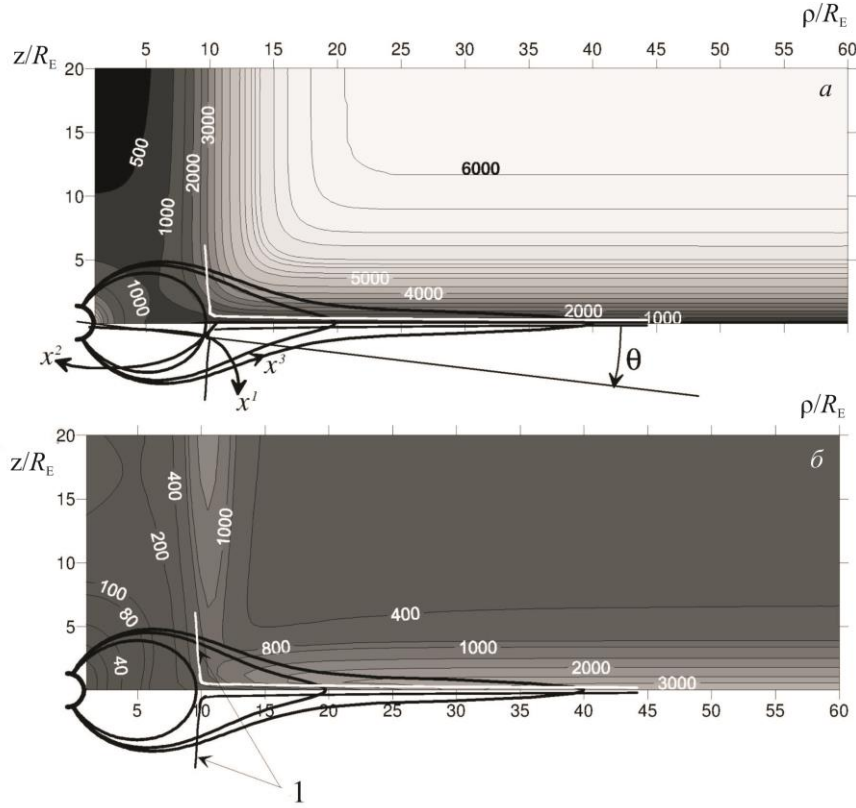


Рис. 5. Модель геомагнитного хвоста с токовым слоем и магнитные силовые линии на различных магнитных оболочках: *a* — распределение альфвеновской скорости v_A [км/с] в меридиональной плоскости и система криволинейных координат (x^1, x^2, x^3) ; *б* — скорость c_s [км/с] и формы поверхностей перегиба магнитных силовых линий (1)

Соответственно оно имеет два набора значений собственных частот. Оба они исследованы в ВКБ-приближении в работе [Leonovich, Kozlov, 2013b]. Колебания ММЗ более низкочастотны и легко поглощаются ионами фоновой плазмы. Поэтому нам более интересны колебания альфвеновского типа, которые мы здесь и рассмотрим, следуя [Leonovich, Kozlov, 2014].

Из-за высокой проводимости ионосферы рассматриваемые колебания имеют вдоль силовых линий структуру стоячих волн. Поперечная структура основных гармоник этих волн гораздо мелкомасштабнее их продольной структуры. В этом случае применим метод разных масштабов и скалярный потенциал можно представить в виде $\varphi = U(x^1)H(x^1, x^3)$, где функция $U(x^1)$ описывает мелкомасштабную структуру поля колебаний поперек магнитных оболочек, а $H(x^1, x^3)$ — их крупномасштабную структуру вдоль магнитных силовых линий.

В этом случае (12) является уравнением на функцию $H(x^1, x^3)$, которое можно привести к канонической форме

$$[\nabla_3^4 + \kappa_3 \nabla_3^2 + \kappa_2 \nabla_3^2 + \kappa_1 \nabla_3 + \kappa_0]H = 0 \quad (13)$$

с достаточно сложными коэффициентами κ_i , выражения для которых получены в работе [Leonovich et al., 2014]. На большей части вытянутых магнитных силовых линий за исключением узкой области токового слоя первые два слагаемых в (13) малы по сравнению с тремя последними (порядка $\beta \ll 1$, где

$\beta = 8\pi P_0 / B_0^2$ — отношение газокINETического давления плазмы к магнитному). При решении задачи о крупномасштабной продольной структуре рассматриваемых колебаний малыми слагаемыми в (13) можно пренебречь, а оставшиеся описывают поперечную альфвеновскую волну.

Однако коэффициент κ_2 сильно меняется вдоль магнитной силовой линии и в области токового слоя проходит через нуль в некоторых точках. Эти точки являются особыми точками уравнения (13). Вблизи них характерные масштабы альфвеновских и ММЗ-волн становятся одинаковыми и происходит частичная взаимная линейная трансформация этих волн [Leonovich et al., 1995b]. Другими словами, если вдали от точки трансформации имеется только падающая на нее альфвеновская волна, то отражение от области трансформации происходит уже в виде двух волн — альфвеновской и ММЗ. То же самое происходит и при прохождении альфвеновской волной точки трансформации — поле прошедших через нее волн состоит из альфвеновских и ММЗ-волн. В отличие от точек резонанса, вблизи точек трансформации не происходит резкого увеличения амплитуды колебаний.

В результате полное поле колебаний на силовых линиях, проходящих через токовый слой, представляет собой сумму полей альфвеновской и ММЗ-волн. Их амплитуды и фазы связаны через механизм линейной трансформации в токовом слое. В нулевом порядке теории возмущений можно считать ионо-

сферу идеально проводящей границей. Тогда граничные условия на ионосфере для потенциала ϕ имеют вид

$$\phi(x_{\pm}^3) = 0, \quad \nabla_3^2 \phi|_{x_{\pm}^3} = \kappa_{ip} \nabla_3 \phi|_{x_{\pm}^3}, \quad (14)$$

где x_{\pm}^3 — точки пересечения силовой линии с ионосферами Северного и Южного полушарий, $\kappa_{ip} = \nabla_3(\ln p^{-1})$. При численном интегрировании (13) необходимо еще задать производные $\nabla_3 \phi|_{x_{\pm}^3}$ и $\nabla_3^3 \phi|_{x_{\pm}^3}$. Первая производная $\nabla_3 \phi|_{x_{\pm}^3}$ задает общую амплитуду колебаний, которую можно выбрать произвольной, а $\nabla_3^3 \phi|_{x_{\pm}^3}$ не определяется ни из каких других граничных условий. Поскольку граничные условия (14) должны выполняться на каждой из ионосфер, в задаче (13), (14) необходимы два свободных параметра, для которых определяются собственные значения. В качестве одного из них выберем частоту колебаний ω , а второго — производную $\nabla_3^3 \phi|_{x_{\pm}^3}$.

Решение (13) с граничными условиями (14) представляет собой набор стоячих между магнито-сопряженными ионосферами волн, описываемых функциями $H_N(x^1, x^3)$, и соответствующий им набор собственных значений частоты $\omega = \Omega_N$, где $N=1, 2, 3, \dots$ — продольное волновое число. Отметим, что эти частоты не являются частотами собственных колебаний плазмы, а определяют структуру волнового поля вдоль магнитных силовых линий и являются функциями поперечной координаты $\Omega_N \equiv \Omega_N(x^1)$.

На рис. 6, а приведены рассчитанные численно распределения основных компонент электромагнитного поля колебаний вдоль магнитной силовой линии для основной гармоники ($N=1$). Полученные распределения соответствуют полоидальной резонансной поверхности, расположенной на магнитной оболочке $L=a/R_E=15$, где a — экваториальный радиус силовой линии, R_E — радиус Земли. В качестве продольной координаты здесь использована геомагнитная широта θ , отсчитываемая от экваториальной плоскости (см. рис. 5, а). Интересной особенностью поля является мелкомасштабная структура колебаний, связанная с ММЗ-волной. Если в компонентах $E_y = E_2 / \sqrt{g_2}$ и $B_x = B_1 / \sqrt{g_1}$ она проявляется только при приближении к ионосфере (на рисунках не показана), то для сжимаемой компоненты $B_z = B_3 / \sqrt{g_3}$ она появляется недалеко от экваториальной плоскости и является доминирующей до самой ионосферы (показано на вынесенном графике).

