

УДК 550.344

РОЛЬ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ МОДИФИКАЦИИ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УНЧ ВОЛН

© 2014 г. А.К. Некрасов, Ф.З. Фейгин

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

Приведено выражение для пондеромоторной силы в реальной многокомпонентной магнитосферной плазме, содержащей несколько сортов тяжелых ионов. Получено нелинейное стационарное уравнение баланса с учетом электромагнитной, гравитационной и центробежной сил в плазме, состоящей из электронов, протонов и двух сортов тяжелых ионов (He^+ и O^+). Уравнение баланса сил решается численно для получения распределения плотности ионов водорода (H^+) вдоль силовой линии магнитного поля в присутствии тяжелых ионов. Показано, что для частот, меньших гирочастоты кислорода на экваторе, нелинейное возмущение плотности имеет максимум в экваториальной области вследствие действия пондеромоторной и центробежной сил. Представлено сравнение распределения нелинейной плотности в дипольной и не дипольной дневной магнитосфере. Результаты показывают, что присутствие тяжелых ионов приводит к уменьшению плотности протонов в окрестности экватора.

Ключевые слова: магнитосфера, плазма, пондеромоторная сила, тяжелые ионы.

Введение

Тяжелые ионы играют важную роль в генерации и динамике УНЧ волн (от мГц до нескольких Гц), распространяющихся вдоль геомагнитных силовых линий [Young et al., 1981; Mauk, McIlwain, McPherron, 1981; Fraser, McPherron, 1982; Kozyra et al., 1984; Fraser et al., 1992].

Распространение УНЧ волн вдоль геомагнитных силовых линий в плазме, содержащей тяжелые ионы (He^+ и O^+), характеризуется реверсом поляризации и наличием полос непрозрачности вблизи гирочастоты тяжелых ионов. Наблюдения на спутниках GEOS 1 и GEOS 2 [Young et al., 1981] показывают, что спектр УНЧ волн концентрируется в окрестности экваториальной гирочастоты He^+ .

Наш интерес к задаче, решаемой в этой статье, мотивирован тем, что пондеромоторная сила, индуцированная УНЧ волнами, вносит вклад в плазменный баланс в магнитосфере Земли [Allan, 1992; Guglielmi et al., 1993, 1995; Guglielmi, Pokhotelov, 1994; Witt et al., 1995; Pokhotelov et al., 1996; Allan, Manuel, 1996; Feygin et al., 1998; Nekrasov, Feygin, 2005, 2012]. В перечисленных работах предполагалось, что магнитосфера содержит только один сорт ионов (H^+); дополнительный учет еще одного сорта тяжелых ионов (He^+) был проведен в [Nekrasov, Feygin, 2013].

В данной статье исследуется влияние пондеромоторной силы в реальной многокомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и двух сортов тяжелых ионов (He^+ и O^+). Фоновое геомагнитное поле рассматривается на дневной стороне магнитосферы Земли, где магнитное поле имеет магнитные “дыры” [Антонова, Шабанский, 1968]. Для получения нелинейной модификации распределения плотности плазмы (протонов) в присутствии тяжелых ионов численно решается стационарное нелинейное уравнение баланса сил. Ранее такая задача рассматривалась авторами в [Nekrasov, Feygin, 2012] в отсутствие тяжелых ионов.

Статья организована следующим образом. Сначала описывается модель геомагнитного поля в дневной магнитосфере; в следующем разделе выводится выражение для пондеромоторной силы в многокомпонентной плазме, после чего рассматривается стационарное нелинейное уравнение баланса. В предпоследнем разделе представлены результаты численных расчетов уравнения баланса для определения нелинейной модификации плазмы в криволинейном магнитном поле; завершается статья выводами.

