

УДК 550.344

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН ДИАПАЗОНА 0.1–0.2 Гц В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ЯМ НА ДНЕВНОЙ СТОРОНЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2018 г. А.К. Некрасов, Ф.З. Фейгин

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

Исследованы пондеромоторные эффекты, обусловленные электромагнитными ионно-циклотронными волнами в частотной полосе пульсаций $Pc\ 2$ (0.1–0.2 Гц) в двухионной (протоны H^+ , гелий He^+) плазме. Вблизи дневной границы магнитосферы при наличии определенной плотности ионов гелия пондеромоторная сила приводит к заметному увеличению плотности фоновой плазмы в минимумах магнитного поля (магнитных ямах), расположенных симметрично относительно экватора. При увеличении плотности ионов гелия происходит усиление влияния пондеромоторной силы на изменение плотности фоновой плазмы.

Ключевые слова: магнитосфера, пондеромоторная сила, магнитное поле, протоны, ионы гелия, магнитные ямы.

Введение

Пондеромоторную силу и ее влияние на модификацию фоновой плазмы магнитосферы Земли до сих пор связывали с геомагнитными пульсациями $Pc1$ (периоды 0.2–5 с) [Guglielmi *et al.*, 1993, 1995; Guglielmi, Pokhotelov, 1994; Pokhotelov *et al.*, 1996; Feygin *et al.*, 1998; Nekrasov, Feygin, 2011, 2012]. В названных работах предполагалось, что магнитосфера содержит только один сорт ионов – H^+ . Однако при наличии ионов гелия He^+ в плазме на дневной стороне магнитосферы Земли в области магнитных ям пондеромоторная сила, обусловленная пульсациями $Pc\ 2$ (периоды 5–10 с), также может существенно модифицировать фоновую плазму. Это связано с особенностями поведения пондеромоторной силы при прохождении волны через магнитные ямы, образованные давлением солнечного ветра на приграничных силовых линиях дневной магнитосферы. Если частота волны ω близка к гирочастоте ионов гелия ω_{ch} в области магнитных ям, то пондеромоторная сила $F \sim 1/(\omega - \omega_{ch})$ может существенно возрасти. Гирочастоты ионов гелия во внешней магнитосфере в области магнитных ям действительно близки к частотному диапазону $Pc\ 2$. Измерения с высоким временным разрешением на спутнике *OGO 5* [Kaye, Kivelson, 1979] и на земной поверхности [Dyrid *et al.*, 1997] показали наличие геомагнитных пульсаций в частотном диапазоне $Pc\ 1, 2$ во внешней магнитосфере на $L=7-14^1$, которые были поперечны к внешнему магнитному полю и имели амплитуду от 2 до 8γ .

Настоящая статья посвящена исследованию влияния пульсаций $Pc\ 2$ на модификацию плотности плазмы в областях магнитных ям на дневной стороне магнитосферы Земли и организована следующим образом.

¹ L – параметр Мак-Ильвейна, который в дипольной модели магнитосферы означает расстояние от диполя до вершины силовой линии в единицах радиуса Земли.

Сначала описывается модель геомагнитного поля в дневной магнитосфере Земли.

В следующем разделе представлено выражение для пондеромоторной силы, обусловленной пульсациями $Pc 2$, в многокомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и ионов гелия (He^+).

После этого рассматривается стационарное нелинейное уравнение баланса сил. Результаты численных расчётов уравнения баланса сил в двухионной (протоны H^+ и гелий He^+) плазме для определения нелинейной модификации плазмы в криволинейном магнитном поле представлены в предпоследнем разделе.

Завершается статья выводами.

Модель геомагнитного поля в дневной магнитосфере Земли

Авторами для численных расчетов была использована модель А.Е. Антоновой и В.П. Шабанского [1968], нашедшая подтверждение в результатах измерений магнитного поля, выполненных на спутниках *HEOS 1, 2* [Антонова, Шабанский, Хедгеккок, 1983], которая очень удобна для анализа геофизических явлений в дневной магнитосфере.

В сферической системе координат компоненты магнитного поля B_r , B_θ , B_λ для двухдипольной модели в меридиональной полуденно-ночной плоскости согласно работе [Антонова, Шабанский, 1968] имеют следующий вид:

$$B_r = -\frac{\partial U}{\partial r}, \quad B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad B_\lambda = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda}, \quad (1)$$

где $U = U_1 + U_2$; в свою очередь, U_1 и U_2 определяются как

$$U_1 = -\frac{B_E}{r^2} \cos \theta, \quad (2)$$

$$U_2 = -\frac{kB_E r \cos \theta}{(a^2 + r^2 - 2ar \sin \theta \cos \lambda)^{3/2}}.$$

В уравнениях (1), (2) r – геоцентрическое радиальное расстояние в единицах радиуса Земли R_E ; θ – полярный угол, отсчитываемый от вертикальной оси; λ – геомагнитная долгота, измеряемая от линии, которая соединяет два диполя ($\lambda=0$ соответствует полудню); $B_E=0.311$ Гс – экваториальное магнитное поле на поверхности Земли.