Отметим, что подобная пространственная структура сцепленных колебаний уже получалась в работах [Cheremnykh, Parnowski, 2006; Mazur et al., 2014] для отдельных компонент поля колебаний. Согласно нашим расчетам, мелкомасштабная структура, связанная с ММЗ-волной, проявляется вблизи ионосферы для всех компонент поля

колебаний. Кроме того, в распределении B_z -компоненты поля ярко проявляются всплески амплитуды в точках перегиба силовой линии — два вблизи токового слоя и два в переходной области между дипольным магнитным полем и полем токового слоя.

На рис. 6, в приведено распределение по магнитным оболочкам частоты основной гармоники сцепленных мод и тороидальных альфвеновских колебаний. Отметим скачки в распределении $\Omega_N(x^1)$ в переходной области между дипольным магнитным полем и полем токового слоя. Это не дефект, связанный с точностью численного счета. Скачки обусловлены следующим обстоятельством. В токовом слое крупномасштабные полоидальные альфвеновские волны связаны с разными гармониками мелкомасштабных ММЗ-волн с близкой частотой. Распределение собственных частот поперек магнитных оболочек представляет собой пучок линий, сливающихся в одну в переходном слое. В связи с этим в используемом нами методе численного определения собственной частоты происходят скачки между различными ветками рассматриваемых колебаний в переходной области. Избежать их нельзя, можно только свести число таких скачков к минимуму подбором начальных параметров для поиска собственных значений.

В токовом слое у частоты полоидальных колебаний появляется мнимая составляющая (инкремент), связанная с баллонной неустойчивостью. Отметим, что неустойчивость не является следствием сцепления альфвеновских и ММЗ-волн. Она проявляется и для колебаний, не связанных между собой [Leonovich, Kozlov, 2013b]. В данной задаче мы не учитываем того, что ММЗ-волны в магнитосфере сильно затухают из-за взаимодействия с ионами фоновой плазмы [Leonovich, Kozlov, 2009]. Если учесть такое затухание, то сцепленная мода, наоборот, может стать затухающей.

В направлении поперек магнитных оболочек область прозрачности для монохроматических волн с частотой ω расположена между полоидальной x_p^1 и тороидальной x_t^1 резонансными поверхностями (см. рис. 6, в). Для описания структуры колебаний поперек магнитных оболочек необходимо использовать полную форму уравнения (9). Проведя специальную процедуру интегрирования (9) вдоль силовой линии с граничными условиями, учитывающими конечную проводимость и наличие сторонних токов в ионосфере [Leonovich, Mazur, 1996], и линеаризуя коэффициенты вблизи полоидальной резонансной поверхности, получим уравнение

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} U_N + (\xi + i\varepsilon_N) U_N = \frac{a^{2/3}}{k_y^{4/3}} I_{\parallel N}, \quad (15)$$

описывающее мелкомасштабную структуру сцепленных мод поперек магнитных оболочек вблизи полоидальной резонансной поверхности. Здесь $\xi = (x^1 - x_p^1) / \Delta$, где $\Delta = a^{1/3} / k_y^{2/3}$, a — характерный масштаб изменения $\Omega_N(x^1)$ вблизи полоидальной поверхности, $k_y \sim k_2$; $\varepsilon_N = 2(\gamma_N - \delta_N)(k_y a)^{2/3} / \omega$, где

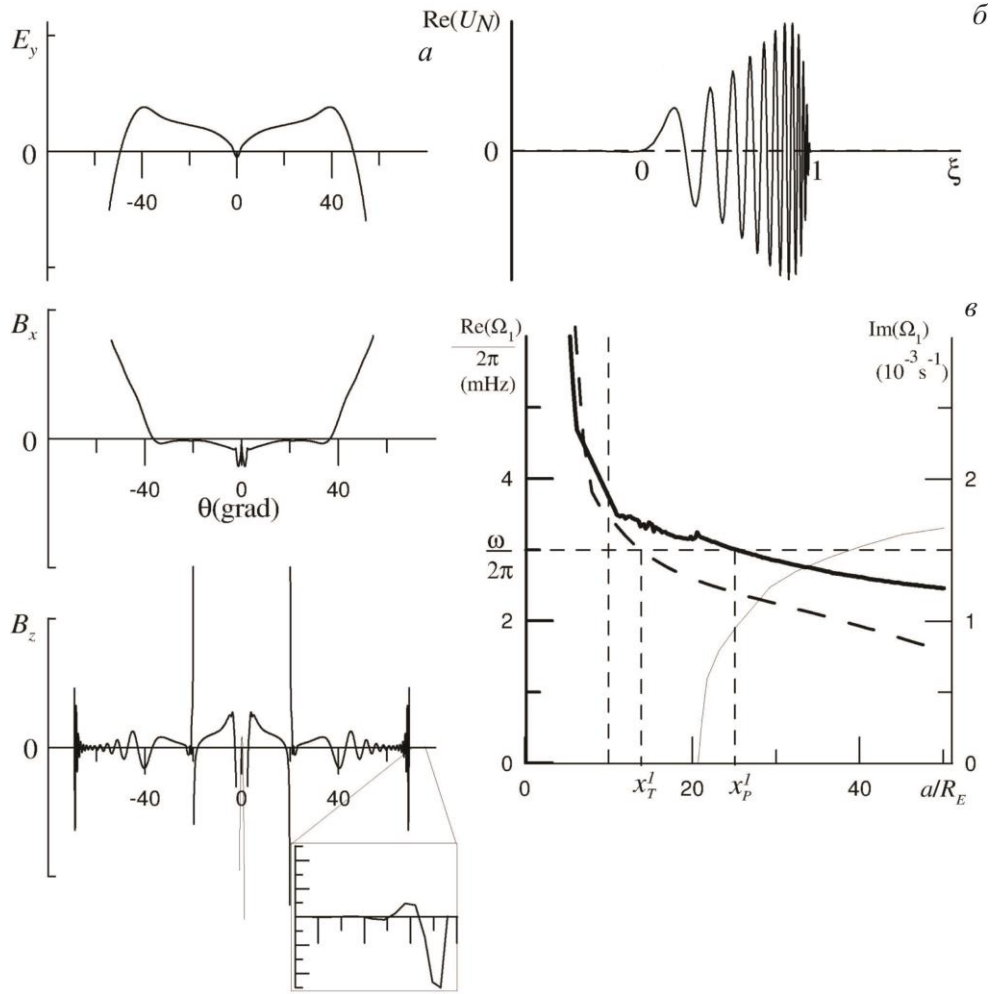


Рис. 6. Распределение вдоль силовых линий компонент электромагнитного поля колебаний для основной гармоники сцепленных мод ($N=1$) на магнитной оболочке $L=15$ (а). Структура волнового поля неустойчивых колебаний между полоидальной ($\xi=0$) и тороидальной ($\xi=1$) резонансными поверхностями (б). Распределение поперек магнитных оболочек полоидальной (толстая сплошная линия) и тороидальной (штриховая линия) собственных частот основной гармоники сцепленных колебаний, а также инкремента их неустойчивости (тонкая сплошная линия) (в)

δ_N — инкремент баллонной неустойчивости; γ_N — декремент, связанный с конечной проводимостью ионосферы; $I_{\parallel N}$ — источник колебаний, определяемый сторонними продольными токами в ионосфере.

Если источник $I_{\parallel N}$ локализован на масштабах, существенно больших масштаба локализации рассматриваемых колебаний, правую часть в уравнении (15) можно считать константой, а его решение имеет вид

$$U_N(x^1) = \frac{a_N^{2/3}}{k_y^{4/3}} I_{\parallel N} Gi(\xi + i\varepsilon_N), \quad (16)$$

где $Gi(z)$ — функция, являющаяся решением неогнородного уравнения Эйри, убывающая в область непрозрачности как z^{-1} .

