

УДК 533.951

О. К. Черемных¹, Д. Ю. Климушкин², П. Н. Магер²

¹Институт космических исследований Национальной академии наук Украины
и Государственного космического агентства Украины
Проспект академика Глушкова, 40, корп. 4/1, Киев 187, МСП 03680
oleg.cheremnykh@gmail.com

²Институт солнечно-земной физики СО РАН
а/я 291, ул. Лермонтова, 126-а, Иркутск, Россия, 664033
klimush@iszf.irk.ru

**О структуре азимутальных мелкомасштабных
УНЧ-колебаний горячей космической плазмы
в кривом магнитном поле.
Моды с дискретным спектром**

Рассмотрена модель одномерно-неоднородной цилиндрической плазмы с магнитным полем, силовые линии которого представляют собой концентрические окружности, а равновесные параметры магнитного поля и среды изменяются поперек магнитных оболочек. В рамках этой модели показана возможность существования альвеновских мод с дискретным спектром. Необходимой предпосылкой для возникновения таких мод является наличие резонаторов поперек магнитных оболочек, которые могут реализовываться в области кольцевого тока или вблизи внешней кромки плазмопаузы. Исследованы характерные особенности реализации мод с дискретным спектром. Проведено сравнение полученных результатов с данными спутниковых наблюдений. Сделан вывод, что значительная часть полоидально поляризованных пульсаций в магнитосфере Земли представляют собой колебания с дискретным спектром. Показано, что предложенная модель, за рамками которой осталось много неучтенных свойств магнитосферы, позволяет объяснить основные экспериментально наблюдаемые особенности генерации азимутальных мелкомасштабных УНЧ-колебаний в околоземной плазме. Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации данных измерений с космических аппаратов и радаров SuperDARN.

ПРО СТРУКТУРУ АЗИМУТАЛЬНИХ ДРІБНОМАСШТАБНИХ УНЧ-КОЛИВАНЬ ГАРЯЧОЇ КОСМІЧНОЇ ПЛАЗМИ У КРИВОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ. МОДИ З ДИСКРЕТНИМ СПЕКТРОМ, Черемних О. К., Клімушкин Д. Ю., Магер П. Н. — Розглядається модель одновимірної

неоднорідної циліндричної плазми з магнітним полем, силові лінії якого є концентричними колами, а рівноважні параметри магнітного поля і середовища змінюються уперек магнітних оболонок. В рамках цієї моделі показана можливість існування альвенівських мод з дискретним спектром. Необхідною умовою для виникнення таких мод є наявність резонаторів уперек магнітних оболонок, які можуть реалізуватися в області кільцевого струму чи поблизу зовнішнього пруга плазмпавузи. Досліджено характерні особливості реалізації мод з дискретним спектром. Отримані результати порівнюються з даними супутникових спостережень. Зроблено висновок, що значна частина полоїдально поляризованих пульсацій у магнітосфері Землі — це коливання з дискретним спектром. Показано, що запропонована модель, за межами якої залишилось багато неврахованих властивостей магнітосфери, дозволяє пояснити основні спостережувані особливості генерування азимутальних дрібномасштабних УНЧ-коливань в навколосемній плазмі. Отримані результати можна використовувати для інтерпретації даних вимірювань з космічних апаратів і радарів SuperDARN.

THE STRUCTURE OF AZIMUTHALLY-SMALL-SCALED ULF-OSCILLATIONS OF HOT SPACE PLASMA IN THE CURVED MAGNETIC FIELD. THE MODES WITH THE DISCRETE SPECTRUM, by Cheremnykh O. K., Klimushkin D. Yu., Mager P. N. — The model of one-dimensional inhomogeneous cylindrical plasma with a magnetic field whose field-lines are concentric circles, and the equilibrium parameters of the magnetic field and the medium are changing across the magnetic shells was reviewed. Under this model, the possibility of the existence of Alfvén modes with a discrete spectrum was shown. A prerequisite for the appearance of such modes is the presence of resonators across the magnetic shells, which can be implemented in the area of the ring current, or near the edge of the plasma pause. The characteristics of the implementation modes with a discrete spectrum were studied. The results are compared with data of satellite observations. It was concluded that a significant part of the poloidal-polarized fluctuations in the Earth's magnetosphere are oscillations with a discrete spectrum. It is shown that the proposed model, outside of which there were many unregistered properties of the magnetosphere, explains the main features of the experimentally observed generation of azimuthal small-scale fluctuations in the ULF-Earth plasma. The results can be used to interpret the measurement data from satellites and radars SuperDARN.

ВВЕДЕНИЕ

Ультранизкочастотные (УНЧ) волны в магнитосфере Земли регулярно фиксируются с помощью наземных магнитометров, радаров и спутников [2, 14]. Подавляющее их большинство идентифицируются

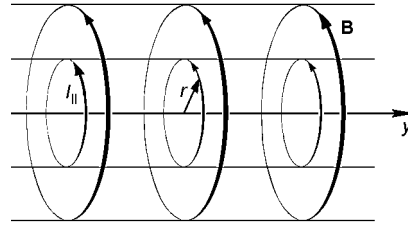
с альвеновскими волнами. Важность УНЧ-волн для физики магнитосферы определяется их способностью ускорять заряженные частицы до релятивистских энергий [10], служить триггерами суббурь [57] или средством для диагностики магнитосферы [53].

