

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ ВОЛН АЛЬВЕНА В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. Ф. З. Фейгин¹, *, А. В. Гульельми¹, **

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: feygin@ifz.ru

**E-mail: guglielmi@mail.ru

Поступила в редакцию 09.02.2023 г.

После доработки 23.05.2023 г.

Принята к публикации 26.05.2023 г.

Статья посвящена 80-летию открытия волн Альвена, которые играют большую роль в физике, радиофизике, астрофизике и физике Земли. Внимание сосредоточено на пондеромоторном перераспределении плазмы в магнитосфере Земли под воздействием волн Альвена и ионно-циклотронных волн. На относительно небольших расстояниях от Земли пондеромоторная сила является выталкивающей, т.е. направлена вверх независимо от того, распространяется волна Альвена к Земле или от Земли. В приэкваториальной зоне центральных областей магнитосферы волны в диапазоне $Pc\ 1$ сгребают плазму к минимуму геомагнитного поля, так что на экваторе образуется максимум плотности плазмы при достаточно высокой интенсивности волн. На периферии магнитосферы происходит бифуркация и максимум расщепляется на два максимума, причем расстояние между ними увеличивается с удалением от Земли. В обсуждении кратко рассмотрены также полярный ветер, ускорение тяжелых ионов и фиктивная нелинейность поверхностного импеданса земной коры.

Ключевые слова: геомагнитное поле, плотность плазмы амбиполярная диффузия, бифуркация, полярный ветер, пондеромоторный резонанс, земная кора, магнитотеллурическое зондирование.

DOI: 10.31857/S0002333723060066, **EDN:** LYFLZG

1. ВВЕДЕНИЕ

Прошло 80 лет после того, как выдающийся шведский физик лауреат Нобелевской премии Ханнес Альвен теоретически обнаружил волны, названные впоследствии его именем [Alfvén, 1942], играющие большую роль в физике [Ландау, Лифшиц, 2003], радиофизике [Гинзбург, 1960], астрофизике [Альвен, 1952] и физике Земли [Гульельми, 1979; Нишида, 1980]. Наша статья посвящена юбилею этого знаменательного открытия.

Мы сосредоточим внимание на пондеромоторном перераспределении плазмы в магнитосфере Земли под воздействием монохроматической волны Альвена. Напомним, что пондеромоторной называют нелинейную силу, действующую на заряженную частицу в переменном электромагнитном поле. Сотрудники ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН инициировали исследование пондеромоторных сил в магнитосфере Земли и внесли в развитие этого нового направления заметный вклад, опубликовав цикл оригинальных статей [Гульельми, 1992; 2007; Гульельми, Фейгин, 2018; Guglielmi et al., 2006; Feygin et al., 1998; 2013] (более полный список содержится в обзоре [Lundin, Guglielmi, 2006]). Следует отметить широкий интерес спе-

циалистов к проблеме пондеромоторных сил в космической и лабораторной плазме (см, например, [Barnett et al., 2022; Espinoza-Troni et al., 2023]).

Общее выражение для пондеромоторной силы в плазме содержит ряд членов и имеет довольно громоздкий вид. Удобно поименовать отдельные члены: сила Абрахама, сила Миллера, сила Лундина–Хултквиста, сила Барлоу и сила Болотовского–Серова [Lundin, Guglielmi, 2006]. Первые четыре силы пропорциональны $\partial E^2/\partial t$, ∇E^2 , $E^2 \nabla_{\parallel} B$, νE^2 соответственно. Здесь: E^2 – квадрат амплитуды колебаний электрического поля; B – величина геомагнитного поля; ∇_{\parallel} – производная вдоль силовой линии геомагнитного поля; ν – частота соударений между частицами. Что же касается силы Болотовского–Серова, то она пропорциональна E^2 и зависит от фазы колебаний в момент рождения заряженной частицы при фотоионизации.

В поле монохроматической волны сила Абрахама отсутствует. Над ионосферой (выше примерно 500 км) соударениями и фотоионизацией можно пренебречь, так что силу Барлоу и силу

Болотовского–Серова мы учитывать не будем. В результате заметно упрощается общее выражение для продольной компоненты пондеромоторной силы, действующей на единичный объем магнитосферной плазмы:

$$f_{p\parallel} = \frac{1}{16\pi} \left[(\varepsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}) \nabla_{\parallel} E_{\alpha}^* E_{\beta} + E_{\alpha}^* E_{\beta} \frac{\partial \varepsilon_{\alpha\beta}}{\partial \mathbf{B}} \nabla_{\parallel} \mathbf{B} \right]. \quad (1)$$

Здесь: $\varepsilon_{\alpha\beta}$ – тензор диэлектрической проницаемости плазмы; $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера (см., например [Ландау, Лифшиц, 2003]); \mathbf{E} – электрическое поле волны; \mathbf{B} – внешнее магнитное поле. Именно эта компонента будет интересовать нас, поскольку она приводит к перераспределению магнитосферной плазмы. Поперечные компоненты силы в этом отношении менее эффективны.

Основное внимание мы уделим бегущим волнам, которые регулярно наблюдаются в магнитосфере в диапазоне Pc1 (0.2–5 Гц) [Troitskaya, 1961]. В разделах 2, 3 и 4 мы рассмотрим распределение плазмы в нижних слоях, в центральных областях и на периферии магнитосферы соответственно. В разделе 5 мы обсудим полярный ветер, ускорение тяжелых ионов и кажущуюся нелинейность поверхностного импеданса земной коры. Эти дополнительные примеры продемонстрируют многообразие проявлений пондеромоторных сил в околоземной плазме.