Полная структура неустойчивых колебаний ($\varepsilon_N < 0$) поперек магнитных оболочек показана на рис. 6, б. Волна генерируется на полоидальной резонансной поверхности сторонними токами в ионосфере и убегает от нее к тороидальной поверхности. Амплитуда колебаний растет за счет баллонной неустойчивости, однако вблизи тороидальной резонансной

поверхности колебания полностью поглощаются за счет их диссипации в ионосфере.

Таким образом, для идентификации таких сцепленных мод на замкнутых магнитных силовых линиях можно использовать следующие особенности их пространственной структуры. Поскольку рассматриваемые колебания представляют собой стоячие вдоль магнитных силовых линий волны, сдвиг фаз между их компонентами $E_y=B_2$ и $B_x=B_1$, как следует из (11), составляет $\pi/2$. Если не учитывать возможную мелкомасштабность колебаний вблизи ионосферы, то поперечные компоненты электромагнитного поля B_x , B_y и E_x , E_y для основных гармоник стоячих волн вдоль силовой линии крупномасштабны, а продольная компонента $B_z=B_3$ мелкомасштабна.

В областях непрозрачности по радиальной координате x^1 и вблизи полоидальной резонансной поверхности $x^1 = x_P^1$ сдвиг фаз между компонентами $B_x=B_1$ и $B_y=B_2$ также равен $\pi/2$, что соответствует стоячей по x^1 волне. Однако в области прозрачности $x_P^1 < x^1 < x_T^1$ при удалении от полоидальной резо-

нансной поверхности к тороидальной сдвиг фаз между этими компонентами постепенно изменяется до π , что характерно для бегущей по радиальной координате волны. Если колебания неустойчивы, амплитуды всех компонент сначала растут, а затем убывают к тороидальной поверхности. При этом поляризация колебаний меняется от полоидальной с доминирующими компонентами B_x и E_y до тороидальной с доминирующими компонентами B_y и E_x .

И, наконец, должны наблюдаться резкие узко-локализованные пики в распределении амплитуды колебаний на силовой линии в точках ее пересечения с поверхностью перегиба, особенно заметные в распределении B_z -компоненты. Два из них расположены на границах токового слоя и два — в области пересечения силовой линией переходной области между дипольным магнитным полем и полем токового слоя.

4. ФЛЭППИНГ-КОЛЕБАНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ

Наконец, рассмотрим недавно обнаруженные изгибные колебания токового слоя геомагнитного хвоста [Zhang et al., 2002]. Они принципиально отличаются от собственных МГД-колебаний, которые распространяются в токовом слое, не меняя при этом его конфигурацию [Fruit et al., 2002; Wright, Allan, 2008; Dmitrienko, 2013]. Напротив, обнаруженные изгибные колебания представляют собой колебания самого токового слоя, похожие на колебания куска материи на ветру. В связи с этим они получили название флэппинг-колебаний (flapping modes).

В наблюдениях флэппинг-колебания обнаруживаются по многократному пересечению спутника токовым слоем [Zhang et al., 2002]. Статистические исследования, проведенные в работе [Sergeev et al., 2006], показали, что частота их наблюдения резко возрастает при удалении от Земли и достигает максимума в среднем хвосте. Флэппинг-колебания чаще всего наблюдаются на восстановительной фазе суббури. Средняя частота таких колебаний $\sim 0.035 \text{ с}^{-1}$, длина волны $(2-5)R_E$, групповая скорость $\sim 30-70 \text{ км/с}$, а вертикальная амплитуда колебаний достигает $(2-3)R_E$ [Runov et al., 2009].

Для объяснения наблюдаемых флэппинг-колебаний предложено несколько теоретических концепций. В работе [Golovchanskaya, Maltsev, 2005] флэппинг-колебания рассматриваются как неустойчивые баллонные моды, т. е., по существу, сцепленные полоидальные альфвеновские и ММЗ-волны. На основе анализа локальных дисперсионных соотношений, полученных в [Ohtani et al., 1989; Liu, 1997], показано, что групповая скорость таких волн вдоль токового слоя составляет $\sim 40-400 \text{ км/с}$ и совпадает со скоростью наблюдаемых флэппинг-колебаний. При этом в качестве флэппинг-колебаний рассматриваются антисимметричные относительно равновесного положения колебания токового слоя. Именно они могут наблюдаться как коленообразные колебания в отличие от симметричных перетяжечных мод. Однако следует отметить, что, как следует

из результатов предыдущего раздела, характерные длины волн таких колебаний вдоль токового слоя $\lambda_x \sim \Delta_N/m$, где $\Delta_N = |x_{TN}^1 - x_{PN}^1|$, $m \gg 1$, много меньше наблюдаемых $\lambda_x \sim \Delta_N$.

В работе [Zelenyi et al., 2009] наблюдаемые флэппинг-колебания объясняются как собственные дрейфовые моды в тонком токовом слое. Они могут быть неустойчивыми, как и тиринг-колебания. Эти моды отличаются между собой направлением волнового вектора. В дрейфовых модах волновой вектор направлен поперек направления движения плазмы, в то время как в тиринг-модах они параллельны. Отмечается, что неустойчивыми могут быть колебания с любыми промежуточными направлениями волновых векторов.

В работе [Erkaev et al., 2009] предложена следующая концепция флэппинг-колебаний. Показано, что колебания с наблюдаемыми частотами и скоростями распространения могут быть проявлением своеобразной МГД-моды колебаний, связанной с различием градиентов компонент фонового магнитного поля $\nabla_z B_x$ и $\nabla_x B_z$. Частота линейных гармоник колебаний таких мод вида $\exp(i\omega t - ik_y y)$ определяется как

$$\omega = \sqrt{\Delta L_x \nabla_z B_x \nabla_x B_z} / 4\pi\rho_0,$$

где Δ — характерная толщина токового слоя, а L_x — характерный масштаб изменения $B_z(x/L_x)$. Для типичных значений параметров среды $B_x \approx 20 \text{ нТл}$, $B_z \approx 2 \text{ нТл}$, $\Delta \approx R_E$, $L_x \sim 5R_E$, $k_y \Delta \sim 0.7$ и $\nabla_z B_x \sim B_z/L_x$ получены следующие оценки для частоты и групповой скорости рассматриваемых колебаний: $\omega \sim 0.03 \text{ с}^{-1}$, $v_g \sim 60 \text{ км/с}$, которые совпадают с наблюдаемыми значениями для флэппинг-колебаний.

Отметим недостатки, присущие всем предложенным выше концепциям флэппинг-колебаний. Во всех рассматриваются условия развития флэппинг-колебаний в линейном локальном приближении. Другими словами, все МГД-колебания, предложенные на роль флэппинг-мод, рассматриваются как колебания малой амплитуды на практически неизменном фоне. В то же время очевидно, что колебания токового слоя с амплитудами $(2-3)R_E$ нельзя рассматривать как малые. Во всех предложенных выше концепциях геомагнитный хвост не рассматривается как единый объект. Кажется естественным, что колебания токового слоя связаны с колебаниями геомагнитного хвоста в потоке солнечного ветра. Конечно, пока отсутствует адекватная нелинейная теория неустойчивости геомагнитного хвоста, обтекаемого солнечным ветром. Однако имеются многочисленные МГД-моделирования, показывающие именно такое поведение хвоста в высокоскоростных потоках солнечного ветра. По-видимому, создания адекватной теории этого явления следует ожидать в достаточно близком будущем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дан обзор работ за последнее десятилетие, в которых проведены экспериментальные и теоретические исследования МГД-колебаний геомагнитного хвоста. Отмечена тенденция к комплексному