Долгопериодические УНЧ-волны (диапазоны Pc4-5) в настоящее время обычно делят на два типа. К первому типу относят волны с малыми азимутальными волновыми числами m . Как предполагается, они возбуждаются процессами на границе магнитосферы или приходят из межпланетной среды [13, 14]. Волны второго типа имеют большие азимутальные волновые числа ($m \gg 1$). Они могут генерироваться внутренними источниками в земной магнитосфере, например при инжекции в плазму энергичных частиц во время суббурь [8], различными плазменными неустойчивостями [40] или сторонними токами в ионосфере [56].

Настоящая работа посвящена волнам второго типа — азимутально-мелкомасштабным УНЧ-волнам ($m \gg 1$). Предыдущие исследования показали, что эти волны, как правило, должны иметь непрерывные спектры, поскольку их частота совпадает с так называемой резонансной собственной частотой [1, 12]. Однако характерной особенностью волн с непрерывным спектром является изменение их поляризации от полоидальной до тороидальной (напомним, что альвеновские волны называются полоидальными, если их вектор магнитного (электрического) поля колеблется в меридиональном (азимутальном) направлении, и тороидальными в противоположном случае). Если волна возбуждена квазимонохроматическим источником, то изменение поляризации происходит в пространстве: мода имеет полоидальную поляризацию на одной магнитной оболочке, тороидальную на другой и промежуточную поляризацию между ними [42, 47]. Если волна возбуждена импульсным источником, то трансформация происходит во времени из-за разбегания по фазам [29, 43, 49]. Вместе с тем такая трансформация во времени или пространстве практически никогда не наблюдалась в эксперименте [2]. Редкие исключения описаны в работах [45, 65].

Это заставляет предположить, что подавляющее число наблюдаемых азимутально-мелкомасштабных альвеновских волн являются модами не с непрерывным, а с дискретным спектром. В этом случае они должны быть замкнуты в резонаторы поперек магнитных оболочек, т. е. область их локализации по радиальной координате должна быть ограничена двумя поверхностями отсечки. На первый взгляд в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД) такие резонаторы существовать не могут, поскольку в дисперсионном уравнении альвеновской волны не содержится зависимости частоты от поперечных составляющих волнового вектора. Формирование поперечных резонаторов из-за эффектов, выходящих за рамки одножидкостной МГД (инерции электронов, конечного ларморовского радиуса ионов, конечной гирочастоты ионов), рассматривалось в работах [4, 7, 30, 54].

Цилиндрическая модель плазмы и система координат



Однако еще в работе [16] было показано, что совместное действие конечного плазменного давления и кривизны силовых линий может привести к формированию мод с дискретным спектром и в рамках одножидкостной МГД.

Детальное исследование таких мод в высокотемпературной плазме было произведено в работах [15, 20, 21]. В случае магнитосферной плазмы первые исследования мод с дискретным спектром в одножидкостной МГД были произведены в работах [37, 48, 63].

В работах [37, 48, 63] использовалась двумерно-неоднородная модель магнитосферы с непостоянной кривизной силовых линий. Однако математические методы исследования этой модели разработаны еще недостаточно, вследствие чего возникал вопрос о достоверности полученных результатов. Для разрешения этих трудностей в настоящей работе рассмотрена одномерно-неоднородная цилиндрическая модель среды, в которой силовые линии считаются концентрическими окружностями и все равновесные параметры (давление P_0 , магнитное поле B_0 , альвеновская скорость c_A) изменяются только поперек магнитных оболочек. Несмотря на относительную простоту этой модели, она сохраняет такие базовые черты магнитосферной плазмы, как кривизна силовых линий и радиальная неоднородность. С другой стороны, эта модель позволяет обойти многие математические трудности, характерные для двумерно-неоднородных моделей [11, 17]. Ранее такая модель использовалась в работе [12] для исследования мод с непрерывным спектром. Настоящую работу можно считать дальнейшим развитием работы [12] для мод с дискретным спектром.

Другой целью настоящей статьи является анализ доступных экспериментальных данных по азимутальным мелкомасштабным УНЧ-волнам с $m \gg 1$. Мы покажем, что предположение, согласно которому значительная часть зарегистрированных волн с $m \gg 1$ в действительности являются модами с дискретным спектром (собственными модами поперечного резонатора для альвеновских волн), не противоречит результатам наблюдений.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Полагаем, что статическое равновесное состояние плазмы обладает симметрией цилиндра круглого сечения, а магнитные поверхности представляют собой вложенные цилиндры (рисунок). Силовые линии

считаются концентрическими окружностями, все равновесные величины плазмы и магнитного поля зависят только от радиальной координаты r , являющейся также радиусом кривизны силовой линии. Координата l_{\parallel} направлена вдоль силовой линии, координата y играет роль азимутальной координаты в магнитосфере.

Введем обозначения: $\beta = 8P/B^2$ — отношение плазменного давления к магнитному, $\beta_p = P^{-1}dP/dr$ и $\beta_B = B^{-1}dB/dr$ — масштабы изменения давления и магнитного поля в радиальном направлении соответственно, $c_{\perp} = r^{-1}$ — проекция вектора кривизны на радиальное направление. Тогда условие равновесия плазмы можно записать в виде

$$\frac{\beta_p}{2} - \beta_B - c_{\perp}^2 = 0. \quad (1)$$

Кроме того, обозначим альвеновскую, звуковую и касповую скорости соответственно c_A, c_S и c_T :

$$c_A^2 = \frac{B^2}{4\mu_0 n}, \quad c_S^2 = \frac{P}{\rho}, \quad c_T^2 = \frac{c_A^2 c_S^2}{c_A^2 + c_S^2}.$$

Альвеновской и касповой скоростям соответствуют частоты альвеновского и каспового резонансов $k_{\parallel} c_A$ и $k_{\parallel} c_T$. В одномерной неоднородной плазме скорости c_A и c_T зависят от радиальной координаты, поэтому при данной частоте волны альвеновский и касповый резонансы имеют место на резонансных поверхностях r_A и r_T , определяемых из уравнений $k_{\parallel} c_A(r)$ и $k_{\parallel} c_T(r)$ соответственно.