Модель геомагнитного поля в дневной магнитосфере Земли

Модель, предложенная А.Е. Антоновой и В.П. Шабанским [1968], нашла подтверждение при измерениях магнитного поля на спутниках *GEOS 1, 2* [Антонова и др., 1983]. Эта модель очень удобна для анализа геофизических явлений в дневной магнитосфере. В ней структура геомагнитного поля определяется существованием двух диполей – основного с магнитным моментом M и дополнительного, который имитирует возмущение магнитного поля вследствие влияния давления солнечного ветра и имеет магнитный момент kM , где k – постоянный параметр. Этот диполь сдвинут от положения основного диполя на расстояние a вдоль линии Земля–Солнце на дневной стороне магнитосферы. В сферической системе координат компоненты магнитного поля для двухдипольной модели в меридиональной полуденно-ночной плоскости имеют следующий вид:

$$B_r = -\frac{2B_E x}{r^3} \alpha, \quad (1)$$

$$B_\varphi = \frac{B_E}{r^3} \sqrt{1-x^2} \beta, \quad (2)$$

где r – геоцентрическое радиальное расстояние в единицах радиуса Земли R_E ; $x = \sin\varphi$; φ – геомагнитная широта; $B_E = 0.311$ Гс;

$$\alpha = 1 - \frac{kr^3 (a^2 - 2r^2 + ar\sqrt{1-x^2})}{2(a^2 + r^2 - 2ar\sqrt{1-x^2})^{5/2}}; \quad (3)$$

$$\beta = 1 + \frac{kr^3 [\sqrt{1-x^2} (a^2 + r^2) - ar(2+x^2)]}{\sqrt{1-x^2} (a^2 + r^2 - 2ar\sqrt{1-x^2})^{5/2}}. \quad (4)$$

Магнитное поле в произвольной точке на силовой линии и уравнение силовой линии определяются как

$$B_0 = \frac{B_E}{r^3} [4x^2 \alpha^2 + (1-x^2) \beta^2]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\frac{dr}{dx} = -\frac{2rx}{(1-x^2)} \frac{\alpha}{\beta}. \quad (6)$$

Ниже мы будем использовать параметры $a=33$ и $k=13$, которые соответствуют дневной границе магнитосферы на расстоянии $10 R_E$. Интенсивность магнитного поля вдоль приграничных магнитосферных силовых линий имеет минимумы, локализованные симметрично относительно экватора в широтной области 30° – 60° . При удалении дополнительного диполя от основного имеется предельный переход к однодипольному приближению.

Пондеромоторная сила в многокомпонентной плазме

Мы будем использовать выражение для пондеромоторной силы F_{pz} , индуцированной циркулярно-поляризованными УНЧ волнами, бегущими вдоль силовых линий фонового магнитного поля, с учетом продольной и поперечной неоднородностей амплитуды волны (см, например, [Nekrasov, Feygin, 2005]). Выведенная в [Nekrasov, Feygin, 2013] полная пондеромоторная сила вдоль магнитной силовой линии в многокомпонентной неоднородной среде имеет вид

$$F_{pz} = -\frac{E_1^2}{16\pi} \sum_{j \neq e} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{cj}(\omega_{cj} - \sigma\omega)} \left\{ \frac{\partial \ln n_j}{\partial z} + \left[\frac{\sigma\omega}{\omega_{cj} - \sigma\omega} + \frac{2\omega_{cj}}{(\omega_{cj} - \sigma\omega) N^2} \right] \frac{\partial \ln B_0}{\partial z} \right\}, \quad (7)$$

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. Квадрат показателя преломления с учетом того, что $\omega_{ce} \gg \sigma\omega$, равен

$$N^2 = 1 - \sum_{j \neq e} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{cj}(\omega_{cj} - \sigma\omega)}. \quad (8)$$

Для рассматриваемых волн амплитуда зависит от z -координаты из-за продольной неоднородности среды, и в этом случае в ВКБ-приближении¹ $E_1 \sim N^{-1/2}$. Из закона Фарадея для бегущих волн следует, что $B_1 = NE_1$, где B_1 – амплитуда магнитного поля циркулярно-поляризованной волны. В результате получаем, что для циркулярно-поляризованных волн $E_1^2 = B_0^2 / (N_0 N)$ (здесь и далее нижний индекс 0 относится к значениям на экваторе).

Таким образом, пондеромоторная сила в многокомпонентной плазме равна сумме пондеромоторных сил для каждого сорта ионов.