Подставляя U в уравнение (1) и используя выражения (2), получаем

$$B_r = -\frac{2B_E \cos \theta}{r^3} \alpha, \quad B_\theta = -\frac{B_E \sin \theta}{r^3} \beta, \quad B_\lambda = -\frac{B_E \cos \theta}{r^3} \gamma, \quad (3)$$

$$\alpha = 1 - \frac{kr^3 (a^2 - 2r^2 + ar \sin \theta \cos \lambda)}{2(a^2 + r^2 - 2ar \sin \theta \cos \lambda)^{5/2}},$$

$$\beta = 1 + \frac{kr^3 [(a^2 + r^2) \sin \theta - ar(2 + \cos^2 \theta) \cos \lambda]}{\sin \theta (a^2 + r^2 - 2ar \sin \theta \cos \lambda)^{5/2}},$$

$$\gamma = \frac{3kar^4 \sin \lambda}{(a^2 + r^2 - 2ar \sin \theta \cos \lambda)^{5/2}}.$$

Магнитное поле в произвольной точке на силовой линии и уравнение силовой линии определяются как $B = (B_r^2 + B_\theta^2 + B_\lambda^2)^{1/2}$:

$$B = \frac{B_E}{r^3} \left[(4\alpha^2 + \gamma^2) \cos^2 \theta + \beta^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial r}{\partial s} = \frac{B_r}{B}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial s} = \frac{1}{r} \frac{B_\theta}{B}, \quad \frac{\partial \lambda}{\partial s} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{B_\lambda}{B}, \quad (5)$$

где ∂s – элемент силовой линии.

Далее при расчетах приняты параметры $a=33$ и $k=13$, соответствующие дневной границе магнитосферы на расстоянии $r=10R_E$. Интенсивность магнитного поля вдоль приграничных магнитосферных силовых линий имеет минимумы (магнитные ямы), локализованные симметрично относительно экватора в широтной области 30° – 60° .

Пондеромоторная сила в многокомпонентной плазме

Мы будем использовать выражение для пондеромоторной силы F_{pz} , индуцированной электромагнитными ионно-циклотронными волнами, бегущими вдоль силовых линий магнитного поля Земли, полученного из уравнений движения, непрерывности и уравнений Максвелла (см., например, [Nekrasov, Feygin, 2005]). Полная пондеромоторная сила вдоль магнитной силовой линии в многокомпонентной неоднородной среде была выведена в [Nekrasov, Feygin, 2013] в виде

$$F_{pz} = -\frac{E_1^2}{16\pi} \sum_{j \neq e} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{cj}(\omega_{cj} - \omega)} \left\{ \frac{\partial \ln n_j}{\partial z} + \left[\frac{\omega}{\omega_{cj} - \omega} + \frac{2\omega_{cj}}{(\omega_{cj} - \omega)} \frac{1}{N^2} \right] \frac{\partial \ln B_0}{\partial z} \right\}, \quad (6)$$

где E_1 – амплитуда электрического поля циркулярно-поляризованной волны; N – показатель преломления; n_j – невозмущенная плотность частиц сорта j ; ω_{pj} – плазменная частота; ω_{cj} – циклотронная частота.

Уравнение (6) было выведено на основе стационарных уравнений магнитной гидродинамики, которые подразумевают достаточно частые столкновения по сравнению с временем установления рассматриваемого стационарного состояния. Если бы речь шла о плазме на ионосферных высотах, то вопрос о частоте соударений решался бы сравнительно просто в рамках теории парных соударений между частицами. Но в магнитосфере парные соударения заведомо не играют никакой роли. Тем не менее, и здесь можно говорить о некоторой аномальной, или турбулентной, а, лучше сказать, эффективной частоте соударений. Правомерность такого словоупотребления следует как из теоретических соображений [Веденов, 1965; Половин, Демуцкий, 1987], так и из наблюдений за явлениями переноса заряда, импульса и энергии в лабораторной и космической плазме. При этом речь фактически идет о рассеянии заряженных частиц на мелкомасштабных электромагнитных флуктуациях, перманентно существующих в магнитосфере.

В ряде работ (см. [Buneman, 1959; Carlqvist, Boström, 1970; Krueel et al., 1970]) содержится информация об эффективной частоте соударений электронов в магнитосфере. Хотя в отношении ионов положение оказывается несколько более сложным, у нас нет сомнений, что рассеяние ионов на мелкомасштабных турбулентных пульсациях магнитосферной плазмы весьма эффективно (см., например, [Hudson, Lysak, Moser, 1978]).

Максимум амплитуды электромагнитных ионно-циклотронных волн на силовой линии приходится на область минимума магнитного поля, где усиление наибольшее. В этой области в силу слабого изменения параметров плазмы амплитуду колебаний можно считать постоянной. Так как величина пондеромоторной силы пропорциональна квадрату амплитуды волны, следует ожидать, что наиболее эффективно эта

сила проявляет себя именно в названной области. При выводе выражения для пондеромоторной силы в диспергирующей среде при продольном распространении предполагалось [Вашими, Карпман, 1976], что $\frac{\partial E_1^2}{\partial z} \gg \frac{k_z}{\omega} \frac{\partial E_1^2}{\partial t}$, где E_1^2 – квадрат электрического поля волны, усредненный по времени; z – направление вдоль фонового магнитного поля; k_z – волновое число.