Как показано в работе [12], радиальный компонент смещения плазмы ξ_r от положения равновесия определяется уравнением

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{2}{k_y^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{2}{r} \xi_r \right) \right] - \frac{2}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{2}{k_y^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{2}{r} \xi_r \right) \right) - \left(\frac{2}{c_A^2} - \frac{2}{c_S^2} \right) \xi_r = 0, \quad (2)$$

где

$$\frac{2}{k_y^2} \left(\frac{2}{c_A^2} - \frac{2}{c_S^2} \right) \left(\frac{2}{r} \xi_r \right). \quad (3)$$

В приближении азимутальной мелкомасштабности $k_y \gg k_{\parallel}$ и $k_y L \gg 1$, где L — характерный масштаб поперечной неоднородности, уравнение (2) допускает упрощение

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{2}{k_y^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{2}{r} \xi_r \right) \right] - k_y^2 K(\xi_r, r) = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$K(\xi_r, r) = \left[\frac{2}{c_A^2} - \frac{2}{c_S^2} \right] \xi_r - \frac{4}{2} \frac{2}{c_T^2} \frac{2}{r} \xi_r. \quad (5)$$

Слагаемое K можно также представить в виде

$$K(\omega, r) = \frac{[\omega^2 - \omega_A^2(r)][\omega^2 - \omega_T^2(r)]}{\omega^2 - \omega_p^2(r)}. \quad (6)$$

Здесь частоты ω_A являются решениями уравнения

$$[\omega^2 - \omega_A^2(r) - c_A^2 \omega_p^2(r)][\omega^2 - \omega_T^2(r)] - 4\omega^2 c_T^2 \omega_p^2(r) = 0. \quad (7)$$

Запишем эти величины в явном виде [9, 44]:

$$\omega_A^2 = c_A^2 \frac{(1 - \epsilon)k_{\parallel}^2 + H \sqrt{D}}{2}, \quad (8)$$

$$H = c_c [2 - c_p (1 - \epsilon/2)],$$

$$D = (k_{\parallel}^2 - H)^2 - 4k_{\parallel}^2 \omega_p^2(r).$$

При уменьшении неоднородности величина ω_A стремится к альвеновской частоте ω_A , величина ω_T — к касповой частоте ω_T (частоте медленного магнитозвукового резонанса). Большая часть УНЧ-волн, наблюдаемых в земной магнитосфере, отождествляется с альвеновскими модами. Поскольку альвеновская резонансная частота в магнитосфере на 1-2 порядка превосходит касповую [1, 46], в выражении (6) можно положить $\omega_T \gg \omega_A$. Тогда уравнение (4) сведется к виду

$$\frac{d}{dr} [\omega^2 - \omega_A^2(r)] - \frac{d}{dr} (\omega_p^2(r)) - k_y^2 [\omega^2 - \omega_A^2(r)] = 0. \quad (9)$$

Аналогичное уравнение может быть получено также в кинетике [41]. Моду, определяемую этим уравнением, можно назвать альвеновской баллонной модой. Уравнение (9) отличается от рассмотренных в работах [3, 6, 18, 19] уравнений для баллонных мод с непрерывным спектром тем обстоятельством, что оно, как показано ниже, может описывать дискретный спектр. Поэтому под альвеновской баллонной модой мы будем понимать моду с дискретным спектром.

Уравнение (9) можно получить непосредственно из (4), (5) в приближении $\omega \ll 1$. В этом случае частота ω определяется простым выражением

$$\omega^2 = \omega_A^2(r) - 4\omega_p^2(r) c_T^2 \omega_p^2(r). \quad (10)$$

При различных профилях давления величина ω_A может быть как больше, так и меньше альвеновской резонансной частоты ω_A [42]. Отметим, что частоту ω_A часто называют полоидальной частотой, поскольку при этой частоте альвеновская мода имеет полоидальную поляризацию.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА МОД С ДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРОМ

Как правило, функция $\omega_A(r)$ в магнитосфере является монотонной. Тогда альвеновские баллонные колебания имеют непрерывный спектр. Структура таких колебаний была проанализирована в работе [12]. Здесь мы рассмотрим случай, когда функция $\omega_A(r)$ достигает

экстремального значения вблизи некоторой точки r_0 . Разложим функцию $\tilde{\epsilon}^2(r)$ в ряд вблизи точки r_0 :

$$\tilde{\epsilon}^2(r) = \tilde{\epsilon}^2(r_0) + \frac{1}{2} [\tilde{\epsilon}''(r_0)] (r - r_0)^2. \quad (11)$$