Уравнение баланса сил

Из уравнения движения для заряженных частиц во втором приближении по амплитуде волны можно получить уравнение баланса сил в стационарном состоянии. Полное уравнение движения, кроме электромагнитной силы, содержит также градиент теплового давления, гравитационную и центробежную силы (см., например, [Lemaire, 1989; Persoon et al., 2009]). Для простоты предполагается, что частицы всех сортов имеют одинаковую температуру – $T_j = T = \text{const}$.

Рассмотрим многокомпонентную плазму, состоящую из электронов (e), протонов (i) и тяжелых ионов (h_1, h_2). В стационарном случае, рассматривая соответствующие уравнения движения частиц каждого сорта, получим для усредненной по времени плотности возмущений n_{j2} следующее уравнение баланса сил вдоль магнитной силовой линии:

$$T \nabla_{\parallel} \left[2n_{i2} + \left(\frac{q_{h1}}{q_i} + 1 \right) n_{h12} + \left(\frac{q_{h2}}{q_i} + 1 \right) n_{h22} \right] = \\ = (m_i n_{i2} + m_{h1} n_{h12} + m_{h2} n_{h22}) \left(-g_E B_r / r^2 B + n_{\Omega\parallel} \Omega^2 r R_E \cos \varphi \right) + F_{p\parallel}, \quad (9)$$

¹ Квазиклассическое приближение, также известное как метод ВКБ (Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна).

где индекс \parallel означает z -направление; q_j – заряд частицы. Здесь было использовано условие квазинейтральности и равенство $q_i = -q_e$. В (9) $g_E = 9.8 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$; Ω – частота вращения Земли; $n_{\Omega\parallel} = (1 + \beta / 2\alpha)(B_r / B) \cos \varphi$ [Nekrasov, Feygin, 2012].

Оператор $\nabla_{\parallel} = \mathbf{b} \cdot \nabla$, где \mathbf{b} – единичный вектор вдоль магнитного поля. Используя (1), (2), (5) и (6), находим

$$\nabla_{\parallel} = 2R_E^{-1} \eta^{-1/2} \frac{d}{dx}, \quad (10)$$

где

$$\eta = \left(\frac{dr}{dx} \right)^2 + \frac{r^2}{1-x^2}. \quad (11)$$

Далее мы свяжем возмущения n_{h12} , n_{h22} с n_{i2} . Из нелинейного уравнения непрерывности и уравнения движения мы можем получить следующие соотношения:

$$\frac{n_{h12}}{n_{i2}} \approx \frac{n_{h1}}{n_i} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h10} \frac{B_0}{B} \right)}, \quad (12)$$

$$\frac{n_{h22}}{n_{i2}} \approx \frac{n_{h2}}{n_i} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h20} \frac{B_0}{B} \right)}, \quad (13)$$

где $v_{i0} = \sigma\omega / \omega_{ci0}$, $v_{h10} = \sigma\omega / \omega_{ch10}$, $v_{h20} = \sigma\omega / \omega_{ch20}$.

Подставляя (7), (10), (12) и (13) в (9), для многокомпонентной плазмы получаем следующее уравнение

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{1}{\lambda} \left(A_1 - \frac{d\lambda}{dx} \right) \delta + \frac{1}{\lambda} A_2 (A_3 + A_4 + A_5 + A_6 + A_7 + A_8). \quad (14)$$

В этом уравнении $\delta = \rho_{i2} / \rho_{i0}$, $\rho_{i2} = m_i n_{i2}$, $\lambda = 2 + h_1 \frac{m_i}{m_{h1}} \left(\frac{q_{h1}}{q_i} + 1 \right) + h_2 \frac{m_i}{m_{h2}} \left(\frac{q_{h2}}{q_i} + 1 \right)$,

$$h_1 = \frac{H_1}{P} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h10} \frac{B_0}{B} \right)}, \quad h_2 = \frac{H_2}{P} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h20} \frac{B_0}{B} \right)},$$

где $P = \rho_i / \rho_{i0}$, $H_1 = \rho_{h1} / \rho_{i0}$, $H_2 = \rho_{h2} / \rho_{i0}$, $m_{h1} = 4m_i$, $m_{h2} = 16m_i$; $A_1 - A_8$ имеют вид:

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

$$A_3 = \frac{1}{P^{1/2}} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad A_4 = \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h10} \frac{B_0}{B} \right)} \frac{1}{P^{1/2}} \frac{\partial H_1}{\partial x}, \quad A_5 = \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h20} \frac{B_0}{B} \right)} \frac{1}{P^{1/2}} \frac{\partial H_2}{\partial x},$$

$$A_6 = P^{1/2} \frac{\left(v_{i0} \frac{B_0}{B} + \frac{2}{N^2} \right)}{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)} \frac{\partial \ln B}{\partial x}, \quad A_7 = \frac{H_1}{P^{1/2}} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h10} \frac{B_0}{B} \right)^2} \left(v_{h10} \frac{B_0}{B} + \frac{2}{N^2} \right) \frac{\partial \ln B}{\partial x},$$

$$A_8 = \frac{H_2}{P^{1/2}} \frac{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}{\left(1 - v_{h20} \frac{B_0}{B} \right)^2} \left(v_{h20} \frac{B_0}{B} + \frac{2}{N_z^2} \right) \frac{\partial \ln B}{\partial x},$$

где $c_s^2 = 2T / m_i$ и $\mu = (1 + h_1 + h_2)$; $g_{eff} = g_E - (1 + \beta / 2\alpha) \Omega^2 R_E r^3 \cos^2 \varphi$;

$$N^2 = 4\pi c^2 \frac{\rho_i}{B^2} \frac{\mu}{\left(1 - v_{i0} \frac{B_0}{B} \right)}, \quad N_0^2 = N^2(x=0). \text{ Рассматривается случай } N^2 \gg 1.$$

Для равновесной плотности плазмы будем использовать степенной закон распределения вдоль силовой линии в виде $\rho_j \sim r^{-\gamma}$, где $j = i, h_1, h_2$ (здесь h_1 и h_2 обозначают тяжелые ионы). Для больших расстояний от поверхности Земли, которые рассматриваются ниже, наилучший, соответствующий экспериментальным данным, выбор для γ есть $\gamma=1$ [Denton et al., 2006]. Таким образом, мы полагаем $P(x) = (1 - x^2)^{-1}$, $H_{1,2} = H_{1,20}(1 - x^2)^{-1}$.