изучению различных типов колебаний и волн. Существенную роль в настоящее время играет численное моделирование МГД-колебаний с использованием все более сложных моделей среды. Для понимания наблюдательных данных и результатов численного моделирования развиваются методы аналитических исследований. Рассмотрены результаты исследований волновых полей, генерируемых в сдвиговом слое границы геомагнитного хвоста при ее обтекании потоком солнечного ветра. Представлены различные теоретические концепции происхождения УНЧ-колебаний с дискретным спектром частот (магические частоты). Подробно представлены исследования, посвященные сцепленным азимутально-мелкомасштабным альфвеновским и медленным магнитозвуковым волнам, для которых ключевую роль играет токовый слой геомагнитного хвоста. Рассмотрены работы, посвященные недавно обнаруженным флэппинг-колебаниям токового слоя.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 14-37-00027.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. МГД-волноводы в космической плазме // *Физика плазмы*. 2010. Т. 36. С. 653–670.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Дисперсионное соотношение для баллонных мод и условие их устойчивости в околоземной плазме // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2012. В. 52, N 5. P. 639–648.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Глобальная устойчивость баллонной моды в цилиндрической модели // *Там же*. 2013. Т. 53. С. 476–485. DOI: 10.7868/S0016794013030139.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Продольная структура баллонных МГД-возмущений в модельной магнитосфере // *Косм. иссл.* 2014. Т. 52. С. 1–11. DOI: 10.7868/S0023420614030078.
- Agapitov O., Glassmeier K.-H., Plaschke F., et al. Surface waves and field line resonances: A THEMIS case study // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A00C27. DOI: 10.1029/2008JA013553.
- Agapitov O.V., Cheremnykh O.K. Magnetospheric ULF waves driven by external sources // *Adv. Astron. Space Phys.* 2013. V. 3. P. 12–19.
- Akhiezer A.I., Akhiezer I.A., Polovin R.V., et al. *Plasma electrodynamics*. Vol. 1 – Linear Theory. Vol. 2 – Non-Linear Theory and Fluctuations. Oxford Pergamon Press International Series on Natural Philosophy 1. 1975.
- Allan W., Wright A.N. Hydromagnetic wave propagation and coupling in a magnetotail waveguide // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 2359–2368. DOI: 10.1029/97JA02874.
- Archer M.O., Hartinger M.D., Horbury T.S. Magnetospheric "magic" frequencies as magnetopause surface eigenmodes // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 5003–5008. DOI: 10.1002/grl.50979.
- Cao J.B., Wei X.H., Duan A.Y., et al. Slow magnetosonic waves detected in reconnection diffusion region in the Earth's magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1659–1666. DOI: 10.1002/jgra.50246.
- Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance // *Ibid.* 1974b. V. 79. P. 1024–1032. DOI: 10.1029/JA079i007p01024.
- Cheng, C.Z. Physics of Substorm Growth Phase, Onset, and Dipolarization // *Space Sci. Rev.* 2004. V. 113. P. 207–270. DOI: 10.1023/B:SPAC.0000042943.59976.0e.
- Cheng C.Z., Lui A.T.Y. Kinetic ballooning instability for substorm onset and current disruption observed by AMPTE/CCE // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 4091–4094. DOI: 10.1029/1998GL900093.
- Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. Influence of ionospheric conductivity on the ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 599–603. DOI: 10.1016/j.asr.2005.01.073.
- Dmitrienko I.S. Evolution of FMS and Alfvén waves produced by the initial disturbance in the FMS waveguide // *J. Plasma Phys.* 2013. V. 79. P. 7–17. DOI: 10.1017/S0022377812000608.
- Du J., Zhang T.L., Nakamura R., et al. Mode conversion between Alfvén and slow waves observed in the magnetotail by THEMIS // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. 7101. DOI: 10.1029/2011GL046989.
- Erdélyi R., Taroyan Y. On resonantly excited MHD waves in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1043. DOI: 10.1029/2002JA009586.
- Erkaev N.V., Semenov V.S., Kubyshev I.V., et al. MHD model of the flapping motions in the magnetotail current sheet // *Ibid.* 2009. V. 114. P. 3206. DOI: 10.1029/2008JA013728.
- Förster M., Haaland S.E., Paschmann G., et al. High-latitude plasma convection during northward IMF as derived from in-situ magnetospheric Cluster EDI measurements // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 2685–2700. DOI: 10.5194/angeo-26-2685-2008.
- Foullon C., Farrugia C.J., Fazakerley A.N., et al. Evolution of Kelvin–Helmholtz activity on the dusk flank magnetopause // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. 11203. DOI: 10.1029/2008JA013175.
- Fruit G., Louarn P., Tur A., et al. On the propagation of magnetohydrodynamic perturbations in a Harris-type current sheet. 1. Propagation on discrete modes and signal reconstruction // *Ibid.* 2002. V. 107. P. 1411. DOI: 10.1029/2001JA009212.
- Golovchanskaya I.V., Maltsev Y.P. On the identification of plasma sheet flapping waves observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. 2102.
- Hameiri E., Laurence P., Mond M. The ballooning instability in space plasmas // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 1513–1526. DOI: 10.1029/90JA02100.
- Hartinger M., Angelopoulos V., Moldwin M.B., et al. Global energy transfer during a magnetospheric field line resonance // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. 12101. DOI: 10.1029/2011GL047846.
- Hasegawa H., Fujimoto M., Takagi K., et al. Single-spacecraft detection of rolled-up Kelvin–Helmholtz vortices at the flank magnetopause // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. 9203. DOI: 10.1029/2006JA011728.
- Keiling A. Alfvén waves and their roles in the dynamics of the Earth's magnetotail: A review // *Space Sci. Rev.* 2009. V. 142. P. 73–156. DOI: 10.1007/s11214-008-9463-8.
- Keiling A. Pi2 pulsations driven by ballooning instability // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 3228. DOI: 10.1029/2011JA017223.
- Keeko L., Spence H.E., Singer H.J. ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 1197. DOI: 10.1029/2001GL014405.
- Klimushkin D.Y., Mager P.N., Pilipenko V.A. On the ballooning instability of the coupled Alfvén and drift compressional modes // *Earth, Planets and Space*. 2012. V. 64. P. 777–781. DOI: 10.5047/eps.2012.04.002.
- Kozlov D.A., Leonovich A.S., Cao J.B. The structure of standing Alfvén waves in a dipole magnetosphere with moving plasma // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 263–274. DOI: 10.5194/angeo-24-263-2006.
- Kozlov D.A., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Fedorov E.N. Dispersion equation for ballooning modes in two-