2. ВЫТАЛКИВАЮЩАЯ СИЛА

Рассмотрим пондеромоторную силу $f_{p\parallel}$ волны Альвена в магнитогиродинамическом приближении. Оно справедливо при условии, что частота волны много меньше гирочастоты наиболее тяжелых ионов, $\omega \ll \Omega = e_i B / m_i c$. Здесь e_i и m_i – заряд и масса иона, c – скорость света. Над максимумом ионосферного слоя F2 плазма состоит из электронов, протонов, ионов гелия и кислорода. В диапазоне Pc1 условие $\omega \ll \Omega$ заведомо выполняется в нижних слоях магнитосферы.

В приближении идеальной магнитной гидродинамики тензор диэлектрической проницаемости имеет вид $\varepsilon_{\alpha\beta} = \text{diag}(\varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\perp}, \infty)$, где: $\varepsilon_{\perp} = (c/c_A)^2$; $c_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$ – скорость Альвена; $c_A \ll c$; $\rho = \sum m_i N_i$ – плотность плазмы; N_i – концентрация ионов, причем суммирование производится по всем сортам ионов. В рамках идеальной магнитной гидродинамики продольная компонента электрического поля равна нулю: $E_{\parallel} = \mathbf{E}\mathbf{B}/B = 0$. С учетом этого из (1) следует, что $f_{p\parallel} = \rho A_{\parallel}$, где A_{\parallel} – пондеромоторное ускорение, равное

$$A_{\parallel} = \left(\frac{c}{B}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \nabla_{\parallel} E_{\perp}^2 - \frac{E_{\perp}^2}{B} \nabla_{\parallel} B \right]. \quad (2)$$

Мы хотим согласовать пространственную структуру волнового поля с пространственным распределением плотности ионов, которое само зависит от этой структуры. Воспользуемся соотношением

$$\nabla_{\parallel} E_{\perp}^2 = E_{\perp}^2 \nabla_{\parallel} \ln \frac{B^2}{\sqrt{\rho}}. \quad (3)$$

Оно выполняется для бегущих волн Альвена в квазиклассическом приближении. Тогда пондеромоторное ускорение примет вид:

$$A_{\parallel} = - \left(\frac{c E_{\perp}}{2B} \right)^2 \nabla_{\parallel} \ln \rho. \quad (4)$$

В нижних слоях магнитосферы плотность ρ уменьшается с удалением от Земли. Таким образом мы обнаружили, что пондеромоторная сила $f_{p\parallel} = \rho A_{\parallel}$ выталкивает плазму вверх всюду, за исключением плоскости геомагнитного экватора.

3. ЭКВАТОРИАЛЬНОЕ УПЛОТНЕНИЕ

В диапазоне Pc 1 условие применимости МГД приближения $\omega \ll \Omega$ нарушается в экваториальной зоне центральных областей магнитосферы. В результате складывается следующая картина. Представим себе волну Альвена, которая распространяется снизу вверх вдоль геомагнитных силовых линий, пересекающих плоскость геомагнитного экватора на расстояниях, скажем, 20–30 тыс. км от Земли. С удалением от Земли частота ω приближается снизу к гирочастоте Ω . В результате происходит модификация дисперсионного соотношения $\omega = c_A k_{\parallel}$, которое приближенно выполняется при $\omega \ll \Omega$, а также видоизменяется поляризация волны. Пондеромоторная сила повышается и достигает максимума в минимуме геомагнитного поля, т.е. на экваторе траектории волны Альвена. Покажем, что при достаточно большой амплитуде волны на экваторе может образоваться максимум плотности плазмы. Предварительно заметим, что волну Альвена с модифицированным законом дисперсии обычно называют ионно-циклотронной волной [Гульельми, 1979].

Для расчета выберем дипольную модель геомагнитного поля. Чтобы упростить выкладки будем считать, что ионно-циклотронная волна распространяется строго вдоль геомагнитных силовых линий. Тогда из (1) следует, что:

$$f_{p\parallel} = \frac{1}{8\pi} \left[(n^2 - 1) \nabla_{\parallel} E^2 + E^2 \frac{\partial n^2}{\partial B} \nabla_{\parallel} B \right], \quad (5)$$

где n – известное выражение для поперечной циркулярно поляризованной ионно-циклотрон-

ной волны [Лифшиц, Питаевский, 1979]. В приближении геометрической оптики $E \propto \sqrt{B/n}$. Это позволяет исключить из (5) производную по квадрату амплитуды волны. Будем считать, что плазма состоит из электронов и ионов одного сорта (протонов). Тогда $f_{p\parallel} = \rho A_{\parallel}$, причем

$$A_{\parallel} = -\left(\frac{cE}{2B}\right)^2 \left(\frac{\Omega}{\Omega - \omega}\right) \left[\left(\frac{\omega}{\Omega - \omega}\right) \nabla_{\parallel} \ln B + \nabla_{\parallel} \ln \rho \right], \quad (6)$$

где: $\rho = m_p N$; m_p – масса протона; N – концентрация электронов.

Рассмотрим баланс сил, действующих на плазму в продольном направлении:

$$\nabla_{\parallel} p = \rho g_{\parallel} + f_{p\parallel}. \quad (7)$$

Здесь p – давление плазмы; g_{\parallel} – проекция гравитационного ускорения на траекторию волны.

Учтем уравнение состояния $p = c_s^2 \rho$, где c_s – скорость звука, и перепишем уравнение (7) в виде:

$$\frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = g_{\parallel}(z) + A_{\parallel}[E(z), B(z), \rho(z)], \quad (8)$$

где координата z направлена вдоль траектории волны. К уравнению (8) следует добавить формулу

$$\frac{E(z)}{E(0)} = \left\{ \left[\frac{B(z)}{B(0)} \right]^3 \left[\frac{\rho(0)}{\rho(z)} \right] \left[\frac{\Omega(z) - \omega}{\Omega(0) - \omega} \right] \right\}^{1/4}, \quad (9)$$

которая вытекает из соотношения $E \propto \sqrt{B/n}$. Точка $z = 0$ совпадает с минимумом магнитного поля, который располагается в вершине траектории.