Квадрат показателя преломления в (6) с учетом $\omega_{ce} \gg \omega$ равен

$$N^2 = 1 - \sum_{j \neq e} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{cj}(\omega_{cj} - \omega)}. \quad (7)$$

Из-за продольной неоднородности среды амплитуда рассматриваемых волн зависит от координаты z . В приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна [Гинзбург, 1967] амплитуда электромагнитной ионно-циклотронной волны в слабонеоднородной среде определяется соотношением $E_1 \sim N^{-1/2}$. Из закона Фарадея для бегущих волн следует, что $B_1 = NE_1$, где B_1 – амплитуда магнитного поля циркулярно-поляризованной волны; в нашем случае $B_1^2 E_1^2 = \text{const}$. В результате, для циркулярно-поляризованных волн мы получаем, что $E_1^2 = B_{10}^2 / (N_0 N)$. Здесь и далее подстрочный индекс 0 относится к значениям на экваторе.

Таким образом, из выражения (6) следует, что пондеромоторная сила в рассматриваемой плазме равна сумме пондеромоторных сил протонов и ионов гелия.

Уравнение баланса сил

Рассмотрим многокомпонентную плазму, состоящую из электронов (e), протонов (i) и ионов гелия (h). В стационарном случае, анализируя соответствующие уравнения движения для каждого сорта частиц, для усредненной по времени нелинейной плотности возмущений n_{j2} мы получим уравнение баланса сил вдоль магнитной силовой линии в виде

$$T \nabla_{\parallel} [2n_{i2} + \left(\frac{q_h}{q_i} + 1\right) n_{h2}] = (m_i n_{i2} + m_h n_{h2}) (-g_E B_r / r^2 B) + F_{p\parallel}, \quad (8)$$

в котором подстрочный индекс \parallel означает направление z .

Следует подчеркнуть, что полное уравнение движения кроме электромагнитной силы содержит также градиент теплового давления и гравитационную силу [Lemaire, 1989; Persoon et al., 2009]. Для простоты мы предполагаем, что $T_j = T = \text{const}$, т.е. частицы всех сортов имеют одинаковую температуру. При выводе формулы (8) мы использовали условие квазинейтральности, равенство $q_i = -q_e$ и $g_E = 9.8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$.

Оператор $\nabla_{\parallel} = \mathbf{b} \cdot \nabla$, в котором $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ – единичный вектор фонового магнитного поля, равен

$$\nabla_{\parallel} = 3R_E^{-1} \eta^{-1/2} \frac{d}{dx}, \quad (9)$$

где $x = \cos \theta$ и

$$\eta = \left(\frac{dr}{dx}\right)^2 + \frac{r^2}{1-x^2} + r^2(1-x^2) \left(\frac{d\lambda}{dx}\right)^2. \quad (10)$$

Далее мы свяжем возмущения n_{h2} и n_{i2} . Из нелинейного уравнения непрерывности и уравнения движения можно получить следующее соотношение:

$$\frac{n_{h2}}{n_{i2}} \approx \frac{n_h}{n_i} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)}{\left(1 - v_{h0} \frac{B_0}{B}\right)}, \quad (11)$$

где $v_{i0} = \omega/\omega_{ci0}$, $v_{h0} = \omega/\omega_{ch0}$.

Подставляя (6), (9) и (11) в (8), получим уравнение

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{1}{\Lambda} \left(A_1 - \frac{d\Lambda}{dx} \right) \delta + \frac{1}{\Lambda} A_2 (A_3 + A_4 + A_5 + A_6), \quad (12)$$

в котором $\delta = \rho_{i2}/\rho_{i0}$, $\rho_{i2} = m_i n_{i2}$, $m_h = 4m_i$.

Входящие в уравнение (12) параметры Λ и h имеют вид

$$\Lambda = 2 + h \frac{m_i}{m_h} \left(\frac{q_h}{q_i} + 1 \right),$$

$$h = \frac{H}{P} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)}{\left(1 - v_{h0} \frac{B_0}{B}\right)};$$

здесь $P = \rho_i/\rho_{i0}$, $H = \rho_h/\rho_{i0}$; параметры A_{1-6} определяются как

$$A_1 = \frac{2g_E R_E x \alpha \mu}{(1-x^2) r \beta c_s^2}, \quad A_2 = -\frac{c^2}{2c_s^2} \frac{B_{i0}^2}{N_0^2} \frac{1}{B_0 B} \left(\frac{\mu_0}{\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(1-v_{i0})^{1/2} \left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)^{1/2}},$$

$$A_3 = \frac{1}{P^{1/2}} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad A_4 = \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)}{\left(1 - v_{h0} \frac{B_0}{B}\right)} \frac{1}{P^{1/2}} \frac{\partial H}{\partial x}, \quad A_5 = P^{1/2} \frac{\left(v_{i0} \frac{B_0}{B} + \frac{2}{N^2}\right)}{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)} \frac{\partial \ln B}{\partial x},$$

$$A_6 = \frac{H}{P^{1/2}} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)}{\left(1 - v_{h0} \frac{B_0}{B}\right)^2} \left(v_{h0} \frac{B_0}{B} + \frac{2}{N^2} \right) \frac{\partial \ln B}{\partial x},$$

где $c_s^2 = 2T/m_i$, $\mu = (1+h)$, $N^2 = 4\pi c^2 \frac{\rho_i}{B^2} \frac{\mu}{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B}\right)}$, $N_0^2 = N^2(x=0)$.