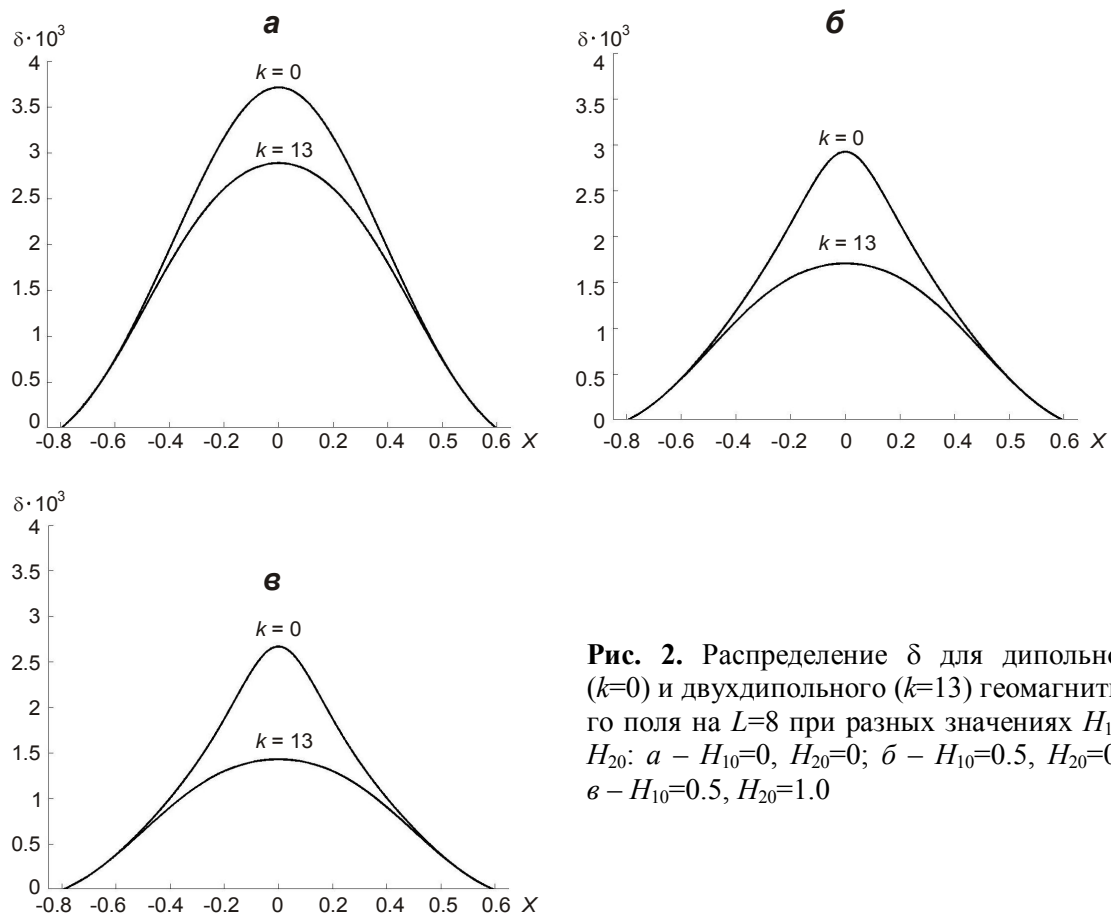
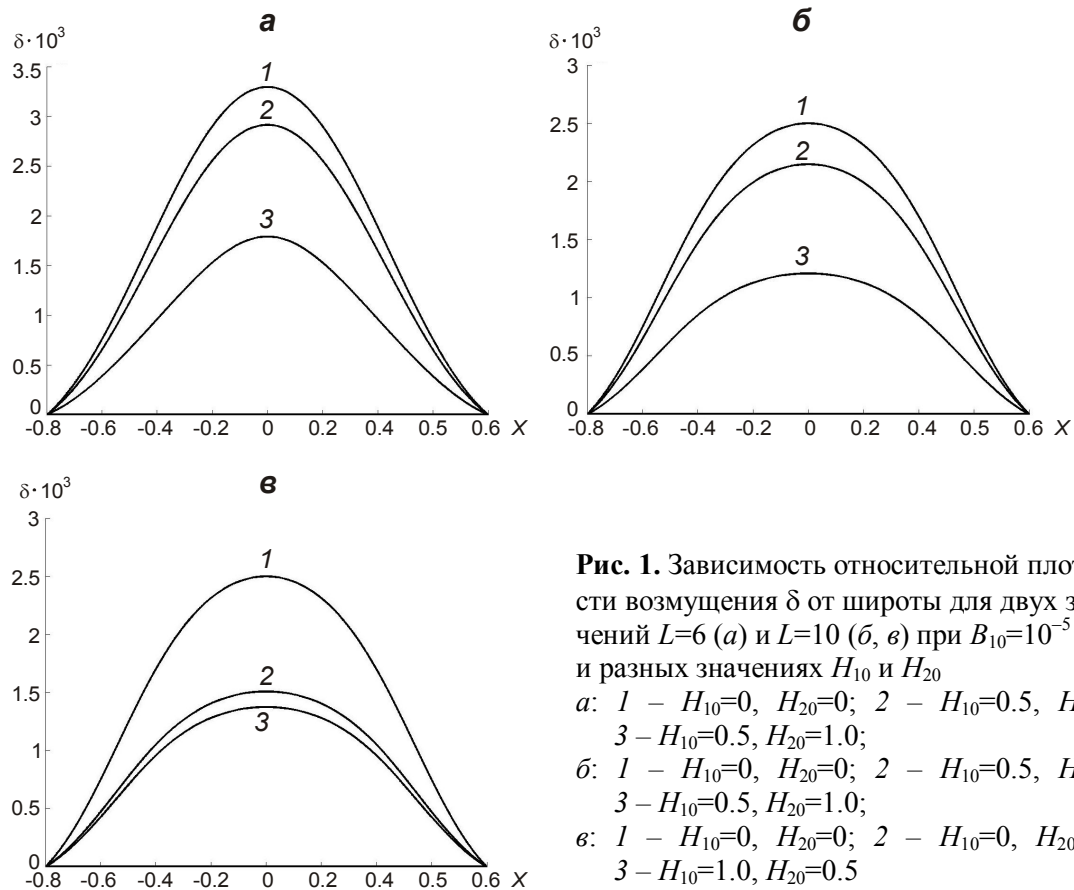
Численные результаты