Если рассматривать моду вблизи поверхности r_0 и при частоте $\omega(r_0)$, то в первом приближении можно брать значение функции $\tilde{\epsilon}_A(r)$ в точке r_0 . Тогда уравнение (9) приводится к виду

$$\frac{d^2 r}{dr^2} - \frac{k_y^2}{2} \sim \frac{1}{2} [\tilde{\epsilon}''(r_0)] (r - r_0)^2 - r = 0, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\epsilon}''(r_0) = \tilde{\epsilon}''(r_0), \quad \tilde{\epsilon}_A(r_0) = \tilde{\epsilon}_A(r_0). \quad (13)$$

Общий вид решения уравнения (12) нетрудно получить в ВКБ-приближении по радиальной координате. Введем понятие радиальной составляющей волнового вектора $k_r(r)$, определяемой выражением

$$k_r(r) = \exp i \int k_r(r) dr. \quad (14)$$

Тогда из (12) можно получить соотношение

$$k_r^2(r) = \frac{k_y^2}{2} \sim \frac{1}{2} [\tilde{\epsilon}''(r_0)] (r - r_0)^2. \quad (15)$$

Видно, что радиальная составляющая волнового вектора обращается в нуль на двух магнитных поверхностях (поверхностях отсечки):

$$r_{1,2} = r_0 \pm \sqrt{\frac{2}{[\tilde{\epsilon}''(r_0)]}}. \quad (16)$$

Область прозрачности моды (где $k_r^2(r) > 0$) располагается между поверхностями отсечки вблизи минимума функции $\tilde{\epsilon}(r)$, если резонансная частота превосходит полоидальную ($\tilde{\epsilon}'' > 0$), и вблизи максимума этой функции, если резонансная частота меньше полоидальной ($\tilde{\epsilon}'' < 0$). В этих случаях мода оказывается замкнутой в резонатор, ограниченной поверхностями $r = r_1$ и r_2 .

Нетрудно убедиться, что альвеновская баллонная мода в резонаторе имеет дискретный спектр.

Для определенности рассмотрим резонатор на максимуме полоидальной частоты, когда $[\tilde{\epsilon}''(r)]_{r_0} < 0$ и $\tilde{\epsilon}'' < 0$. Обозначим $r_0 = r_0$, $l = 2 r_0 / |[\tilde{\epsilon}''(r)]_{r_0}|$. Тогда уравнение (12) сведется к виду

$$\frac{d^2 r}{dr^2} - \frac{k_y^2}{|[\tilde{\epsilon}''(r)]_{r_0}|} \sim \frac{2}{l^2} (r - r_0)^2 - r = 0. \quad (17)$$

Введем обозначения

$$s = \frac{r - r_0}{r_0}, \quad \frac{l^2}{k_y^2} \frac{2}{0} \frac{2}{A}^{1/4}, \quad \frac{2}{0} \frac{2}{0} \frac{l^2}{2}.$$

Тогда уравнение (17) по виду совпадает с уравнением Шрёдингера для гармонического осциллятора:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} + (s^2 - \epsilon) r = 0. \quad (18)$$

Решение этого уравнения возможно при условии, что параметр принимает целые значения:

$$2n - 1, \quad (19)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — радиальное волновое число. Отсюда следует квантованность частоты:

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{2} (2n - 1)^2 \frac{\omega_0^2}{lk_y^2} = \frac{1}{2} \sqrt{(2n - 1)^4 \frac{\omega_0^4}{l^2 k_y^4} + (2n - 1)^2 \frac{\omega_0^2}{lk_y^2} + \left(\frac{\omega_0^2}{\omega_A^2} \right)}. \quad (20)$$

Напомним, что поскольку рассматриваются азимутальные мелко-масштабные моды ($lk_y \sim m \gg 1$), отношение ω_0 / lk_y является малым параметром. Следовательно, при малых радиальных волновых числах ($n \sim 1$) собственная частота моды приближенно равна

$$\omega_n^2 \approx \omega_0^2 \left(1 + \frac{2n - 1}{lk_y} \sqrt{1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_A^2}} \right), \quad (21)$$

т. е. спектр является приближенно эквидистантным. Напротив, при больших значениях радиального волнового числа ($n \gg 1$) спектр конденсируется вблизи резонансной частоты: $\omega_n^2 \approx \omega_A^2 + O(n^{-1})$. Это совпадает с результатом, ранее полученном в работах [15, 20] другими методами.

Собственные функции выражаются как

$$r \sim 2^{-n/2} (n!)^{-1/2} H_n(s) e^{-s^2/2}, \quad (22)$$

где H_n — полиномы Эрмита. В частности, радиальная структура главной гармоники ($n = 0$) описывается функцией Гаусса.

О ВОЗМОЖНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ ДИСКРЕТНЫХ МОД В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Как уже было отмечено, резонатор может располагаться вблизи минимума функции $\omega(r)$ в случае, когда резонансная частота превосходит полоидальную ($\omega^2 > 0$). Наоборот, если резонансная частота меньше полоидальной ($\omega^2 < 0$), то резонатор располагается вблизи максимума этой функции.

Как видно из (10), первый случай может иметь место в случае сильного падения давления с расстоянием, когда $\omega_p < 0$ (заметим, что

по определению ω_c всегда отрицательно). При этом желательно, чтобы величина ω_c была как можно большей. Этот случай возможен в районе кольцевого тока. Второй случай может иметь место при небольшом градиенте давления. Тогда максимум полоидальной частоты может реализоваться вблизи внешней кромки плазмопаузы.