Для равновесной плотности плазмы будем использовать степенной закон ее распределения вдоль силовой линии в виде $\rho_j \sim r^{-\gamma}$, где $j=i, h$ (здесь h обозначает ионы гелия). Для рассматриваемых ниже больших расстояний от поверхности Земли наилучшим, соответствующим экспериментальным данным, выбором является $\gamma=1$ [Denton et al., 2006]. Таким образом, мы можем принять $P(x) = (1-x^2)^{-1}$, $H = H_0(1-x^2)^{-1}$.

Результаты численных расчетов

Как отмечалось выше, для численных расчетов были выбраны параметры $a=33$, $k=13$, значения которых соответствуют дневной границе магнитосферы на расстоянии $10R_E$ [Антонова, Шабанский, Хедгекок, 1983]. Для всех случаев мы предполагали, что квадрат звуковой скорости c_s^2 составляет $10^9 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$; кроме того, чтобы избежать сингулярности $1 - v_h = 0$, мы брали $v_{h0} < 1$. Плотность протонов на экваторе ρ_0 была принята равной $1.67 \cdot 10^{-20} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ для всех L вблизи дневной границы магнитосферы Земли.

Выбранные для расчетов значения параметров основаны на экспериментальных данных по измерению плотности плазмы в областях от плазмопаузы вплоть до границы магнитосферы, где плотность плазмы слабо зависит от L [Chappel, 1974; Carpenter, Anderson, 1992].

Дифференциальное уравнение (12) решалось методом Рунге–Кутты (Runge–Kutta).

Результаты данной работы, полученные авторами для плазмы, содержащей не только протоны, но и ионы гелия, дополняют результаты, приводимые ими в [Некрасов, Фейгин, 2016] для плазмы, содержащей всего один сорт ионов (протоны). Распространение электромагнитных ионно-циклотронных волн вдоль геомагнитных силовых линий в плазме с ионами гелия характеризуется наличием полос непрозрачности на частотах вблизи гирочастоты гелия. Особенность такой плазмы была учтена при расчетах.

Так как в выражении для пондеромоторной силы имеются члены, пропорциональные $1/(1 - v_{i0})$ и $1/(1 - v_{h0})$, то чтобы избежать сингулярности, в численных расчетах мы брали $v_{i0} = 0.14$. В предыдущей работе [Некрасов, Фейгин, 2016] этот параметр принимался равным 0.5 (гирочастота гелия в экваториальной области в четыре раза меньше гирочастоты протона в той же области). Использование $v_{i0} = 0.14$ и привело к разнице между значениями возмущения плотности фоновой плазмы, полученных при наличии ионов гелия и их отсутствии.

Ниже приводятся результаты вычисления нелинейного возмущения плотности плазмы δ вдоль магнитной силовой линии в экваториальной области.

На рис. 1 показано распределение нелинейного возмущения фоновой плотности плазмы $\delta = \rho_{i2}/\rho_{i0}$, $\rho_{i2} = m_i n_{i2}$ вдоль магнитной силовой линии (как функция широты $x = \cos \theta$) на $L=10$ при $v_{i0} = \omega/\omega_{ci0} = 0.14$, $B_{10} = 10^{-5}$ Гс и разных (от 0 до 0.5) значениях относительной плотности ионов гелия в экваториальной области ρ_h/ρ_{i0} .

Рис. 2 демонстрирует распределение нелинейного возмущения фоновой плотности плазмы $\delta = \rho_{i2}/\rho_{i0}$, $\rho_{i2} = m_i n_{i2}$ вдоль магнитной силовой линии (как функция широты $x = \cos \theta$) при наличии ионов гелия с относительной плотностью $\rho_h/\rho_{i0} = 0.5$ и $v_{i0} = \omega/\omega_{ci0} = 0.14$, $B_{10} = 10^{-5}$ Гс, $L=10$ для разных значений геомагнитной долготы λ (от 0° до 90°). На больших высотах при наличии W структуры в ямах магнитного поля гирочастота ионов гелия уменьшается, приближаясь к несущей частоте пульсаций. При этом отмечается существенное увеличение влияния пондеромоторной силы $F \sim 1/(\omega - \omega_{ch})$, и, соответственно, величины возмущения плотности фоновой плазмы. Приведенное на рис. 2 наглядно демонстрирует, что в области значений λ примерно от 0 до 30° на $L \sim 10$ довольно резко возрастает величина возмущения плотности плазмы.