Для численных расчетов¹ были выбраны параметры a и k , соответствующие дневной границе магнитосферы на расстоянии $10R_E$ [Антонова и др., 1983], $a=33$, $k=13$. Во всех случаях предполагалось, что квадрат звуковой скорости $c_s^2 = 10^9 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$; кроме того, для исключения сингулярности $1 - v_h = 0$ бралось $v_{h0} < 1$. Плотность протонов на экваторе (ρ_0) была выбрана равной $1.67 \cdot 10^{-20} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ для всех L вблизи дневной границы магнитосферы Земли (L – параметр МакИлвэйна). Выбор этих значений основан 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]. Для простоты Ω была принята равной частоте вращения Земли. Результаты решения системы дифференциальных уравнений (6) и (14) методом Рунге–Кутты представлены на рис. 1–3.

На рис. 1 показано распределение относительной продольной плотности возмущения $\delta = \rho_{i2} / \rho_{i0}$ для $L=6$ (рис. 1, а) и $L=10$ (рис. 1, б, в) при одном и том же значении амплитуды волны $B_{10} = 10^{-5} \text{ Гс}$ и разных относительных плотностях ионов гелия (H_{10}) и кислорода (H_{20}) в экваториальной области. В качестве граничного значения взято $\delta=0$ при $x=0.8$; чтобы иметь $v_{h0} < 1$, использовалось $v_{i0}=0.06$.

Различия в распределении δ для дипольного ($k=0$) и двухдипольного ($k=13$) геомагнитного поля на $L=8$ при разных значениях H_{10} и H_{20} хорошо прослеживается по графикам, приведенным на рис. 2. Четко видно, что экваториальное значение возмущения меньше в двухдипольном магнитном поле. Это связано с тем, что пондеромоторная сила уменьшается с ростом магнитного поля, а двухдипольное поле в окрестности экватора больше дипольного (см. (3)–(5)). Кроме того, увеличение концентрации кислорода при постоянной концентрации гелия приводит к уменьшению возмущения водородной плазмы δ .

¹ За исключением расчетов, результаты которых приведены на рис. 2.