Анализ уравнений (7), (8) показывает, что ионно-циклотронные волны “сгребают” плазму вдоль силовых линий геомагнитного поля по направлению к экватору. При $E(0) > E_c$ в распределении плазмы $\rho(z)$ появляется максимум при $z = 0$. Мы опускаем несложные выкладки, из которых следует, что в дипольной магнитосфере величина критической амплитуды равна:

$$E_c = \frac{2\sqrt{2}}{3c} \left(\frac{R_E g_E}{L} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{\Omega_0}{\omega} \right)^{1/2} - \left(\frac{\omega}{\Omega_0} \right)^{1/2} \right] B_0, \quad (10)$$

где: $R_E = 6371$ км – радиус Земли; $g_E = 980$ см/с² – ускорение силы тяжести на земной поверхности; L – параметр МакИльвейна, равный в данном случае расстоянию от центра Земли до вершины магнитной силовой линии в единицах R_E . Величины Ω_0 и B_0 берутся в точке $z = 0$.

Итак, при достаточно большой амплитуде волны формируется немонотонное распределение плотности вдоль геомагнитных силовых линий с максимумом на экваторе. На рис. 1 показаны распределения ρ при $L = 5$, $\omega/\Omega_0 = 0.5$. Величина

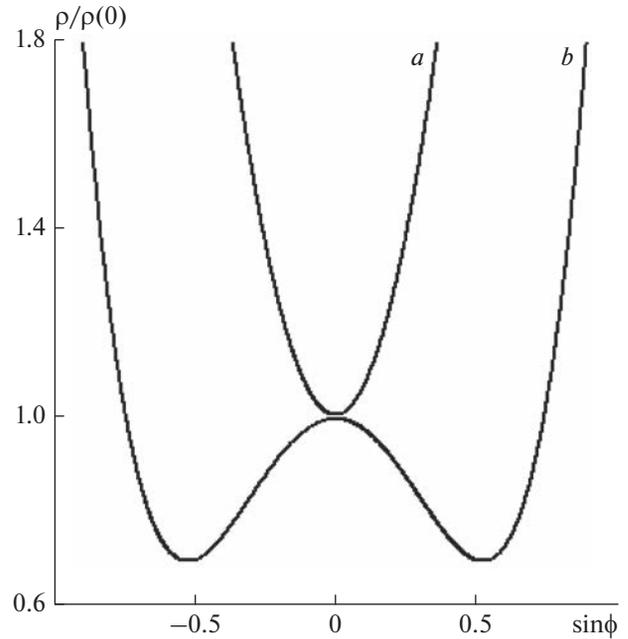


Рис. 1. Формы распределения плотности плазмы вдоль геомагнитной силовой линии. Здесь ϕ – геомагнитная широта. Кривая a , b соответствует докритической (надкритической) амплитуде ионно-циклотронной волны.

критической амплитуды равна $E_c = 0.58$ мВ/м. Кривые (a) и (b) соответствуют докритической ($E = 0.2$ мВ/м) и надкритической ($E = 2$ мВ/м) амплитудам ионно-циклотронных волн.

4. ЯВЛЕНИЕ БИФУРКАЦИИ

На периферии дневной полусферы магнитосферы возникает своеобразное явление бифуркации, сущность которого состоит в том, что максимум плотности плазмы, описанный в предыдущем разделе, расщепляется на два максимума. В самом деле, под воздействием динамического давления солнечного ветра структура геомагнитного поля на периферии магнитосферы радикально отличается от структуры поля диполя. В ночной стороне магнитосферы образуется длинный геомагнитный хвост, а в дневной полусфере поле усиливается за счет сжатия. При сжатии, что особенно для нас важно, на периферийных силовых линиях возникает не один минимум поля, как в центральных областях магнитосферы, а два минимума, причем расстояние между ними увеличивается с удалением от Земли. Ионно-циклотронная волна, распространяясь вдоль периферийных силовых линий дневной полусферы, сгребает плазму по направлению к минимумам поля. Возникает тенденция к формированию не одного, а двух максимумов плотности плазмы при удалении от Земли на расстояние, превыша-

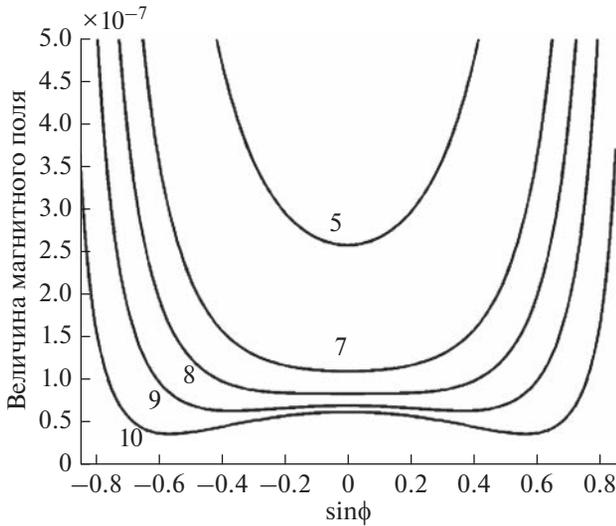


Рис. 2. Распределение магнитного поля вдоль геомагнитных силовых линий в плоскости полуденного меридиана на периферии магнитосферы. Величина магнитного поля выражена в гауссах. Числа около кривых указывают величину параметра L геомагнитной силовой линии.