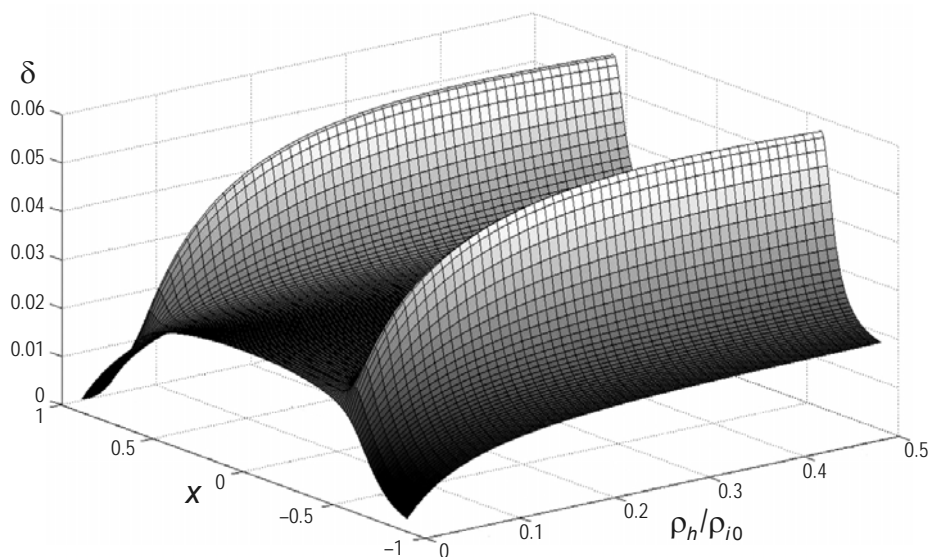


Рис. 1. Результаты вычисления нелинейного возмущения плотности плазмы δ вдоль магнитной силовой линии при разных значениях относительной плотности ионов гелия ρ_h/ρ_{i0} в экваториальной области силовой линии. Пояснения см. в тексте

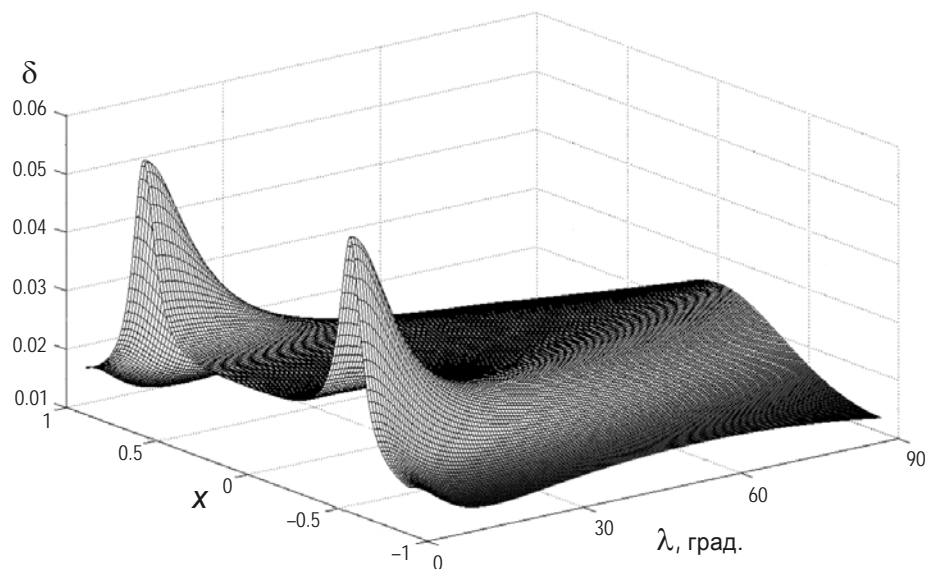


Рис. 2. Результаты вычисления нелинейного возмущения плотности плазмы δ вдоль магнитной силовой линии при разных значениях геомагнитной долготы λ . Пояснения см. в тексте

При удалении от полуденной меридиональной плоскости W -структура трансформируется в V -структуру с одним минимумом магнитного поля на силовой линии. Это происходит вследствие ослабления влияния солнечного ветра с увеличением геомагнитной долготы λ . Соответственно, происходит и плавный переход от структуры с двумя максимумами плотности к структуре с одним широким. Для еще бóльших долгот широкий максимум становится более узким, постепенно приобретая форму, типичную для дипольного приближения.

Зависимость распределения нелинейного возмущения фоновой плотности плазмы $\delta = \rho_{i2}/\rho_{i0}$, $\rho_{i2} = m_i n_{i2}$ вдоль магнитной силовой линии (как функция широты $x = \cos \theta$)

при относительной плотности ионов гелия $\rho_h/\rho_{i0}=0.5$ и $v_{i0} = \omega/\omega_{ci0} = 0.14$, $B_{10}=10^{-5}$ Гс для различных L от 7 до 10 демонстрирует рис. 3, где можно видеть, что наиболее существенное увеличение плотности плазмы происходит на больших L . При уменьшении L вследствие ослабления влияния солнечного ветра W -структура трансформируется в V -структуру с одним минимумом магнитного поля на силовой линии.

На рис. 4 представлена зависимость распределения нелинейного возмущения фоновой плотности плазмы $\delta = \rho_{i2}/\rho_{i0}$, $\rho_{i2} = m_i n_{i2}$ вдоль магнитной силовой линии