Таким образом, резонатор для альвеновской волны может реализоваться в районе кольцевого тока (на минимуме полоидальной частоты) и в районе внешней кромки плазмопаузы (на максимуме полоидальной частоты) [37, 42]. Возможность существования первого из этих резонаторов была впервые установлена в работе [63], однако корректные условия его реализации были выявлены в работах [28, 37]. Возможность существования резонатора на плазмопаузе была впервые отмечена в работе [37].

Моды в поперечном резонаторе характеризуются тремя основными свойствами:

- полоидальная поляризация;
- сильная локализация поперек силовых линий (причем главная гармоника имеет радиальную структуру, описываемую функцией Гаусса);
- независимость частоты от магнитной оболочки (частота характеризует резонатор как целое).

К настоящему времени накоплено немало наблюдательных свидетельств того, что этими свойствами обладают значительное количество геомагнитных пульсаций.

Как уже говорилось, характерной особенностью альвеновских мод с непрерывным спектром является трансформация полоидальных пульсаций в тороидальные. Однако такая трансформация крайне редко отмечается в наблюдениях. Однако если большинство наблюдаемых полоидальных пульсаций являются модами с дискретным спектром, замкнутыми в резонатор, то частота не зависит от L-оболочки, и трансформация не обязана происходить. Для таких мод более характерна амплитудная модуляция, обусловленная суперпозицией поперечных мод с различными радиальными гармониками n [52, 64].

Амплитудная модуляция наблюдается у гигантских пульсаций (Pg) — единственной разновидности азимутальных мелкомасштабных альвеновских волн ($m \sim 20$), регистрируемых на поверхности Земли. Исследования с помощью наземных магнитометров выявили сильную локализацию этих волн поперек магнитных оболочек. В проекции на земную поверхность область их локализации составляет 200—300 км в направлении север — юг, что соответствует примерно одному радиусу Земли R_E в магнитосфере [5, 24, 34, 35, 55]. При этом частота гигантских пульсаций не зависит от магнитной широты [62]. Как показано в работе [23], широтный профиль гигантских пульсаций в D-компоненте описывается функцией Гаусса. Все эти факты позволяют предположить, что гигантские пульсации являются собственными модами резонатора на внешней кромке плазмопаузы [52].

Полоидальные волны с $m \sim 50 \dots 150$ и сильной локализацией поперек магнитных оболочек в районе внешней кромки плазмопаузы часто регистрируются также с помощью спутников [22, 25, 26, 36, 51, 53, 58, 60] и радаров [32, 33]. В работе [61] показано наличие заметного повышения интенсивности полоидальных волн вблизи плазмопаузы по данным спутника AMPTE/CCE. Во всех этих случаях масштаб локализации поперек магнитных оболочек чуть меньше R_E . Отсюда можно заключить, что резонатор в районе плазмопаузы является довольно распространенным явлением.

Вместе с тем в некоторых случаях наблюдались полоидальные волны с периодом, не зависящим от L-оболочки, локализованные на резких неоднородностях плотности вне плазмосферы [31, 50] и в районе кольцевого тока [27, 64]. В работе [64] с помощью радаров системы SuperDARN изучена пульсация, пространственно-временное поведение которой совпадает с предсказаниями теории резонатора для импульсно возбужденных мод.

Таким образом, можно сделать вывод, что значительная часть полоидально поляризованных пульсаций в магнитосфере представляет собой колебания с дискретным спектром, являющиеся модами альвеновского резонатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ, проведенный в настоящей работе, подтверждает, что в плазме конечного давления в кривом магнитном поле могут возникать альвеновские моды с дискретным спектром, т. е. моды, замкнутые в резонаторы поперек магнитных оболочек. Такие резонаторы могут располагаться вблизи минимума полоидальной частоты как функции радиальной координаты, если резонансная частота превосходит полоидальную, или вблизи максимума этой функции, если резонансная частота меньше полоидальной. Первый случай может иметь место в районе кольцевого тока, второй — вблизи внешней кромки плазмопаузы.

Характерными особенностями мод с дискретным спектром являются полоидальная поляризация, сильная локализация поперек силовых линий (при этом главная гармоника имеет радиальную структуру, описываемую функцией Гаусса) и независимость частоты от магнитной оболочки. Анализ экспериментальных данных по полоидальным альвеновским волнам с $m \gg 1$ в магнитосфере позволил сделать вывод, что значительная часть таких волн представляет собой колебания поперечного резонатора для альвеновских волн.

Вместе с тем следует отметить, что некоторые азимутальные мелкомасштабные волны в магнитосфере (так называемые штормовые компрессионные волны Pc5) имеют частоты, значительно уступающие характерным альвеновским частотам. Идентификация их с альвеновскими волнами проблематична. Возможно, их следует отождествить с дрейфовыми компрессионными модами, которые могут воз-

никать в неоднородной бесстолкновительной плазме конечного давления. Такие волны также могут обладать дискретным спектром [40]. Ряд колебаний в переходном слое идентифицируется с зеркальными дрейфовыми волнами. В работах [38, 39] была показана возможность реализации резонаторов для мод этого типа при учете их сцепления с альвеновскими волнами из-за неоднородности плазмы и конечного ларморовского радиуса ионов.

Авторы благодарны Д. В. Костареву за помощь в оформлении рукописи. Работа выполнена в рамках Комплексной программы НАН Украины по космическим исследованиям и Программы НАН Украины по физике плазмы (О. К. Черемных). Работа также поддержана грантами РФФИ № 14–05–00588 (П. Н. Магер) и Украинского научно-технического центра, проект № 6060 (О. К.). Авторы благодарны А. С. Парновскому за обсуждение результатов работы.