ющее расстояние до точки бифуркации [Feuigin et al., 1998]. Мы произведем соответствующий численный расчет.

Прежде всего нам необходимо выбрать модель геомагнитного поля на периферии дневной полушферы магнитосферы. Мы воспользуемся моделью Антоновой—Шабанского [Антонова, Шабанский, 1968; Антонова и др., 1983], удобной для расчета баланса сил в контексте нашей работы.

На рис. 2 показано распределение величины B , рассчитанное по указанной модели, вдоль периферийных силовых линий в плоскости полуденного меридиана. Числа около кривых указывают на значения параметра Мак-Ильвейна L . Мы видим, что с удалением от Земли возникает бифуркация при $L \geq 8$. При меньших значениях L мы видим один минимум поля и он располагается на экваторе. При $L \geq 8$ возникает два минимума, причем расстояние между ними увеличивается с ростом L .

Стандартная модель диффузионного равновесия предсказывает монотонный спад плотности плазмы при удалении от Земли. Включение в уравнение баланса пондеромоторных сил, действующих на плазму со стороны ионно-циклотронных волн, может радикально изменить распределение плазмы. Мы используем выражение для пондеромоторной силы ионно-циклотронной волны. Подставив его в уравнение баланса сил, мы получим нелинейное дифференциальное уравнение, моделирующее распределения плотности плазмы. Уравнение решалось численно по

специально составленной программе. Результат расчета мы представим в графической форме.

На рис. 3 представлено распределение плотности плазмы в относительных единицах $\delta = \rho_2/\rho_0$, где ρ_0 — плотность плазмы на экваторе силовой линии с параметром $L = 10$. По горизонтальным осям отложены долгота λ и величина $x = \sin \phi$, где ϕ — широта. Долгота отсчитывается от полуденного меридиана. Отношение частоты волны к гирочастоте протонов на экваторе равно $\nu_0 = 0.5$, амплитуда колебаний магнитного поля в волне составляет 10^{-5} Гс при $\phi = 0$. Мы отчетливо видим бимодальное распределение плотности плазмы в окрестности полуденного меридиана.

Обратимся к рис. 4, на котором показано распределение относительной плотности плазмы δ в зависимости от параметров x и L при $\lambda = 0^0$, т.е. в плоскости полуденного меридиана. Частота и амплитуда волны выбраны те же, что и при расчете рис. 3. Мы видим, что при прочих равных условиях выше точки бифуркации $L = 8$ эффективность воздействия пондеромоторной силы на плазму монотонно увеличивается с ростом L .

Наконец, представляет интерес вопрос о зависимости величины пондеромоторного уплотнения плазмы от величины амплитуды B_1 колебаний магнитного поля в ионно-циклотронной волне. Рисунок 5 дает об этом общее представление. На нем амплитуда волны B_1 отложена по одной из горизонтальных координат.

Итак, наводящие теоретические соображения, изложенные в начале данного параграфа, полностью подтверждаются результатами численного моделирования. На периферии дневной полушферы магнитосферы отчетливо проявляется явление бифуркации, сущность которого в том, что унимодальное распределение плотности плазмы, типичное для центральных областей магнитосферы, на периферии магнитосферы становится бимодальным. Представляет определенный интерес экспериментальное исследование явления бифуркации путем прямых плазменных измерений на спутниках.

5. О МНОГООБРАЗИИ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ ЭФФЕКТОВ В ОКОЛОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ

Широко разнообразие геофизических проблем, в которых представление о пондеромоторных силах играет важную роль. Выше мы сосредоточили внимание на распределении плотности плазмы в магнитосфере при наличии пондеромоторных сил при условии статического равновесия. Это довольно жесткое условие ограничивает

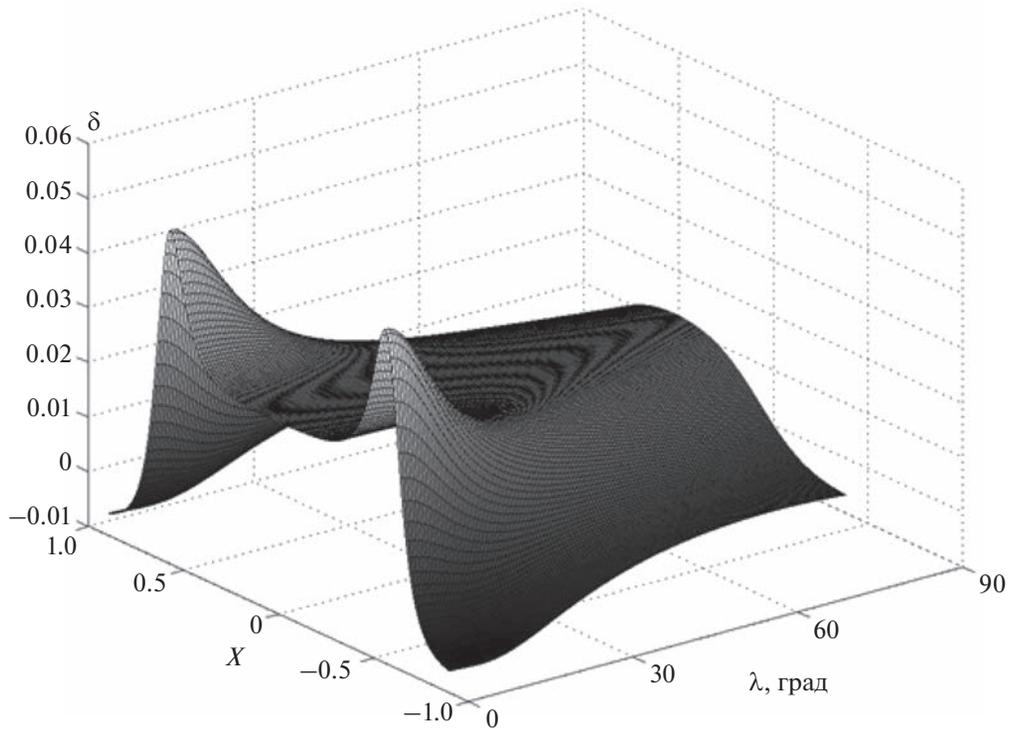


Рис. 3. Пондеромоторное перераспределение плотности плазмы в относительных единицах $\delta = \rho_2/\rho_0$ вдоль геомагнитной силовой линии с параметром $L = 10$ (см. текст).