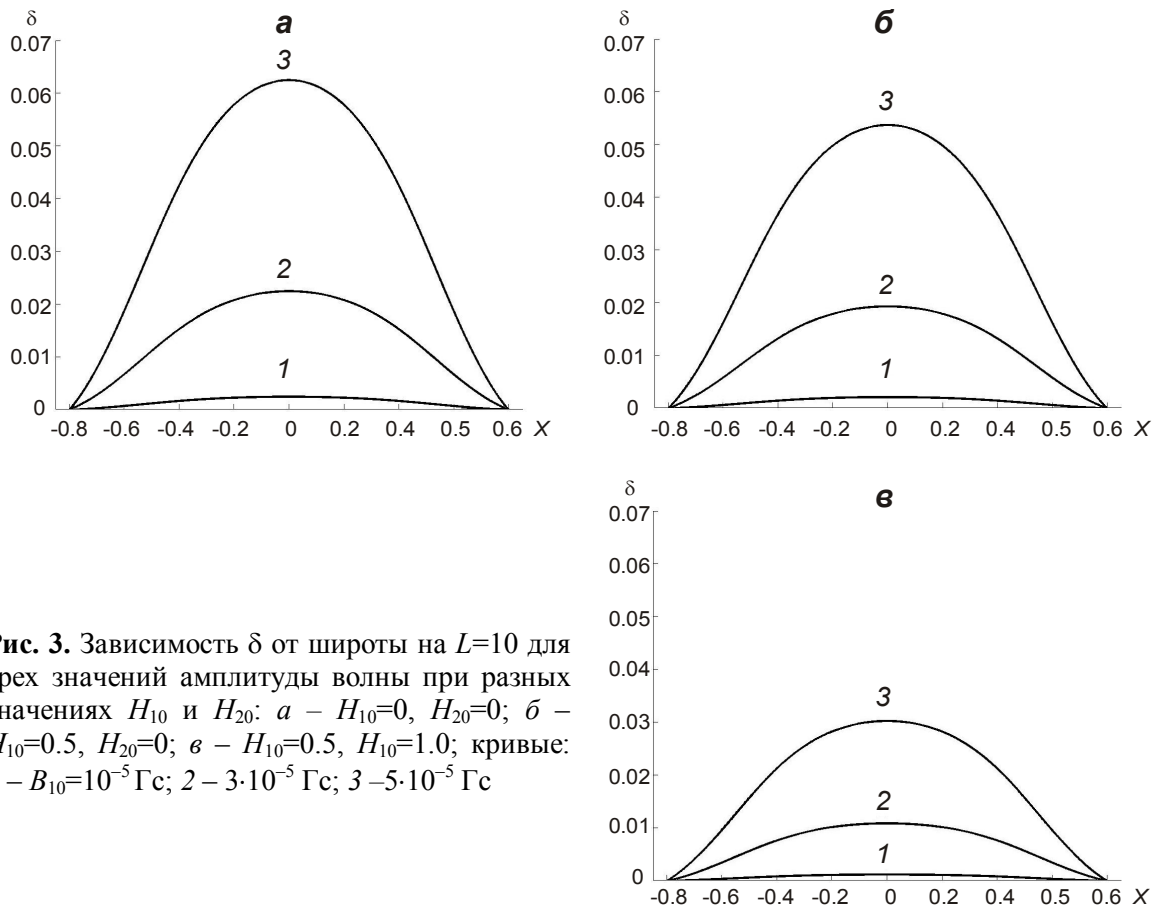


Рис. 3. Зависимость δ от широты на $L=10$ для трех значений амплитуды волны при разных значениях H_{10} и H_{20} : *а* – $H_{10}=0$, $H_{20}=0$; *б* – $H_{10}=0.5$, $H_{20}=0$; *в* – $H_{10}=0.5$, $H_{20}=1.0$; кривые: 1 – $B_{10}=10^{-5}$ Гс; 2 – $3 \cdot 10^{-5}$ Гс; 3 – $5 \cdot 10^{-5}$ Гс

Увеличение нелинейного возмущения с ростом амплитуды волны на $L=10$ демонстрируют графики, приведенные на рис. 3. Вычисления выполнены для разных значений относительных плотностей ионов гелия (H_{10}) и кислорода (H_{20}): $H_{10}=0$, $H_{20}=0$ (рис. 3, *а*); $H_{10}=0.5$, $H_{20}=0$ (рис. 3, *б*); $H_{10}=0.5$, $H_{20}=1.0$ (рис. 3, *в*). Следует заметить, что с ростом концентрации тяжелых ионов, происходит уменьшение экваториального значения возмущения водородной плазмы δ .

Во всех случаях (см. рис. 1–3) плазма под действием пондеромоторной силы “сгребается” к экватору. Такое распределение наблюдается в магнитосфере Земли при наличии волновой активности [Denton et al., 2006]. Кроме того, при наличии ионов гелия и кислорода и увеличении их плотности относительная плотность возмущения водородной плазмы δ уменьшается. Максимальная относительная плотность возмущения водородной плазмы проявляется при полном отсутствии ионов гелия и кислорода.

Выводы

1. Полученное в [Nekrasov, Feygin, 2013] общее выражение для пондеромоторной силы, индуцированной УНЧ электромагнитными возмущениями в многокомпонентной плазме, было впервые использовано для плазмы, содержащей два сорта тяжелых ионов – гелий и кислород.

2. Рассмотрено точное уравнение баланса сил вдоль силовых линий магнитного поля, которое содержит нелинейное возмущенное тепловое давление плазмы, имеющее тот же (второй) порядок величины, что и пондеромоторная сила.

3. Исследовано влияние пондеромоторной силы на распределение возмущенной плотности водородной плазмы при геомагнитных условиях, когда ионы гелия и кислорода являются доминирующими сортами тяжелых ионов [Fraser et al., 1992].