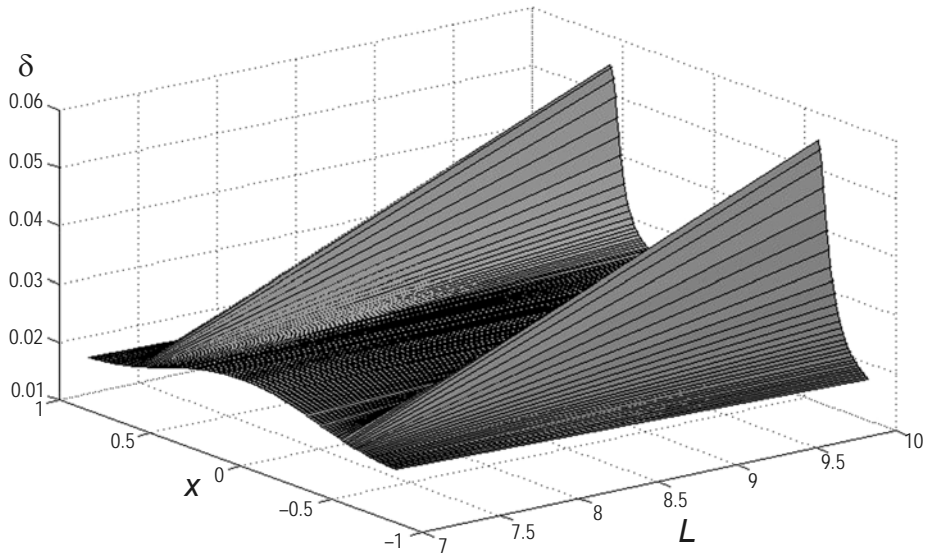


Рис. 3. Результат вычисления нелинейного возмущения плотности плазмы δ вдоль магнитной силовой линии при разных значениях параметра Мак-Ильвейна L . Пояснения см. в тексте

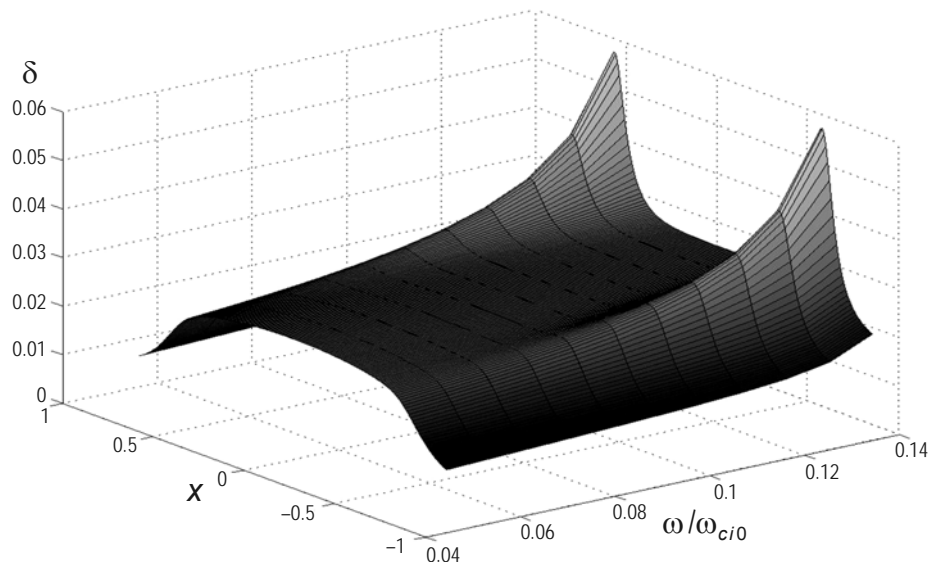


Рис. 4. Результат вычисления нелинейного возмущения плотности плазмы δ вдоль магнитной силовой линии при разных значениях относительной частоты $v_{i0} = \omega/\omega_{ci0}$ в экваториальной области силовой линии. Пояснения см. в тексте

(как функция широты $x = \cos \theta$) при относительной плотности ионов гелия $\rho_h/\rho_{i0} = 0.5$, $L=10$, $B_{10} = 10^{-5}$ Гс и разных (от 0 до 0.14) значениях $\nu_{i0} = \omega/\omega_{ci0}$. Отчетливо видно, что при повышении значений ν_{i0} нелинейное возмущение фоновой плотности плазмы увеличивается.

Выводы

1. Рассмотрено распределение нелинейного возмущения фоновой плотности плазмы $\delta = \rho_{i2}/\rho_{i0}$ вдоль магнитной силовой линии (как функция широты $x = \cos \theta$) на $L=10$ при $\nu_{i0} = \omega/\omega_{ci0} = 0.14$, $B_{10} = 10^{-5}$ Гс и значениях относительной плотности ионов гелия ρ_h/ρ_{i0} от 0 до 0.5 в экваториальной области силовой области (см. рис. 1). При повышении плотности ионов гелия наблюдается отчетливое повышение плотности фоновой плазмы. При наличии ионов гелия исследовано такое распределение также для разных значений долготы (см. рис. 2), значений L (см. рис. 3) и $\nu_{i0} = \omega/\omega_{ci0}$ (см. рис. 4).

2. Показано, что при увеличении относительной плотности ионов гелия (отношение плотности ионов гелия к плотности ионов водорода в экваториальной области силовой линии) в окрестности магнитных ям происходит увеличение нелинейного возмущения плотности фоновой плазмы. Максимальное увеличение достигается при $\rho_h/\rho_{i0} = 0.5$, т.е. при $n_h/n_{i0} = 0.125$ (см. рис. 1).

3. Бифуркация, т.е. переход от распределения возмущенной плотности плазмы с одним максимумом к распределению с двумя максимумами, происходит на дневной стороне магнитосферы Земли в области $L \geq 8$. Максимальный эффект имеет место на $L=10$, где наиболее сильное влияние солнечного ветра. Бифуркация наблюдается также при увеличении плотности ионов гелия и увеличении отношения несущей частоты волн к гирочастоте протонов в экваториальной области силовой линии.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы № 28 Президиума Российской академии наук.