круг задач, но его необходимо было принять, чтобы изложить основы теории пондеромоторных сил.

В данном разделе на трех характерных примерах будет показано, сколь широко разнообразие геофизических проблем, в которых пондеромоторные силы играют ключевую роль. Фактически мы стоим лишь на пороге перспективного направления исследований.

5.1. Полярный ветер

Вполне понятно, что в неравновесном состоянии пондеромоторные силы не только возмущают плотность, но приводят также к модификации плазменных течений. Обсудим данный эффект на примере стационарного полярного ветра.

Полярный ветер, представляет собой анабатический поток, выносящий ионосферную плазму в геомагнитный хвост со сверхзвуковой скоростью. Одномерное стационарное течение вдоль геомагнитных силовых линий подчиняется уравнению Бернулли, которое при наличии в потоке бегущих волн Альвена имеет вид [Гульельми, 2007]:

$$\begin{aligned} w^2/2 - s^2 \ln w - 2\epsilon^2 w^{1/2} z^{3/2} = \\ = \gamma/z + 3s^2 \ln z + \text{const.} \end{aligned} \quad (11)$$

Третий член в левой части уравнения учитывает влияние пондеромоторных сил на поток. В (11) ис-

пользованы следующие безразмерные величины: $w = u/u_0$, $\epsilon = c_E/u_0$. Здесь: $c_s = (2T/m_i)^{1/2}$; $u_0 = u(r_0)$; $E_{\perp 0} = E_{\perp}(r_0)\gamma = \kappa M_{\oplus}/r_0 u_0^2$; $B_0 = B(r_0)c_E = cE_{\perp 0}/2B_0$. Далее: u – скорость течения плазмы вдоль геомагнитных силовых линий; T – температура плазмы; E_{\perp} – амплитуда колебаний электрического поля в волне Альвена; κ – гравитационная постоянная; M_{\oplus} – масса Земли; r – геоцентрическое расстояние. При выводе (11) учтено, что над полярной шапкой силовые линии геомагнитного поля направлены почти радиально. Точка r_0 выбирается на силовой линии произвольно. Например, это может быть точка, в которой произведены прямые измерения параметров плазмы с помощью ИСЗ. Наконец, следует сказать, что наше уравнение является самосогласованным. А именно, при выводе (11) произведено согласование структуры волнового поля с пространственным распределением плазмы, которое само зависит от этой структуры.

Уравнение (11) неявно описывает семейство функций $u_c(r)$, из которых нас интересует только одна: монотонно возрастающая функция, проходящая через критическую точку $u_c = (c_s^2 + c_E^2)^{1/2}$, $r_c = \kappa M_{\oplus}/3(c_s^2 + c_E^2)$. Именно она описывает полярный ветер. Мы видим, что при появлении в

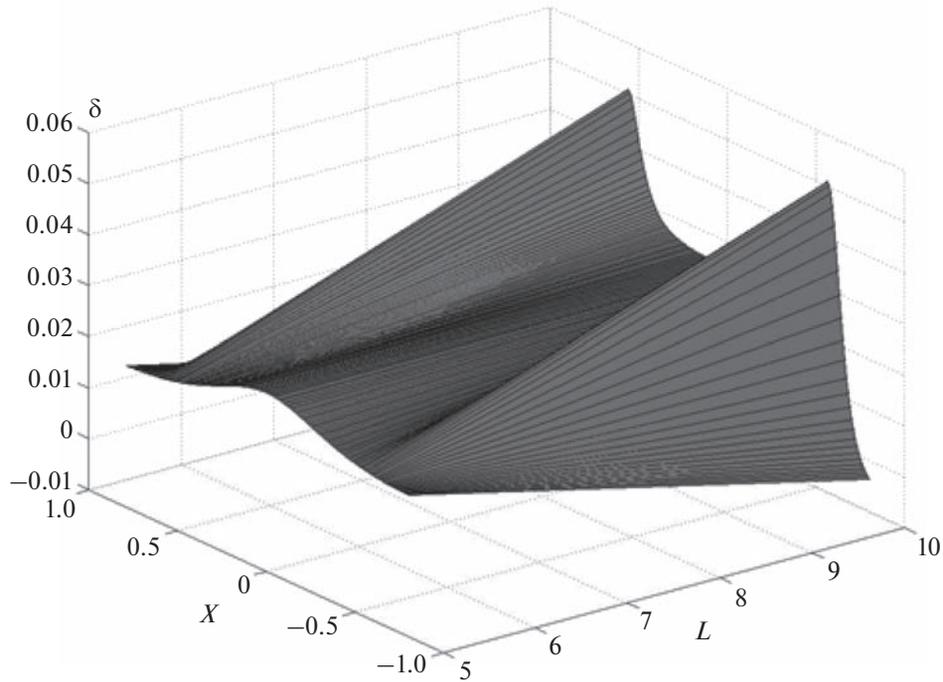


Рис. 4. Распределение относительной плотности плазмы δ в координатах (x, L) вдоль силовых линий в плоскости полуденного меридиана.