- component plasma // *J. Plasma Physics*. 2014. V. 80. P. 379–393. DOI: 10.1017/S0022377813001347.
- Lee D.-H., Lysak R.L. MHD waves in a three-dimensional dipolar magnetic field: A search for Pi2 pulsations // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 28691–28700. DOI: 10.1029/1999JA900377.
- Leonovich A.S. A theory of field line resonance in a dipole-like axisymmetric magnetosphere // *Ibid.* 2001. V. 106. P. 25803–25812. DOI: 10.1029/2001JA000104.
- Leonovich A.S. A theory of MHD instability of an inhomogeneous plasma jet // *J. Plasma Phys.* 2011a. V. 77. P. 315–337. DOI: 10.1017/S0022377810000346.
- Leonovich A.S. MHD instability of the magnetotail: Global modes // *Planet. Space Sci.* 2011b. V. 59. P. 402–411. DOI: 10.1016/j.pss.2011.01.006.
- Leonovich A.S. Wave mechanism of the magnetospheric convection // *Ibid.* 2012. V. 65. P. 67–75. DOI: 10.1016/j.pss.2012.01.009.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. Alfvénic and magnetosonic resonances in a nonisothermal plasma // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2009. V. 51, N 8. P. 085007. DOI: 10.1088/0741-3335/51/8/085007.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. Magnetosonic resonances in the magnetospheric plasma // *Earth, Planets and Space*. 2013a. V. 65. P. 369–384. DOI: 10.5047/eps.2012.07.002.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. On ballooning instability in current sheets // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2013b. V. 55, N 8. P. 085013. DOI: 10.1088/0741-3335/55/8/085013.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. Coupled guided modes in the magnetotails: Spatial structure and ballooning instability // *Astrophys. Space Sci.* 2014. V. 353. P. 9–23. DOI: 10.1007/s10509-014-1999-3.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. The spatial structure of poloidal Alfvén oscillations of an axisymmetric magnetosphere // *Planet. Space Sci.* 1990. V. 38. P. 1231–1241. DOI: 10.1016/0032-0633(90)90128-D.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // *Ibid.* 1993. V. 41. P. 697–717. DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Magnetospheric resonator for transverse small-scale standing Alfvén waves // *Ibid.* 1995a. V. 43. P. 881–883. DOI: 10.1016/0032-0633(94)00206-7.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Linear transformation of the standing Alfvén wave in an axisymmetric magnetosphere // *Ibid.* 1995b. V. 43. P. 885–893. DOI: 10.1016/0032-0633(94)00207-8.
- 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. V. 14. P. 545–556. DOI: 10.1007/s00585-996-0545-1.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Structure of magnetosonic eigenoscillations of an axisymmetric magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 27707–27716. DOI: 10.1029/2000JA900108.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Why do ultra-low-frequency MHD oscillations with a discrete spectrum exist in the magnetosphere? // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 1075–1079. DOI: 10.5194/angeo-23-1075-2005.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Eigen Ultra-low-frequency magnetosonic oscillations of the near plasma sheet // *Cosmic Res.* 2008. V. 46. P. 327–334. DOI: 10.1134/S0010952508040072.
- Leonovich A.S., Mishin V.V. Stability of magneto-hydrodynamic shear flows with and without bounding walls // *J. Plasma Phys.* 2005. V. 71. P. 645–664. DOI: 10.1017/S002237780400337X.
- Liu W.W. Physics of the explosive growth phase: Ballooning instability revisited // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 4927–4931. DOI: 10.1029/96JA03561.
- Lysak R.L., Song Y., Jones T.W. Propagation of Alfvén waves in the magnetotail during substorms // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 2237–2246. DOI: 10.5194/angeo-27-2237-2009.
- Mager P.N., Klimushkin D.Y., Pilipenko V.A., et al. Field-aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma // *Ibid.* 2009. V. 27. P. 3875–3882. DOI: 10.5194/angeo-27-3875-2009.
- Mann I.R., Wright A.N., Mills K.J., et al. Excitation of magnetospheric waveguide modes by magnetosheath flows // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 333–354. DOI: 10.1029/1998JA900026.
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Ballooning modes and their stability in a near-Earth plasma // *Earth, Planets and Space*. 2013. V. 65. P. 463–471. DOI: 10.5047/eps.2012.07.006.
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Longitudinal structure of ballooning MHD disturbances in a model magnetosphere // *Cosmic Res.* 2014. V. 52. P. 175–184. DOI: 10.1134/S0010952514030071.
- Mazur V.A. Resonance excitation of the magnetosphere by hydromagnetic waves incident from solar wind // *Plasma Phys. Rep.* 2010. V. 36. P. 953–963. DOI: 10.1134/S1063780X10110048.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Excitation of a magnetospheric MHD cavity by Kelvin–Helmholtz instability // *Ibid.* 2011. V. 37. P. 913–934. DOI: 10.1134/S1063780X11090121.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Influence of the outer-magnetospheric magnetohydrodynamic waveguide on the reflection of hydromagnetic waves from a shear flow at the magnetopause // *Ibid.* 2013. V. 39. P. 959–975. DOI: 10.1134/S1063780X13120064.
- Mazur V.A., Leonovich A.S. ULF hydromagnetic oscillations with the discrete spectrum as eigenmodes of MHD-resonator in the near-Earth part of the plasma sheet // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 1639–1648. DOI: 10.5047/eps.2012.07.006.
- McKenzie J.F. Hydromagnetic wave interaction with the magnetopause and the bow shock // *Planet. Space Sci.* 1970. V. 18. P. 1–23. DOI: 10.1016/0032-0633(70)90063-2.
- Mishin V.V. On the MHD instability of the Earth's magnetopause and its geophysical effects // *Ibid.* 1981. V. 29. P. 359–363. DOI: 10.1016/0032-0633(81)90024-6.
- Miura A. Kelvin–Helmholtz instability at the magnetospheric boundary: Dependence on the magnetosheath sonic Mach number // *Ibid.* 1992. V. 97. P. 10655. DOI: 10.1029/92JA00791.
- Miura A., Pritchett P.L. Nonlocal stability analysis of the MHD Kelvin–Helmholtz instability in a compressible plasma // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 7431–7444. DOI: 10.1029/JA087iA09p07431.
- Ohtani S., Miura A., Tamao T. Coupling between Alfvén and slow magnetosonic waves in an inhomogeneous finite-beta plasma. I. Coupled equations and physical mechanism. II. Eigenmode analysis of localized ballooning-interchange instability // *Planet. Space Sci.* 1989. V. 37. P. 567–577. DOI: 10.1016/0032-0633(89)90097-4.
- Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1990. V. 52. P. 1193–1209. DOI: 10.1016/0021-9169(90)90087-4.
- Plaschke F., Glassmeier K.-H., Auster H.U., et al. Standing Alfvén waves at the magnetopause // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. 2104. DOI: 10.1029/2008GL036411.
- 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. Terr. Phys.* 2013a. V. 102. P. 235–242. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.001.
- Radoski H.R. A theory of latitude dependent geomagnetic micropulsations: The asymptotic fields // *J. Geophys. Res.* 1974a. V. 79. P. 595–603. DOI: 10.1029/JA079i004p00595.
- Rankin R., Fenrich F., Tikhonchuk V.T. Shear Alfvén waves on stretched magnetic field lines near midnight in Earth's magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 3265–3268. DOI: 10.1029/2000GL000029.
- Rankin R., Kabin K., Marchand R. Alfvénic field line resonances in arbitrary magnetic field topology // *Adv. Space Res.* 2006. V. 38. P. 1720–1729. DOI: 10.1016/j.asr.2005.09.034.