1. *Агапитов А. В., Парновский А. С., Черемных О. К.* Спектр поперечно-мелкомасштабных возмущений во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—**22**, № 6.—С. 387—401.
2. *Агапитов А. В., Черемных О. К.* Поляризация резонансных УНЧ-возмущений в магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2011.—**27**, № 3.—С. 17—27.
3. *Бурдо О. С., Черемных О. К., Верхоглядова О. П.* Изучение баллонных мод во внутренней магнитосфере Земли // Изв. АН. Сер. физ.—2000.—**64**.—С. 1896—1900.
4. *Гульельми А. В., Поляков А. Р.* О дискретности спектра альвеновских колебаний // Геомагнетизм и аэрономия.—1983.—**23**, № 2.—С. 341—343.
5. *Клейменова Н. Г., Афанасьева Л. Т., Козырева О. В. и др.* Гигантские пульсации P_g на широтном профиле обсерваторий // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—**30**, № 4.—С. 579—583.
6. *Климушкин Д. Ю.* Пространственная структура азимутально-мелкомасштабных гидромагнитных волн в аксиально-симметричной магнитосфере с конечным давлением плазмы // Физ. плазмы.—1997.—**23**, № 10.—С. 931—944.
7. *Леонович А. С., Мазур В. А., Сенаторов В. Н.* Альвеновский волновод // Журн. эксперим. и теор. физ.—1983.—**85**, № 1 (7).—С.141—145.
8. *Магер П. Н., Климушкин Д. Ю.* Генерация альвеновских волн движущейся неоднородностью плазмы в магнитосфере // Физ. плазмы.—2007.—**33**, № 5.—С. 435—442.
9. *Мазур Н. Г., Федоров Е. Н., Пилипенко В. А.* Дисперсионное соотношение для баллонных мод и условие их устойчивости в околоземной плазме // Геомагнетизм и аэрономия.—2012.—**52**, № 5.—С. 639—648.
10. *Потапов А. С., Цэгмед Б., Рыжакова Л. В.* Связь потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите с уровнем УНЧ активности на поверхности Земли и в солнечном ветре в 23-м цикле // Космич. исслед.—2012.—**50**.—С. 130—146.
11. *Черемных О. К., Данилова В. В.* Поперечно-мелкомасштабные МГД-возмущения в космической плазме с магнитными поверхностями // Кинематика и физика небес. тел.—2011.—**27**, № 2.—С. 63—79.
12. *Черемных О. К., Климушкин Д. Ю., Костарев Д. В.* О структуре азимутально-мелкомасштабных УНЧ-колебаний горячей космической плазмы в кривом магнитном поле. Моды с непрерывным спектром // Кинематика и физика небес. тел.—2014.—**30**, № 5.—С. 3—21.

13. *Agapitov A. V., Cheremnykh O. K.* Natural oscillations of the Earth magnetosphere associated with solar wind sudden impulses // *Ukr. Phys. J.*—2008.— **53**, N 5.— P. 506—510.
14. *Agapitov A. V., Cheremnykh O. K.* Magnetospheric ULF waves driven by external sources // *Adv. Astron. Space Phys.*—2013.— **3**.—P. 12—19.
15. *Andrushchenko Zh. N., Cheremnykh O. K., Edenstrasser J. W.* Global Alfvén eigenmodes in a stellarator with trapped energetic particles // *Phys. Plasmas.*—1999.— **6**.—P. 2462—2471.—DOI:10.1063/1.873518.
16. *Appert K., Gruber R., Troyon F., Vaclavik J.* Excitation of global eigenmodes of the Alfvén-wave in tokamaks // *Plasma Phys. and Control. Fusion.*—1982.— **24**, N 9.— P. 1147—1159.—DOI:10.1088/0032-1028/24/9/010.
17. *Cheremnykh O. K.* Transversally small-scale perturbations in arbitrary plasma configurations with magnetic surfaces // *Plasma Phys. Contr. Fusion.*—2010.— **52**, N 9.— 095006.—DOI:10.1088/0741-3335/52/9/095006.
18. *Cheremnykh O. K., Parnowski A. S.* Flute and ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth: Stability and influence of the ionospheric conductivity // *Space Science: New Research / Ed. by N. S. Maravell.* — New York: Nova Science Publishers, 2006.—P. 71—108.
19. *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.— **37**, N 3.—P. 599—603.—DOI:10.1016/j.asr.2005.01.073.
20. *Cheremnykh O. K., Revenchuk S. M.* Dispersion relations for the Suydam problem // *Plasma Phys. and Contr. Fusion.*—1992.— **34**, N 1.—P. 55—75.—DOI:10.1088/0741-3335/34/1/004.
21. *Cheremnykh O. K., Revenchuk S. M., Omel'chenko A. Ya., Burdo O. S.* Theory of quasi-flute modes in toroidal plasma configurations // *Phys. scr.*—1995.— **51**.—P. 263—276.—DOI:10.1088/0031-8949/51/2/016.
22. *Chi P. J., Le G.* Observations of magnetospheric high-m poloidal waves by ST-5 satellites in low Earth orbit during geomagnetically quiet times // *J. Geophys. Res.*—2015.— **120**.—P. 4776—4783.—DOI:10.1002/2015JA021145.
23. *Chisham G., Mann I. R., Orr D.* A statistical study of giant pulsation latitudinal polarization and amplitude variation // *J. Geophys. Res.*—1997.— **102**.—P. 9619—9630.—DOI:10.1029/97JA00325.
24. *Chisham G., Orr D., Yeoman T. K.* Observations of a giant pulsation across an extended array of ground magnetometers and on auroral radar // *Planet. Space Sci.*—1992.— **40**.—P. 953—964.—DOI:10.1016/0032-0633(92)90135-B.
25. *Cramm R., Glassmeier K.-H., Othmer C., et al.* A case study of a radially polarized Pc4 event observed by the Equator-S satellite // *Ann. Geophys.*—2000.— **18**.—P. 411—415.—DOI:10.1007/s00585-000-0411-5.
26. *Dai L., Takahashi K., Lysak R., et al.* Storm time occurrence and spatial distribution of Pc4 poloidal ULF waves in the inner magnetosphere: A Van Allen Probes statistical study // *J. Geophys. Res.*—2015.— **120**.—P. 4748—4762.—DOI:10.1002/2015JA021134.
27. *Denton R. E., Lessard M. R., Kistler L. M.* Radial localization of magnetospheric guided poloidal Pc 4-5 waves // *J. Geophys. Res.*—2003.— **108**(A3).—P. SMP 4-1, CiteID 1105.—DOI:10.1029/2002JA009679.
28. *Denton R. E., Vetoulis G.* Global poloidal mode // *J. Geophys. Res.*—1998.— **103**.—P. 6729—6739.—DOI:10.1029/97JA03594.
29. *Dmitrienko I. S.* Evolution of FMS and Alfvén waves produced by the initial disturbance in the FMS waveguide // *J. Plasma Phys.*—2013.— **79**.—P. 7—17.—DOI: 10.1017/S0022377812000608.
30. *Dmitrienko I. S., Mazur V. A.* The spatial structure of quasicircular Alfvén modes of waveguide at the plasmopause: interpretation of Pc1 pulsations // *Planet. Space Sci.*—1992.— **40**.—P. 139—148.—DOI:10.1016/0032-0633(92)90156-I.