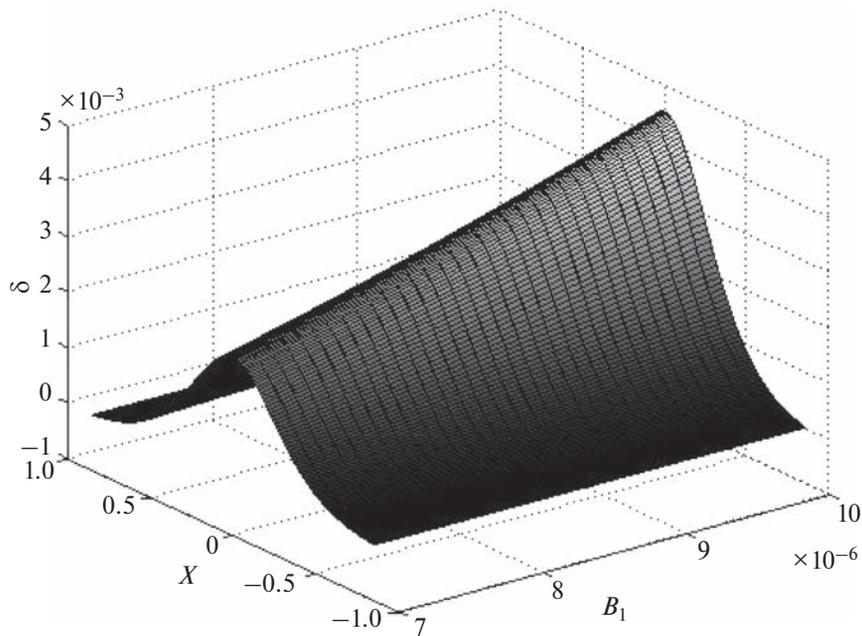


Рис. 5. Распределение относительной плотности плазмы δ вдоль геомагнитной силовой линии в координатах (x, B_1) при $\lambda = 0^0, v_0 = 0.5$. Здесь B_1 – амплитуда колебаний магнитного поля, выраженная в гауссах.

полярном ветре бегущих волн Альвена ($c_E \neq 0$) скорость в критической точке повышается, а высота этой точки понижается независимо от того,

распространяются волны к Земле или от Земли. Далее, анализ уравнения свидетельствует, что при $c_E \neq 0$ в полярном ветре ускорение плазмы нарастает

тает вниз по течению, в то время как при $c_E = 0$ ускорение убывает. Наконец, дополнительное предположение о поперечной локализации волнового поля приводит к представлению о формировании в потоке тонких и длинных волокон с повышенной скоростью и пониженной плотностью плазмы.

5.2. Пондеромоторный резонанс

Богатейшее разнообразие теоретических и экспериментальных задач возникает при явном учете многоионного состава магнитосферной плазмы. До сих пор мы либо пренебрегали ионным составом, либо учитывали его неявно, используя формулу $\rho = \sum m_i N_i$ для плотности плазмы при вычислении скорости Альвена. Здесь N_i — концентрация ионов с различным отношением заряда к массе. В данном разделе мы кратко обсудим одну из задач, причем в простейшей постановке.

Пусть в плазме, состоящей из электронов и протонов, распространяется волна Альвена с частотой $\omega \ll \Omega_p$. Обсудим пондеромоторную силу, действующую на тяжелый ион, например, на ион атомарного кислорода, который помещен в водородную плазму и рассматривается как пробная частица. При условии $\omega = \Omega_{O^+}$ возникает явление пондеромоторного резонанса. Заметим, что условие нелинейного резонансного взаимодействия тяжелого иона с волной Альвена совместимо с неравенством $\omega \ll \Omega_p$.

Качественно картина пондеромоторного ускорения тяжелого иона выглядит следующим образом. Допустим, что вначале тяжелый ион находится в геомагнитном поле настолько сильном, что выполняется условие МГД приближения $\omega \ll \Omega_{O^+}$. Под действием нерезонансной пондеромоторной силы ион выталкивается вверх (см. раздел 2) и медленно движется вдоль геомагнитной силовой линии в область более слабого поля до тех пор, пока не достигает точки пондеромоторного резонанса $\omega = \Omega_{O^+}$. В окрестности резонансной точки происходит резкое усиление пондеромоторного ускорения. Энергия иона значительно повышается при пересечении резонанса.

Для иллюстрации пондеромоторного резонанса на рис. 6 показан результат численного расчета траектория иона O^+ в поле волны Альвена, пересекающего точку пондеромоторного резонанса на высоте 15300 км. Мы видим, что шаг спирали увеличивается с каждым оборотом иона вокруг ведущего центра. Радикальное ускорение иона на резонансных высотах станет очевидным, если учесть, что на этих высотах темп течения времени можно отсчитывать по шагу спирали с процентной точностью.

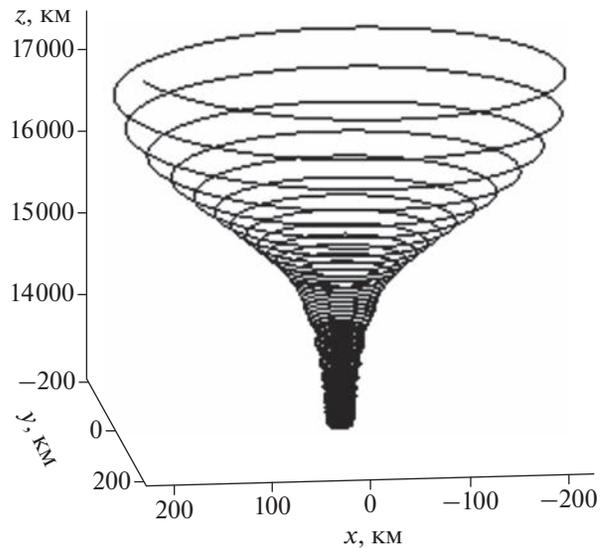


Рис. 6. Траектория иона кислорода в поле волны Альвена, стартующего на высоте 13000 км с нулевой скоростью и пересекающего точку пондеромоторного резонанса на высоте 15300 км.