- Runov A., Angelopoulos V., Sergeev V.A., et al. Global properties of magnetotail current sheet flapping: THEMIS perspectives // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 319–328. DOI: 10.5194/angeo-27-319-2009.
- Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A., Baker K.B., et al. HF radar observations of Pc5 field line resonances in the midnight/early morning MLT sector // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 15697. DOI: 10.1029/91JA00795.
- Saito M.H., Miyashita Y., Fujimoto M., et al. Modes and characteristics of low-frequency MHD waves in the near-Earth magnetotail prior to dipolarization: Fitting method // *Ibid.* 2008. V. 113. P. 6201. DOI: 10.1029/2007JA012778.
- Saka O., Hayashi K., Thomsen M. Pre-onset auroral signatures and subsequent development of substorm auroras: A development of ionospheric loop currents at the onset latitudes // *Ann. Geophys.* 2014. V. 32. P. 1011–1023. DOI: 10.5194/angeo-32-1011-2014.
- Samson J.C., Harrold B.G., Ruohoniemi J.M., et al. Field line resonances associated with MHD waveguides in the magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1992. V. 19. P. 441–444. DOI: 10.1029/92GL00116.
- Samson J.C., Rankin R. The coupling of solar wind energy to MHD cavity modes, waveguide modes, and field line resonances in the Earth's magnetosphere. Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series. 1994. V. 81. P. 253–264. DOI: 10.1029/GM081p0253.
- Sarris T.E., Liu W., Kabin K., et al. Characterization of ULF pulsations by THEMIS // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. 4104. DOI: 10.1029/2008GL036732.
- Sergeev V.A., Pellinen R.J., Pulkkinen T.I. Steady magnetospheric convection: A review of recent results // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 75. P. 551–604. DOI: 10.1007/BF00833344.
- Sergeev V.A., Sormakov D.A., Apatenkov S.V., et al. Survey of large-amplitude flapping motions in the midtail current sheet // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 2015–2024. DOI: 10.5194/angeo-24-2015-2006.
- Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // *Planetary and Space Sci.* 1974. V. 22. P. 483–491. DOI: 10.1016/0032-0633(74)90078-6.
- Southwood, D.J., Saunders, M.A. Curvature coupling of slow and Alfvén MHD waves in a magnetotail field configuration // *Ibid.* 1985. V. 33. P. 127–134. DOI: 10.1016/0032-0633(85)90149-7.
- Stasiewicz K., Bellan P., Chaston C., et al. Small scale Alfvénic structure in the aurora // *Space Sci. Rev.* 2000. V. 92. Iss. 3–4. P. 423–533. DOI: 10.1023/A:1005207202143.
- Takahashi K., Glassmeier K.-H., Angelopoulos V., et al. Multisatellite observations of a giant pulsation event // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 11223. DOI: 10.1029/2011JA016955.
- Tamao T. Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere // *Scientific Reports of Tohoku University.* 1965. V. 17. P. 43–54.
- Turkakin H., Rankin R., Mann I.R. Primary and secondary compressible Kelvin–Helmholtz surface wave instabilities on the Earth's magnetopause // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 4161–4175. DOI: 10.1029/2011JA016955.
- Turkakin H., Mann I.R., Rankin R. Kelvin–Helmholtz unstable magnetotail flow channels: Deceleration and radiation of MHD waves // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 3691–3697. DOI: 10.1002/2014GL060450.
- Viall N.M., Kepko L., Spence H.E. Relative occurrence rates and connection of discrete frequency oscillations in the solar wind density and dayside magnetosphere // *Ibid.* 2009. V. 114. P. 1201. DOI: 10.1029/2008JA013334.
- Volwerk M., Glassmeier K.-H., Nakamura R., et al. Flow burst-induced Kelvin–Helmholtz waves in the terrestrial magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. P. 10102. DOI: 10.1029/2007GL029459.
- Walker A.D.M. Theory of magnetospheric standing hydromagnetic waves with large azimuthal wave number. I. Coupled magnetosonic and Alfvén waves // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 10039–10045. DOI: 10.1029/JA092iA09p10039.
- Walker A.D.M. Excitation of field line resonances by sources outside the magnetosphere // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 3375–3388. DOI: 10.5194/angeo-23-3375-2005.
- Wright A.N., Allan W. Simulations of Alfvén waves in the geomagnetic tail and their auroral signatures // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. 2206. DOI: 10.1029/2007JA012464.
- Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., et al. Low frequency eigenmodes of thin anisotropic current sheets and Cluster observations // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 861–868. DOI: 10.5194/angeo-27-861-2009.
- Zhang T.L., Baumjohann W., Nakamura R., et al. A wavy twisted neutral sheet observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 1899. DOI: 10.1029/2002GL015544.
- Zhu P., Raeder J. Ballooning instability-induced plasmoid formation in near-Earth plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 131–141. DOI: 10.1002/2013JA019511.

REFERENCES

- Agapitov O., Glassmeier K.-H., Plaschke F., et al. Surface waves and field line resonances: A THEMIS case study. *Journal of Geophysical Research.* 2009, vol. 114, p. A00C27. DOI: 10.1029/2008JA013553.
- Agapitov O.V., Cherenmykh O.K. Magnetospheric ULF waves driven by external sources. *Advances in Astronomy and Space Physics.* 2013, vol. 3, pp. 12–19.
- Akhiezer A.I., Akhiezer I.A., Polovin R.V., et al. Plasma electrodynamics. Vol. 1 – Linear theory. Vol. 2 – Non-linear theory and fluctuations. Oxford Pergamon Press International Series on Natural Philosophy. 1975.
- Allan W., Wright A.N. Hydromagnetic wave propagation and coupling in a magnetotail waveguide. *Journal of Geophysical Research.* 1998, vol. 103, pp. 2359–2368. DOI: 10.1029/97JA02874.
- Archer M.O., Hartinger M.D., Horbury T.S. Magnetospheric "magic" frequencies as magnetopause surface eigenmodes. *Geophysical Research Letters.* 2013, vol. 40, pp. 5003–5008. DOI: 10.1002/grl.50979.
- Cao J.B., Wei X.H., Duan A.Y., et al. Slow magnetosonic waves detected in reconnection diffusion region in the Earth's magnetotail. *Journal of Geophysical Research.* 2013, vol. 118, pp. 1659–1666. DOI: 10.1002/jgra.50246.
- Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance. *Journal of Geophysical Research.* 1974b, vol. 79, pp. 1024–1032. DOI: 10.1029/JA079i007p1024.
- Cheng C.Z. Physics of Substorm Growth Phase, Onset, and Dipolarization. *Space Science Review.* 2004, vol. 113, pp. 207–270. DOI: 10.1023/B:SPAC.0000042943.59976.0e.
- Cheng C.Z., Lui A.T.Y. Kinetic ballooning instability for substorm onset and current disruption observed by AMPTE/CCE. *Geophysical Research Letters.* 1998, vol. 25, pp. 4091–4094. DOI: 10.1029/1998GL900093.
- Cherenmykh O.K., Parnowski A.S. Influence of ionospheric conductivity on the ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth. *Advances in Space Research.* 2006, vol. 37, pp. 599–603. DOI: 10.1016/j.asr.2005.01.073.
- Dmitrienko I.S. Evolution of FMS and Alfvén waves produced by the initial disturbance in the FMS waveguide. *Journal of Plasma Physics.* 2013, vol. 79, pp. 7–17. DOI: 10.1017/S0022377812000608.
- Du J., Zhang T.L., Nakamura R., et al. Mode conversion between Alfvén and slow waves observed in the magnetotail by THEMIS. *Geophysical Research Letters.* 2011, vol. 38, p. 7101. DOI: 10.1029/2011GL046989.