4. Показано, что для частот, меньших гирочастоты кислорода на экваторе, нелинейное возмущение водородной плазмы аккумулируется в окрестности экватора под действием пондеромоторной силы. Исследован характер этого возмущения в зависимости от различных соотношений между плотностями гелия и кислорода. Получено, что максимум возмущения водородной плазмы наблюдается при минимальной плотности тяжелых ионов.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 14-05-00850) и Программ Президиума РАН №№ 4, 22.

Литература

- Антонова А.Е., Шабанский В.П. Структура магнитного поля на больших расстояниях от Земли // Геомагнетизм и аэрномия. 1968. Т. 8. С.801–805.
- Антонова А.Е., Шабанский В.П., Хеджкок П.С. Сопоставление эмпирической модели магнитного поля, основанной на данных HEOS-1,2, с аналитической двухдипольной моделью магнитосферы // Геомагнетизм и аэрномия. 1983. Т. 23. С.697–699.
- Allan W. Ponderomotive mass transport in the magnetosphere // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P.8483–8493.
- Allan W., Manuel J.R. Ponderomotive effects in magnetospheric hydromagnetic waves // Ann. Geophys. 1996. V. 14. P.893–905.
- 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.
- Fraser B.J., McPherron R.L. Pc1-2 magnetic pulsation spectra and heavy ion effects at synchronous orbit: ATS 6 results // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P.4560–4566.
- Fraser B.J., Samson J.C., Hu Y.D., McPherron R.L., Russel C.T. Electromagnetic ion cyclotron waves observed near the oxygen cyclotron frequency by ISEE 1 and 2 // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P.3063–3074.
- 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. Nonlinear problems of physics of the geomagnetic pulsations // Space Sci. Rev. 1994. V. 65. P.5–57.
- 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.
- Kozyra J.U., Cravens T.E., Nagy A.F., Fonthim E.G. Effects of energetic heavy ions on electromagnetic ion cyclotron wave generation in plasmopause region // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P.2217–2233.
- 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.
- Mauk B.N., McIlwain C.E., McPherron R.L. Helium cyclotron resonance within the Earth's magnetosphere // Geophys. Res. Lett. 1981. V. 8. P.103–106.
- Nekrasov A.K., Feygin F.Z. Ponderomotive action of ULF pulsations in the magnetospheric plasma // Phys. Scr. 2005. V. 71. P.310–313.
- 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.

- 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.
- 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. 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.10.827–10.833.
- Witt E.F., Hudson M.K., Li X., Roth I., Temerin M.* Ponderomotive effects on distribution of O⁺ ions in the auroral zone // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P.12151–12162.
- Young D.T., Perraut S., Roux A., Villedary C., Gendrin R., Korth A., Kremser G., Jones D.* Wave-particle interactions near Ω_{He^+} observed on GEOS 1 and 2. 1. Propagation of ion cyclotron waves in He⁺-rich plasma // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P.6755–6772.

Сведения об авторах

НЕКРАСОВ Анатолий Константинович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: (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. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: (499)-254-88-05. E-mail: feygin@ifz.ru

THE ROLE OF HEAVY IONS IN THE NONLINEAR MODIFICATION OF MAGNETOSPHERIC PLASMA UNDER THE INFLUENCE OF THE ULF WAVES

A.K. Nekrasov, F.Z. Feygin

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

Abstract. A relationship for the ponderomotive force in realistic multi-component magnetospheric plasma containing several species heavy ions is given. The nonlinear stationary balance equation taking into account electromagnetic, gravitational, and centrifugal forces in the plasma consisting of electrons, protons and two species of heavy ions (He⁺ and O⁺) is obtained. The equation of force balance is solved numerically to obtain the nonlinear distribution of hydrogen ions (H⁺) along the magnetic field line in the presence of heavy ions. It has been shown that for frequencies less than the oxygen gyrofrequency at the equator a nonlinear plasma density perturbation has a maximum in the vicinity of the equator due to the action of ponderomotive and centrifugal forces. Comparison of the nonlinear density distributions in dipolar and non-dipolar dayside magnetosphere is provided. The results show that the presence of heavy ions causes a decrease of the proton density in the equator vicinity.

Keywords: magnetosphere, plasma, ponderomotive force, heavy ions.