5.3. Фиктивная нелинейность импеданса земной коры

В данном разделе мы объясним, как под действием пондеромоторных сил возникает кажущаяся (фиктивная) нелинейность поверхностного импеданса земной коры [Гульбельми, 2009]. Для этого нам потребуется представление не о бегущих, а о стоячих волнах Альвена. Модели стоячих волн используются для описания волнового поля УНЧ колебаний Pc 5 (диапазон периодов 150–600 с). Простейшей является модель резонансных тороидальных колебаний геомагнитной оболочки. Она подробно описана в монографии [Нишида, 1980].

Профиль комплексной амплитуды колебаний магнитного поля $H(x)$ на земной поверхности мы аппроксимируем функцией:

$$H(x) = H(x_R) / [1 + i(x_R - x)/\Delta]. \quad (12)$$

Здесь: ось x направлена вдоль геомагнитного меридиана; $x_R(\omega)$ — расстояние от точки наблюдения $x = 0$ до проекции на Землю магнитной оболочки, резонирующей на данной частоте ω под воздействием переменной вынуждающей силы; Δ — полуширина резонансного профиля.

Для вычисления поверхностного импеданса ζ обычно используется граничное условие Леонтовича $\mathbf{E}_t = \zeta \mathbf{H}_t \times \mathbf{n}$ [Ландау, Лифшиц, 2003]. Здесь \mathbf{E}_t и \mathbf{H}_t — касательные компоненты электрического и магнитного поля; \mathbf{n} — внутренняя нормаль к поверхности хорошо проводящего тела. Условие Леонтовича является приближенным.

Оно получено в первом приближении по малому параметру, равному толщине скин-слоя δ . Будем считать поверхность Земли плоской. Тогда следующее приближение является кубичным по малому параметру [Гульельми, 2010]. В рамках модели тороидальных колебаний оно имеет вид:

$$E = \zeta \left(H + \frac{i\delta^2}{4} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right) \quad (13)$$

или с учетом (12)

$$E = \zeta \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{x_R} \right)^2 \right] H \quad (14)$$

при $x_R \gg \Delta$. Здесь E – амплитуда колебаний электрического поля, индуцированного в земной коре переменным магнитным полем тороидальных колебаний.

Теперь учтем, что величина x_R существенно зависит от распределения плотности плазмы в магнитосфере, которое в свою очередь зависит от амплитуды стоячей волны Альвена (мы не останавливаемся здесь на расчете пондеромоторного перераспределения плазмы в поле стоячих волн). Таким образом, величина второго члена в квадратных скобках формулы (14) зависит от амплитуды волн.

В геофизике широко используется метод магнитотеллурического зондирования (МТЗ) земной коры [Бердичевский, Дмитриев, 1991]. Он основан на изучении частотной зависимости поверхностного импеданса, который вычисляется по классической формуле Тихонова–Каньяра $\zeta_{TK} = E/H$. Из сказанного выше ясно, что имеет место своеобразная нелинейность импеданса Тихонова–Каньяра. Фиктивную нелинейностью ζ_{TK} можно пренебречь, если $\delta \ll x_R$. Ею можно пренебречь также и в том случае, когда интенсивность колебаний Альвена, которые используются для производства МТЗ, достаточно мала, причем настолько мала, что можно игнорировать пондеромоторное перераспределение плазмы.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Обсудим вопрос о связи теории пондеромоторных сил в околоземном космическом пространстве с экспериментом. Мы видели (раздел 2), что решение статической задачи указывает на выталкивание ионосферной плазмы вверх, а решение задачи о стационарном течении плазмы (раздел 5.1) на высоких широтах свидетельствует об повышенном выносе ионосферной плазмы в магнитосферу. Оба эффекта дают основание предположить, что при возбуждении волн Альвена плотность плазмы на ионосферных высотах будет понижаться. Это явление наблюдалось на спутниках с полярной орбитой [Lundin, Guglielmi, 2006].

Далее, согласно нашей теории, возникают максимумы плотности плазмы в минимумах геомагнитного поля под воздействием достаточно интенсивных волн Альвена (разделы 3 и 4). Нам представляется интересной постановка спутниковых наблюдений с целью подтвердить или опровергнуть предсказание теории.

В заключение перечислим основные результаты исследования. В совокупности они дают качественную картину действия пондеромоторных сил волн Альвена в диапазоне Pc1 как на относительно малых, так и на больших высотах, в зонах высоких, средних и низких широт. Чтобы не усложнять структуру текста и, тем самым, облегчить целостное восприятие общей картины, мы не будем указывать громоздких количественных критериев, определяющих условия справедливости того или иного вывода. При необходимости соответствующий критерий можно вывести на основе формул из основного текста статьи.

1. На небольших удалениях от Земли пондеромоторная сила, направленная вдоль геомагнитных силовых линий, антипараллельна градиенту плотности плазмы независимо от того, распространяются волны Альвена к Земле или от Земли. Это приводит к выталкиванию плазмы из ионосферы в магнитосферу.

2. В приэкваториальной зоне центральных областей магнитосферы сила направлена к минимуму геомагнитного поля, который располагается на экваторе силовых линий. Под ее воздействием плазма сгребается к плоскости экватора и при достаточно большой амплитуде волн это приводит к формированию кольца экваториального уплотнения плазмы.