Литература

- Антонова А.Е., Шабанский В.П. Структура магнитного поля на больших расстояниях от Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 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 аэрономия. 1983. Т. 23. С.697–699.
- Вашими Х., Карпман В.И. О пондеромоторной силе высокочастотного электромагнитного поля в диспергирующей среде // ЖЭТФ. 1976. Т. 71, вып. 9. С.1010–1016.
- Веденов А.А. Теория турбулентной плазмы. М.: ВИНТИ, 1965. 115 с.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- Некрасов А.К., Фейгин Ф.З. Влияние пондеромоторной силы, обусловленной альвеновскими волнами, на фоновую плазму на дневной стороне магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. С.1–7.
- Половин Р.В., Демуцкий В.П. Основы магнитной гидродинамики. М.: Энергоатомиздат, 1987. 208 с.

- Buneman O.* Dissipation of currents in ionized media // *Phys. Rev.* 1959. V. 115. P.503–517.
- Carlqvist P., Boström R.* Space charge regions above the aurora // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P.7140–7146.
- Carpenter D.L., Anderson R.R.* An ISEE/ whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P.1097–1108.
- Chappel C.R.* Detached plasma regions in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P.1861–1870.
- Denton R.E., Takahashi K., Galkin I.A., Nsumei P.A., Huang X., Reinisch B.W., Anderson R.R., Sleeper M.K., Hughes W.J.* Distribution of density along magnetospheric field lines // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P.A04213. doi: 10.1029/2005JA011414.
- Dyrud L.P., Engebretson M.J., Posch J.L., Hughes W.J., Fukunishi H, Arnoldy R.L., Newell P.T., Horne R.B.* Ground observations and possible source regions of two types of Pc 1-2 micropulsations at very high latitudes // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102, N A 12. P.27011–27027.
- 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.* Nonlinear problems of physics of the geomagnetic pulsations // *Space Sci. Rev.* 1994. V. 65. P.5–57.
- Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A., Stenflo L., Shukla P.K.* Modification of the magnetospheric plasma due to ponderomotive forces // *Astrophys. Space Sci.* 1993. V. 200. P.91–96.
- Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A., Feygin F.Z., Kurchashov Yu.P., McKenzie J.F., Shukla P.K., Stenflo L., Potapov A.S.* Ponderomotive wave forces in longitudinal MHD waveguides // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P.7997–8002.
- Hudson M.K., Lysak R.L., Mozer F.S.* Magnetic field-aligned potential drops due to electrostatic ion cyclotron turbulence // *Geophys. Res. Lett.* 1978. V. 5, Is. 2. P.143–146.
- Kaye S.M., Kivelson M.G.* Observations of Pc 1-2 waves in the outer magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P.4267–4276.
- Kruer W.L., Kaw P.K., Dawson J.M., Oberman C.* Anomalous high frequency resistivity of a plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.987>.
- Lemaire J.* Plasma distribution models in a rotating magnetic dipole and refilling of plasmaspheric flux tubes // *Phys. Fluids B.* 1989. V. 1. P.1519–1525.
- Nekrasov A.K., Feygin F.Z.* Ponderomotive action of ULF pulsations in the magnetospheric plasma // *Physica Scripta.* 2005. V. 71. P.310–313.
- Nekrasov A.K., Feygin F.Z.* Effect of the thermal pressure on upward plasma fluxes due to ponderomotive force of Alfvén waves // *Nonlinear Process. Geophys.* 2011. V. 18. P.235–241.
- Nekrasov A.K., Feygin F.Z.* Nonlinear plasma density modification by the ponderomotive force of ULF pulsations at the dayside magnetosphere // *Astrophys Space Sci.* 2012. V. 341. P.225–230.
- Persoon A.M., Gurnett D.A., Santolik O., Kurth W.S., Faden J.B., Groene J.B., Lewis G.R., Coates A.J., Wilson R.J., Tokar R.L., Wahlund J.-E., Moncuquet M.* A diffusive equilibrium model for the plasma density in Saturn's magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P.A04211. doi: 10.1029/2008JA013912.
- Pokhotelov O.A., Feygin F.Z., Stenflo L., Shukla P.K.* Density profile modifications by electromagnetic ion-cyclotron wave pressures near the dayside magnetospheric boundary // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P.10827–10833.

Сведения об авторах

НЕКРАСОВ Анатолий Константинович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123242, Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(499) 254-88-05. E-mail: anekrasov@ifz.ru.

ФЕЙГИН Феликс Зеликович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123242, Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(499) 254-88-05. E-mail: feygin@ifz.ru.

PONDEROMOTIVE FORCES OF THE ION CYCLOTRON WAVES AT FREQUENCIES OF 0.1–0.2 Hz IN THE AREA OF MAGNETIC HOLES ON THE EARTH'S MAGNETOSPHERE DAYSIDE

A.K. Nekrasov, F.Z. Feygin

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract. Ponderomotive effects due to electromagnetic ion cyclotron waves in the frequency band pulsations Pc 2 (0.1–0.2 Hz) in two-ion (proton and helium) plasma is investigated. Near day boundaries of the magnetosphere in the presence of a certain density helium ions ponderomotive force leads to a significant increase in density of the background plasma in magnetic field minimum (magnetic hole), located symmetrically relative to the equator. When increasing the density of the helium ions is the increasing influence of ponderomotive forces on the change in the density of the background plasma.

Keywords: magnetosphere, ponderomotive force, magnetic field, protons, ions of helium, magnetic holes.