31. *Engebretson M. J., Murr D. L., Erickson K. N., et al.* The spatial extent of radial magnetic pulsation events observed in the dayside near synchronous orbit // *J. Geophys. Res.*—1992.—**97A**, N 9.—P. 13741—13758.—DOI:10.1029/92JA00992.
32. *Fenrich F. R., Samson J. C.* Growth and decay of field line resonances // *J. Geophys. Res.*—1997.—**102A**, N 9.—P. 20031—20040.—DOI:10.1029/97JA01376.
33. *Fenrich F. R., Samson J. C., Sofko G., et al.* ULF high- and low- m field line resonances observed with the Super Dual Auroral Radar Network // *J. Geophys. Res.*—1995.—**100A**, N 11.—P. 21535—21548.—DOI:10.1029/95JA02024.
34. *Glassmeier K.-H.* Magnetometer array observations of a giant pulsation event // *J. Geophys.*—1980.—**48**.—P. 127—138.
35. *Green C. A.* Observations of Pg pulsations in the Northern auroral zone and at lower latitude conjugate regions // *Planet. Space Sci.*—1979.—**27**.—P. 63—77.—DOI: 10.1016/0032-0633(79)90148-X.
36. *Hughes W. J., McPherron R. L., Russell C. T.* Multiple satellite observations of pulsation resonance structure in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.*—1977.—**82**, N 4.—P. 492—498.—DOI:10.1029/JA082i004p00492.
37. *Klimushkin D. Yu.* Resonators for hydromagnetic waves in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.*—1998.—**103**.—P. 2369—2375.—DOI: 10.1029/97JA02193.
38. *Klimushkin D. Yu.* Spatial structure and dispersion of drift mirror waves coupled with Alfvén waves in a 1-D inhomogeneous plasma // *Ann. Geophys.*—2006.—**24**.—P. 2291—2297.—DOI:10.5194/angeo-24-2291-2006.
39. *Klimushkin D. Yu., Chen L.* Eigenmode stability analysis of drift-mirror modes in non-uniform plasmas // *Ann. Geophys.*—2006.—**24**.—P. 2435—2439.—DOI:10.5194/angeo-24-2435-2006.
40. *Klimushkin D. Yu., Mager P. N.* Spatial structure and stability of coupled Alfvén and drift compressional modes in non-uniform magnetosphere: Gyrokinetic treatment // *Planet. Space Sci.*—2011.—**59**.—P. 1613—1620.—DOI:10.5194/angeo-24-2291-2006.
41. *Klimushkin D. Yu., Mager P. N.* The Alfvén mode gyrokinetic equation in finite-pressure magnetospheric plasma // *J. Geophys. Res.*—2015.—**120**.—P. 4465—4474.—DOI:10.1002/2015JA021045.
42. *Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Glassmeier K.-H.* Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // *Ann. Geophys.*—2004.—**22**.—P. 267—288.—DOI: 10.5194/angeo-22-267-2004.
43. *Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Glassmeier K.-H.* Spatio-temporal structure of Alfvén waves excited by a sudden impulse localized on an L-shell // *Ann. Geophys.*—2012.—**30**.—P. 1099—1106.—DOI:10.5194/angeo-30-1099-2012.
44. *Kozlov D. A., Mazur N. G., Pilipenko V. A., Fedorov E. N.* Dispersion equation for ballooning modes in two-component plasma // *J. Plasma Phys.*—2014.—**80**.—P. 379—393.—DOI:10.1017/S0022377813001347.
45. *Leonovich A. S., Klimushkin D. Yu., Mager P. N.* Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse small-scale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization // *J. Geophys. Res.*—2015.—**120**.—P. 5443—5454.—DOI: 10.1002/2015JA021044.
46. *Leonovich A. S., Kozlov D. A.* Magnetosonic resonances in the magnetospheric plasma // *Earth Planets Space*.—2013.—**65**.—P. 369—384.—DOI:10.5047/eps.2012.07.002.
47. *Leonovich A. S., Mazur V. A.* A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // *Planet. Space Sci.*—1993.—**41**.—P. 697—717.—DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.
48. *Leonovich A. S., Mazur V. A.* Magnetospheric resonator for transverse-small-scale standing Alfvén waves // *Planet. Space Sci.*—1995.—**43**.—P. 881—883.—DOI: 10.1016/0032-0633(94)00206-7.