3. Ввиду специфики пространственного распределения геомагнитного поля на периферии дневной полусферы магнитосферы теория предсказывает формирование двух максимумов плотности плазмы, отстоящих от экватора на расстоянии, которые монотонно увеличиваются с удалением от Земли. Другими словами, в дневной полусфере возникает своеобразная бифуркация, при которой один максимум плотности плазмы расщепляется на два максимума при переходе из центральной магнитосферы к периферийным областям.

4. Пондеромоторные силы дают вклад в формирование полярного ветра, в резонансное ускорение тяжелых ионов и перенос их из ионосферы в магнитосферу, а также приводят к ряду других эффектов, интересных с геофизической точки зрения. В частности, парадоксальным представляется явление фиктивной нелинейности поверхностного импеданса земной коры.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Х. Космическая электродинамика. М.: Издательство иностр. литер. 1952. 260 с.
- Антонова А.Е., Шабанский В.П. Структура магнитного поля на больших расстояниях от Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. 1968. Т. 8. С. 801–805.
- Антонова А.Е., Шабанский В.П., Хедгекок П.С. Сопоставление эмпирической модели магнитного поля, основанной на данных HEOS-1,2, с аналитической двухдипольной моделью магнитосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1983. Т. 23. С. 697–699.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Магнитотеллурическое зондирование горизонтально-однородных сред // М.: Недра. 1991. 123 с.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматиздат. 1960. 685 с..
- Гульельми А.В. МГД волны в околоземной плазме. М.: Наука. 1979. 139 с.
- Гульельми А.В. Пондеромоторные силы в коре и в магнитосфере Земли // Физика Земли. 1992. № 7. С. 35–40.
- Гульельми А.В. Ультранизкочастотные электромагнитные волны в коре и в магнитосфере Земли // УФН. 2007. Т. 177. № 12. С. 1257–1276.
- Гульельми А.В. О фиктивной нелинейности поверхностного импеданса земной коры // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т.89. Вып.7. С. 439–442.
- Гульельми А.В. К 70-летию формулировки граничного условия Леонтовича // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 1. С. 105–106
<https://doi.org/10.3367/UFN.0180.201001g.0105>
- Гульельми А.В., Фейгин Ф.З. Воздействие пондеромоторных сил на магнитосферу Земли // Физика Земли. 2018. № 5. С. 53–60.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит. 2003. 656 с.
- Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука. 1979. 528 с.
- Нушида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Наука. 1980. 299 с.
- Barnett R.L., Green D.L., Waters C.L., Lore J.D., Smithe N., Myra J.R., Lau C., Van Compernelle B., Vincena S. Ponderomotive force driven density modifications parallel to on the LAPD // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 042508.
<https://doi.org/10.1063/5.0071162>
- Espinoza-Troni J., Asenjo F.A., Moya P.S. Ponderomotive forces due to electron waves in unmagnetized plasmas described by Kappa distribution functions // Plasma Phys. Control. Fusion. 2023. V. 65(6). P. 06500.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/acc68a>
- Alfvén H. Existence of electromagnetic hydrodynamic waves // Nature. 1942. V. 150. P. 405–406.
- Feygin F.Z., Pokhotelov O.A., Pokhotelov D.O., Mursula K., Kangas J., Braysy T., Kerttula R. Effect of heavy ions on ponderomotive forces due to ion cyclotron waves // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 20481–20486.
- Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A. Geoelectromagnetic Waves. IOP Publ. Ltd, Bristol. 1996.
- Guglielmi A., Lundin R., Potapov A., Tsegmed B., Petrunin A. Field-aligned acceleration of ions by the Alfvén waves in the polar regions // Advances in Space Research. V. 37. № 3 2006. P. 617–621.
- Nekrasov A.K., Feygin F.Z. Ponderomotive modification of multicomponent magnetospheric plasma due to electromagnetic ion cyclotron waves // Astrophys. Space Sci. 2013. V. 346. P. 203–212
- Lundin R., Guglielmi A. Ponderomotive forces in Cosmos // Space Sci. Rev. 2006. V. 127. № 1–4. P. 1–116.
- Troitskaya V.A. Pulsation of the Earth's electromagnetic field with period of the 1 to 15 seconds and their connection with phenomena in the high atmosphere // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. № 1. P. 5–18.

Ponderomotive Forces of Alfvén Waves in the Earth's Magnetosphere

F. Z. Feygin^{a, *} and A. V. Guglielmi^{a, **}

^a Schmidt Joint Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

*E-mail: feygin@ifz.ru

**E-mail: guglielmi@mail.ru

Abstract—This paper is devoted to the 80th anniversary of the discovery of Alfvén waves, which play an important role in physics, radiophysics, astrophysics, and Earth physics. The emphasis is on the ponderomotive redistribution of plasma in the Earth's magnetosphere under the action of Alfvén and ion-cyclotron waves. At relatively small distances from the Earth the ponderomotive force is buoyant, i.e., is directed upwards, regardless of whether an Alfvén wave propagates towards the Earth or away from it. In the near-equatorial zone of the central regions of magnetosphere waves in the Pc 1 range push the plasma to the minimum of geomagnetic field, so that a maximum of plasma density arises on the equator at a sufficiently high wave intensity. A bifurcation occurs at the magnetosphere's periphery, and the maximum is split into two maxima, the distance between which increases while moving away from the Earth. The polar wind, acceleration of heavy ions, and fictitious nonlinearity of the surface impedance of the Earth's crust are also briefly discussed.

Keywords: geomagnetic field, plasma density, ambipolar diffusion, bifurcation, polar wind, ponderomotive resonance, Earth's crust, magnetotelluric sensing