References

- Antonova A.E. and Shabanskii V.P. The magnetic field structure at large distances from the Earth, *Geomagn. Aeron.*, 1968, vol. 8, pp. 801-805.
- Antonova A.E., Shabanskii V.P., and Hedgecock P.S. A comparison of the magnetic field empirical model, based on the HEOS-1, 2 data, with the analytical two-dipole model of the magnetosphere, *Geomagn. Aeron.*, 1983, vol. 23, pp. 697-699.
- Buneman O. Dissipation of currents in ionized media, *Phys. Rev.*, 1959, vol. 115, pp. 503-517.
- Carlqvist P. and Boström R. Space charge regions above the aurora, *J. Geophys. Res.*, 1970, vol. 75, pp. 7140-7146.
- Carpenter D.L. and Anderson R.R. An ISEE/ whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 1992, vol. 97, pp. 1097-1108.
- Chappel C.R. Detached plasma regions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, pp. 1861-1870.
- Denton R.E., Takahashi K., Galkin I.A., Nsumei P.A., Huang X., Reinisch B.W., Anderson R.R., Sleeper M.K., and Hughes W.J. Distribution of density along magnetospheric field lines, *J. Geophys. Res.*, 2006, vol. 111, A04213, doi: 10.1029/2005JA011414.
- Dyrud L.P., Engebretson M.J., Posch J.L., Hughes W.J., Fukunishi H, Arnoldy R.L., Newell P.T., and Horne R.B. Ground observations and possible source regions of two types of Pc 1-2 micropulsations at very high latitudes, *J. Geophys. Res.*, 1997, vol. 102, no. A 12, pp. 27011-27027.
- Feygin F.Z., Pokhotelov O.A., Pokhotelov D.O., Mursula K., Kangas J., Braysy T., and Kerttula R. Effect of heavy ions on ponderomotive forces due to ion cyclotron waves, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, pp. 20481-20486.
- Ginzburg V.L. *The propagation of electromagnetic waves in plasmas*, Oxford: Pergamon Press, 1964.
- Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A., Stenflo L., and Shukla P.K. Modification of the magnetospheric plasma due to ponderomotive forces, *Astrophys. Space Sci.*, 1993, vol. 200, pp. 91-96.
- Guglielmi A.V. and Pokhotelov O.A. Nonlinear problems of physics of the geomagnetic pulsations, *Space Sci. Rev.*, 1994, vol. 65, pp. 5-57.
- Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A., Feygin F.Z., Kurchashov Yu.P., McKenzie J.F., Shukla P.K., Stenflo L., and Potapov A.S. Ponderomotive wave forces in longitudinal MHD waveguides, *J. Geophys. Res.*, 1995, vol. 100, pp. 7997-8002.

- Hudson M.K., Lysak R.L., and Mozer F.S. Magnetic field-aligned potential drops due to electrostatic ion cyclotron turbulence, *Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, no. 2, pp. 143-146.
- Kaye S.M. and Kivelson M.G. Observations of Pc 1-2 waves in the outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, pp. 4267-4276.
- Kruer W.L., Kaw P.K., Dawson J.M., and Oberman C. Anomalous high frequency resistivity of a plasma, *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 24, doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.987>
- Lemaire J. Plasma distribution models in a rotating magnetic dipole and refilling of plasmaspheric flux tubes, *Phys. Fluids B*, 1989, vol. 1, pp.1519-1525.
- Nekrasov A.K. and Feygin F.Z. Ponderomotive action of ULF pulsations in the magnetospheric plasma, *Physica Scripta*, 2005, vol. 71, pp. 310-313.
- Nekrasov A.K. and Feygin F.Z. Effect of the thermal pressure on upward plasma fluxes due to ponderomotive force of Alfvén waves, *Nonlinear Process. Geophys.*, 2011, vol. 18, pp. 235-241.
- Nekrasov A.K. and Feygin F.Z. Nonlinear plasma density modification by the ponderomotive force of ULF pulsations at the dayside magnetosphere, *Astrophys. Space Sci.*, 2012, vol. 341, pp. 225-230.
- Nekrasov A.K. and Feygin F.Z. Effect of the ponderomotive force caused by Alfvén waves on a background plasma in the dayside magnetosphere, *Geomagn. Aeron.*, 2016, vol. 56, no. 4, pp. 441-447.
- Persoon A.M., Gurnett D.A., Santolik O., Kurth W.S., Faden J.B., Groene J.B., Lewis G.R., Coates A.J., Wilson R.J., Tokar R.L., Wahlund J.-E., and Moncuquet M. A diffusive equilibrium model for the plasma density in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 2009, vol. 114, A04211. doi: 10.1029/2008JA013912.
- Pokhotelov O.A., Feygin F.Z., Stenflo L., and Shukla P.K. Density profile modifications by electromagnetic ion-cyclotron wave pressures near the dayside magnetospheric boundary, *J. Geophys. Res.*, 1996, vol. 101, pp. 10827-10833.
- Polovin R.V. and Demutsky V.P. *Osnovy magnitnoi gidrodinamiki* (Fundamentals of magnetohydrodynamics), Moscow: Energoatomizdat, 1987.
- Vedenov A.A. *Teoriya turbulentnoi plazmy* (Theory of turbulent plasma), Moscow: VINITI, 1965.
- Washimi H. and Karpman V. I. On the ponderomotive force of a high frequency electromagnetic field in a dispersive medium, *Sov. Phys. JETP*, 1976, vol. 44, pp. 528-534.