- Erdélyi R., Taroyan Y. On resonantly excited MHD waves in the magnetotail. *Journal of Geophysical Research*. 2003, vol. 108, p. 1043. DOI: 10.1029/2002JA009586.
- Erkaev N.V., Semenov V.S., Kubyskin I.V., et al. MHD model of the flapping motions in the magnetotail current sheet. *Journal of Geophysical Research*. 2009, vol. 114, p. 3206. DOI: 10.1029/2008JA013728.
- Förster M., Haaland S.E., Paschmann G., et al. High-latitude plasma convection during Northward IMF as derived from in-situ magnetospheric Cluster EDI measurements. *Annales Geophysicae*. 2008, vol. 26, pp. 2685–2700. DOI: 10.5194/angeo-26-2685-2008.
- Foullon C., Farrugia C.J., Fazakerley A.N., et al. Evolution of Kelvin–Helmholtz activity on the dusk flank magnetopause. *Journal of Geophysical Research*. 2008, vol. 113, p. 11203. DOI: 10.1029/2008JA013175.
- Fruit G., Louarn P., Tur A., et al. On the propagation of magnetohydrodynamic perturbations in a Harris-type current sheet 1. Propagation on discrete modes and signal reconstruction. *Journal of Geophysical Research*. 2002, vol. 107, p. 1411. DOI: 10.1029/2001JA009212.
- Golovchanskaya I.V., Maltsev Y.P. On the identification of plasma sheet flapping waves observed by Cluster. *Geophysical Research Letters*. 2005, vol. 32, p. 2102. DOI: 10.1029/2004GL021552.
- Hameiri E., Laurence P., Mond M. The ballooning instability in space plasmas. *Journal of Geophysical Research*. 1991, vol. 96, pp. 1513–1526. DOI: 10.1029/90JA02100.
- Hartering M., Angelopoulos V., Moldwin M.B., et al. Global energy transfer during a magnetospheric field line resonance. *Geophysical Research Letters*. 2011, vol. 38, p. 12101. DOI: 10.1029/2011GL047846.
- Hasegawa H., Fujimoto M., Takagi K., et al. Single-spacecraft detection of rolled-up Kelvin–Helmholtz vortices at the flank magnetopause. *Journal of Geophysical Research*. 2006, vol. 111, p. 9203. DOI: 10.1029/2006JA011728.
- Keiling A. Alfvén Waves and Their Roles in the Dynamics of the Earth's Magnetotail: A Review. *Space Science Review*. 2009, vol. 142, pp. 73–156. DOI: 10.1007/s11214-008-9463-8.
- Keiling A. Pi2 pulsations driven by ballooning instability. *Journal of Geophysical Research*. 2012, vol. 117, p. 3228. DOI: 10.1029/2011JA017223.
- Kepko L., Spence H.E., Singer H.J. ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations. *Geophysical Research Letters*. 2002, vol. 29, p. 1197. DOI: 10.1029/2001GL014405.
- Klimushkin D.Y., Mager P.N., Pilipenko V.A. On the ballooning instability of the coupled Alfvén and drift compressional modes. *Earth, Planets and Space*. 2012, vol. 64, pp. 777–781. DOI: 10.5047/eps.2012.04.002.
- Kozlov D.A., Leonovich A.S., Cao J.B. The structure of standing Alfvén waves in a dipole magnetosphere with moving plasma. *Annales Geophysicae*. 2006, vol. 24, pp. 263–274. DOI: 10.5194/angeo-24-263-2006.
- Kozlov D.A., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Fedorov E.N. Dispersion equation for ballooning modes in two-component plasma. *Journal of Plasma Physics*. 2014, vol. 80, pp. 379–393. DOI: 10.1017/S0022377813001347.
- Lee D.-H., Lysak R.L. MHD waves in a three-dimensional dipolar magnetic field: A search for Pi2 pulsations. *Journal of Geophysical Research*. 1999, vol. 104, pp. 28691–28700. DOI: 10.1029/1999JA900377.
- Leonovich A.S. A theory of field line resonance in a dipole-like axisymmetric magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*. 2001, vol. 106, pp. 25803–25812. DOI: 10.1029/2001JA000104.
- Leonovich A.S. A theory of MHD instability of an inhomogeneous plasma jet. *Journal of Plasma Physics*. 2011a, vol. 77, pp. 315–337. DOI: 10.1017/S0022377810000346.
- Leonovich A.S. MHD-instability of the magnetotail: Global modes. *Planetary and Space Science*. 2011b, vol. 59, pp. 402–411. DOI: 10.1016/j.pss.2011.01.006.
- Leonovich A.S. Wave mechanism of the magnetospheric convection. *Planetary and Space Science*. 2012, vol. 65, pp. 67–75. DOI: 10.1016/j.pss.2012.01.009.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. Alfvénic and magnetosonic resonances in a nonisothermal plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2009b, vol. 51, no. 8, p. 085007. DOI: 10.1088/0741-3335/51/8/085007.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. Magnetosonic resonances in the magnetospheric plasma. *Earth, Planets and Space*. 2013a, vol. 65, pp. 369–384. DOI: 10.5047/eps.2012.07.002.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. On ballooning instability in current sheets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2013b, vol. 55, no. 8, p. 085013. DOI: 10.1088/0741-3335/55/8/085013.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. Coupled guided modes in the magnetotails: spatial structure and ballooning instability. *Astrophysics and Space Science*. 2014, vol. 353, pp. 9–23. DOI: 10.1007/s10509-014-1999-3.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. The spatial structure of poloidal Alfvén oscillations of an axisymmetric magnetosphere. *Planetary and Space Science*. 1990, vol. 38, pp. 1231–1241. DOI: 10.1016/0032-0633(90)90128-D.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planetary and Space Science*. 1993, vol. 41, pp. 697–717. DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Magnetospheric resonator for transverse-small-scale standing Alfvén waves. *Planetary and Space Science*. 1995a, vol. 43, pp. 881–883. DOI: 10.1016/0032-0633(94)00206-7.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Linear transformation of the standing Alfvén wave in an axisymmetric magnetosphere. *Planetary and Space Science*. 1995b, vol. 43, pp. 885–893. DOI: 10.1016/0032-0633(94)00207-8.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Penetration to the Earth's surface of standing Alfvén waves excited by external currents in the ionosphere. *Annales Geophysicae*. 1996, vol. 14, pp. 545–556. DOI: 10.1007/s00585-996-0545-1.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Structure of magnetosonic eigenoscillations of an axisymmetric magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*. 2000, vol. 105, pp. 27707–27716. DOI: 10.1029/2000JA900108.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Why do ultra-low-frequency MHD oscillations with a discrete spectrum exist in the magnetosphere. *Annales Geophysicae*. 2005, vol. 23, pp. 1075–1079. DOI: 10.5194/angeo-23-1075-2005.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Eigen Ultra-Low-Frequency Magnetosonic Oscillations of the Near Plasma Sheet. *Cosmic Research*. 2008, vol. 46, pp. 327–334. DOI: 10.1134/S0010952508040072.
- Leonovich A.S., Mishin V.V. Stability of magnetohydrodynamic shear flows with and without bounding walls. *Journal of Plasma Physics*. 2005, vol. 71, pp. 645–664. DOI: 10.1017/S002237780400337X.
- Liu W.W. Physics of the explosive growth phase: Ballooning instability revisited. *Journal of Geophysical Research*. 1997, vol. 102, pp. 4927–4931. DOI: 10.1029/96JA03561.
- Lysak R.L., Song Y., Jones T.W. Propagation of Alfvén waves in the magnetotail during substorms. *Annales Geophysicae*. 2009, vol. 27, pp. 2237–2246. DOI: 10.5194/angeo-27-2237-2009.
- Mager P.N., Klimushkin D.Y., Pilipenko V.A., et al. Field-aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma. *Annales Geophysicae*. 2009, vol. 27, pp. 3875–3882. DOI: 10.5194/angeo-27-3875-2009.
- Mann I.R., Wright A.N., Mills K.J., et al. Excitation of magnetospheric waveguide modes by magnetosheath flows. *Journal of Geophysical Research*. 1999, vol. 104, pp. 333–354.

- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. MHD-waveguides in cosmic plasma. *Fizika plazmy* [Plasma Physics Reports]. 2010, vol. 36, pp. 653–670 (in Russian).
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Dispersion relation for ballooning modes in near-Earth plasma. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 2012, vol. 52, no. 5, pp. 639–648 (in Russian).
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Ballooning modes and their stability in a near-Earth plasma. *Earth, Planets and Space*. 2013, vol. 65, pp. 463–471. DOI: 10.5047/eps.2012.07.006.
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Global stability of ballooning modes in a cylindrical model. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 2013, vol. 53, pp. 476–485. DOI: 10.7868/S0016794013030139 (in Russian).
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Longitudinal structure of ballooning MHD disturbances in a model magnetosphere. *Cosmic Research*. 2014, vol. 52, pp. 175–184. DOI: 10.1134/S0010952514030071.
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. Longitudinal structure of ballooning MHD disturbances in a model magnetosphere. *Kosmicheskie issledovaniya* [Cosmic Research]. 2014, vol. 52, pp. 1–11 (in Russian). DOI: 10.7868/S0023420614030078.
- Mazur V.A. Resonance excitation of the magnetosphere by hydromagnetic waves incident from solar wind. *Plasma Physics Report*. 2010, vol. 36, pp. 953–963. DOI: 10.1134/S1063780X10110048.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Excitation of a magnetospheric MHD cavity by Kelvin–Helmholtz instability. *Plasma Physics Report*. 2011, vol. 37, pp. 913–934. DOI: 10.1134/S1063780X11090121.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Influence of the outer-magnetospheric magnetohydrodynamic waveguide on the reflection of hydromagnetic waves from a shear flow at the magnetopause. *Plasma Physics Report*. 2013, vol. 39, pp. 959–975. DOI: 10.1134/S1063780X13120064.
- Mazur V.A., Leonovich A.S. ULF hydromagnetic oscillations with the discrete spectrum as eigenmodes of MHD-resonator in the near-Earth part of the plasma sheet. *Annales Geophysicae*. 2006, vol. 24, pp. 1639–1648. DOI: 10.5194/angeo-24-1639-2006.
- McKenzie J.F. Hydromagnetic wave interaction with the magnetopause and the bow shock. *Planetary and Space Science*. 1970, vol. 18, pp. 1–23. DOI: 10.1016/0032-0633(70)90063-2.
- Mishin V.V. On the MHD instability of the Earth's magnetopause and its geophysical effects. *Planetary and Space Science*. 1981, vol. 29, pp. 359–363. DOI: 10.1016/0032-0633(81)90024-6.
- Miura A., Pritchett P.L. Nonlocal stability analysis of the MHD Kelvin–Helmholtz instability in a compressible plasma. *Journal of Geophysical Research*. 1982, vol. 87, pp. 7431–7444. DOI: 10.1029/JA087iA09p07431.
- Miura A. Kelvin–Helmholtz instability at the magnetospheric boundary - Dependence on the magnetosheath sonic Mach number. *Journal of Geophysical Research*. 1992, vol. 97, p. 10655. DOI: 10.1029/92JA00791.
- Ohtani S., Miura A., Tamao T. Coupling between Alfvén and slow magnetosonic waves in an inhomogeneous finite-beta plasma. I. Coupled equations and physical mechanism. II. Eigenmode analysis of localized ballooning-interchange instability. *Planetary and Space Science*. 1989, vol. 37, pp. 567–577. DOI: 10.1016/0032-0633(89)90097-4.
- Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1990, vol. 52, pp. 1193–1209. DOI: 10.1016/0021-9169(90)90087-4.
- Plaschke F., Glassmeier K.-H., Auster H.U., et al. Standing Alfvén waves at the magnetopause. *Geophysical Research Letters*. 2009, vol. 36, p. 2104. DOI: 10.1029/2008GL036411.
- 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. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 2013a, vol. 102, pp. 235–242. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.001.
- Radoski H.R. A theory of latitude dependent geomagnetic micropulsations: The asymptotic fields. *Journal of Geophysical Research*. 1974a, vol. 79, pp. 595–603. DOI: 10.1029/JA079i004p00595.
- Rankin R., Fenrich F., Tikhonchuk V.T. Shear Alfvén waves on stretched magnetic field lines near midnight in Earth's magnetosphere. *Geophysical Research Letters*. 2000, vol. 27, pp. 3265–3268. DOI: 10.1029/2000GL000029.
- Rankin R., Kabin K., Marchand R. Alfvénic field line resonances in arbitrary magnetic field topology. *Advances in Space Research*. 2006, vol. 38, pp. 1720–1729. DOI: 10.1016/j.asr.2005.09.034.
- Runov A., Angelopoulos V., Sergeev V.A., et al. Global properties of magnetotail current sheet flapping: THEMIS perspectives. *Annales Geophysicae*. 2009, vol. 27, pp. 319–328. DOI: 10.5194/angeo-27-319-2009.
- Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A., Baker K.B., et al. HF radar observations of Pc5 field line resonances in the midnight/early morning MLT sector. *Journal of Geophysical Research*. 1991, vol. 96, p. 15697. DOI: 10.1029/91JA00795.
- Saito M.H., Miyashita Y., Fujimoto M., et al. Modes and characteristics of low-frequency MHD waves in the near-Earth magnetotail prior to dipolarization: Fitting method. *Journal of Geophysical Research*. 2008, vol. 113, p. 6201. DOI: 10.1029/2007JA012778.
- Saka O., Hayashi K., Thomsen M. Pre-onset auroral signatures and subsequent development of substorm auroras: A development of ionospheric loop currents at the onset latitudes. *Annales Geophysicae*. 2014, vol. 32, pp. 1011–1023. DOI: 10.5194/angeo-32-1011-2014.
- Samson J.C., Harrold B.G., Ruohoniemi J.M., et al. Field line resonances associated with MHD waveguides in the magnetosphere. *Geophysical Research Letters*. 1992, vol. 19, pp. 441–444. DOI: 10.1029/92GL00116.
- Samson J.C., Rankin R. The coupling of solar wind energy to MHD cavity modes, waveguide modes, and field line resonances in the Earth's magnetosphere. Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series. 1994, vol. 81, pp. 253–264. DOI: 10.1029/GM081p0253.
- Sarris T.E., Liu W., Kabin K., et al. Characterization of ULF pulsations by THEMIS. *Geophysical Research Letters*. 2009, vol. 36, pp. 4104. DOI: 10.1029/2008GL036732.
- Sergeev V.A., Pellinen R.J., Pulkkinen T.I. Steady Magnetospheric Convection: A Review of Recent Results. *Space Science Review*. 1996, vol. 75, pp. 551–604. DOI: 10.1007/BF00833344.
- Sergeev V.A., Sormakov D.A., Apatenkov S.V., et al. Survey of large-amplitude flapping motions in the midtail current sheet. *Annales Geophysicae*. 2006, vol. 24, pp. 2015–2024. DOI: 10.5194/angeo-24-2015-2006.
- Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *Planetary and Space Science*. 1974, vol. 22, pp. 483–491. DOI: 10.1016/0032-0633(74)90078-6.
- Southwood D.J., Saunders M.A. Curvature coupling of slow and Alfvén MHD waves in a magnetotail field configuration. *Planetary and Space Science*. 1985, vol. 33, pp. 127–134. DOI: 10.1016/0032-0633(85)90149-7.
- Stasiewicz K., Bellan P., Chaston C., et al. Small scale Alfvénic structure in the aurora. *Space Science Review*. May 2000, vol. 92, Iss. 3–4, pp. 423–533. DOI: 10.1023/A:1005207202143.
- Takahashi K., Glassmeier K.-H., Angelopoulos V., et al. Multisatellite observations of a giant pulsation event. *Journal of Geophysical Research*. 2011, vol. 116, p. 11223. DOI: 10.1029/2011JA016955.
- Tamao T. Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's

magnetosphere. *Scientific Reports of Tohoku University*. 1965, vol. 17, pp. 43–54.

Turkakin H., Rankin R., Mann I.R. Primary and secondary compressible Kelvin–Helmholtz surface wave instabilities on the Earth's magnetopause. *Journal of Geophysical Research*. 2013, vol. 118, pp. 4161–4175. DOI: 10.1002/jgra.50394.

Turkakin H., Mann I.R., Rankin R. Kelvin–Helmholtz unstable magnetotail flow channels: Deceleration and radiation of MHD waves. *Geophysical Research Letters*. 2014, vol. 41, pp. 3691–3697. DOI: 10.1002/2014GL060450.

Viall N.M., Kepko L., Spence H.E. Relative occurrence rates and connection of discrete frequency oscillations in the solar wind density and dayside magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*. 2009, vol. 114, p. 1201. DOI: 10.1029/2008JA013334.

Volwerk M., Glassmeier K.-H., Nakamura R., et al. Flow burst-induced Kelvin–Helmholtz waves in the terrestrial magnetotail. *Geophysical Research Letters*. 2007, vol. 34, p. 10102. DOI: 10.1029/2007GL029459.

Walker A.D.M. Theory of magnetospheric standing hydromagnetic waves with large azimuthal wave number. I. Coupled magnetosonic and Alfvén waves. *Journal of Geophysical Research*. 1987, vol. 92, pp. 10039–10045. DOI: 10.1029/JA092iA09p10039.

Walker A.D.M. Excitation of field line resonances by sources outside the magnetosphere. *Annales Geophysicae*. 2005, vol. 23, pp. 3375–3388. DOI: 10.5194/angeo-23-3375-2005.

Wright A.N., Allan W. Simulations of Alfvén waves in the geomagnetic tail and their auroral signatures. *Journal of Geophysical Research*. 2008, vol. 113, p. 2206. DOI: 10.1029/2007JA012464.

Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., et al. Low frequency eigenmodes of thin anisotropic current sheets and Cluster observations. *Annales Geophysicae*. 2009, vol. 27, pp. 861–868. DOI: 10.5194/angeo-27-861-2009.

Zhang T.L., Baumjohann W., Nakamura R., et al. A wavy twisted neutral sheet observed by CLUSTER. *Geophysical Research Letters*. 2002, vol. 29, p. 1899. DOI: 10.1029/2002GL015544.

Zhu P., Raeder J. Ballooning instability-induced plasmoid formation in near-Earth plasma sheet. *Journal of Geophysical Research*. 2014, vol. 119, pp. 131–141. DOI: 10.1002/2013JA019511.