49. Leonovich A. S., Mazur V. A. Standing Alfvén waves with $m \gg 1$ in an axisymmetric magnetosphere excited by a non-stationary source // *Ann. Geophys.*—1998.—**16**.—P. 914—920.—DOI:10.1007/s00585-998-0914-z.
50. Liu W., Cao J. B., Li X., et al. Poloidal ULF wave observed in the plasmasphere boundary layer // *J. Geophys. Res.*—2013.—**118**.—DOI:10.1002/jgra.50427.
51. Liu W., Sarris T. E., Li X., et al. Spatial structure and temporal evolution of a dayside poloidal ULF wave event // *Geophys. Res. Lett.*—2011.—**38**.—L19104.—DOI: 10.1029/2011GL049476.
52. Mager P. N., Klimushkin D. Yu. Giant pulsations as modes of a transverse Alfvénic resonator on the plasmopause // *Earth Planets Space*.—2013.—**65**.—P. 397—409.—DOI:10.5047/eps.2012.10.002.
53. Menk F. W., Waters C. L. Magnetoseismology: Ground-based remote sensing of the Earth's magnetosphere. — John Wiley and Sons, 2013.—244 p.—DOI: 10.1002/9783527652051.
54. Mikhailova O. S. The spatial structure of ULF-waves in the equatorial resonator localized at the plasmopause with the admixture of the heavy ions // *J. Atmos. and Sol.-Terr. Phys.*—2014.—**108**.—P. 10—16.—DOI:10.1016/j.jastp.2013.12.007.
55. Rostoker G., Lam H.-L., Olson J. V. PC 4 giant pulsations in the morning sector // *J. Geophys. Res.*—1979.—**84A**, N 9.—P. 5153—5166.—DOI: 10.1029/JA084iA09p05153.
56. Saka O., Hayashi K., Leonovich A. S. Ionospheric loop currents and associated ULF oscillations at geosynchronous altitudes during preonset intervals of substorm aurora // *J. Geophys. Res.*—2015.—**120**.—P. 2460—2468.—DOI:10.1002/2014JA020842.
57. Samson J. C., Wallis D. D., Hughes T. J., et al. Substorm intensifications and field line resonances in the nightside magnetosphere // *J. Geophys. Res.*—1992.—**97**.—P. 8495—8518.—DOI:10.1029/91JA03156.
58. Schäfer S., Glassmeier K.-H., Eriksson P. T. I., et al. Spatial and temporal characteristics of poloidal waves in the terrestrial plasmasphere: a CLUSTER case study // *Ann. Geophys.*—2007.—**25**.—P. 1011—1024.—DOI: 10.5194/angeo-25-1011-2007.
59. Schäfer S., Glassmeier K.-H., Eriksson P. T. I., et al. Spatio-temporal structure of a poloidal Alfvén wave detected by Cluster adjacent to the dayside plasmopause // *Ann. Geophys.*—2008.—**26**.—P. 1805—1817.—DOI:10.5194/angeo-26-1805-2008.
60. Singer H. J., Hughes W. J., Russel C. T. Standing hydromagnetic waves observed by ISEE 1 and 2: Radial extent and harmonic // *J. Geophys. Res.*—1982.—**87**.—P. 3519—3527.—DOI:10.1029/JA087iA05p03519.
61. Takahashi K., Anderson B. J. Distribution of ULF-energy ($f < 80$ mHz) in the inner magnetosphere: a statistical analysis of AMPTE CCE magnetic field data // *J. Geophys. Res.*—1992.—**97**.—P. 10751—10769.—DOI:10.1029/92JA00328.
62. Takahashi K., Glassmeier K.-H., Angelopoulos V., et al. Multisatellite observations of a giant pulsation event // *J. Geophys. Res.*—2011.—**116**.—A11223.—DOI:10.1029/2011JA016955.
63. Vetoulis G., Chen L. Global structures of Alfvén-ballooning modes in magnetospheric plasmas // *Geophys. Res. Lett.*—1994.—**21**, N 19.—P. 2091—2094.—DOI:10.1029/94GL01703.
64. Yeoman T. K., James M., Mager P. N., Klimushkin D. Yu. SuperDARN observations of high-m ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory // *J. Geophys. Res.*—2012.—**117**.—A06231.—DOI: 10.1029/2012JA017668.
65. Zolotukhina N. A., Mager P. N., Klimushkin D. Yu. Pc5 waves generated by substorm injection: a case study // *Ann. Geophys.*—2008.—**26**.—P. 2053—2059.—DOI: 10.5194/angeo-26-2053-2008.

Статья поступила в редакцию 30.07.15