

ДВУМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ХОЛОДНОЙ ИОНОСФЕРНО-МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

М.А. Волков

МГТУ, кафедра Общей и Прикладной физики, e-mail: volkovma@mstu.edu.ru, г. Мурманск

Аннотация. В работе рассмотрено формирование двумерных авроральных структур в холодной ионосферно-магнитосферной плазме в условиях конвекции. Неоднородность конвекции приводит к появлению токов поперек и вдоль магнитных силовых линий. Продольные токи, текущие из ионосферы в магнитосферу, приводят к возникновению обратной положительной связи между магнитосферно-ионосферными возмущениями. Ускорение электронов в ионосферу происходит за счет продольных электрических полей в инерционной альвеновской волне.

Введение

Даже в случае холодной плазмы из-за столкновений с нейтральными частицами в ионосфере возникают возмущения электрического и магнитного полей. В ряде работ предсказаны механизмы обратной связи между движущейся плазмой в магнитосфере и ионосфере [Atkinson, 1970; Holzer and Sato, 1973]. В холодной плазме они распространяются вдоль магнитного поля из ионосферы в магнитосферу в форме альвеновской волны. Из-за поляризационных токов на краях области возмущения возникают продольные токи, направленные вдоль магнитного поля. Исследования обратной связи проводятся, как правило, в приближении малых возмущений [Trakhtengerts and Feldstein, 1991; Lysak and Yan Song, 2002]. Но даже в этом случае более точное решение этой задачи получается при использовании только численных методов. Это связано с достаточно неоднородным профилем альвеновской скорости вдоль магнитной силовой линии. В работе [Волков М.А., 2014а] рассматривается влияние нелинейных процессов в ионосфере на эту обратную связь в приближении бесконечной продольной проводимости магнитных силовых линий. В тоже время продольные токи могут приводить к возникновению продольного электрического поля, которое ускоряет электроны, выпадающие в ионосферу. В холодной плазме возникновение продольного поля связано с инерцией электронов. В настоящей работе рассматривается обратная положительная связь между ионосферой и магнитосферой в условиях конвекции и образования продольных электрических полей из-за инерции электронов. На основе выполненных расчетов будет дана оценка продольной разности потенциалов и сделан вывод об эффективности этого механизма ускорения электронов в авроральных структурах.

Описание ионосферы

Используем прямоугольную систему координат, ось y направим на запад ось x к югу, ось z - вниз, вдоль магнитного поля (Северное полушарие). Будем рассматривать двумерные возмущения, зависящие от x и z , т.е. $\partial/\partial y=0$.

Уравнение непрерывности для электронов с учетом процессов ионизации и рекомбинации имеет следующий вид:

$$\partial n/\partial t + \partial(nv_{ex})/\partial x = -\gamma/e\partial j_z/\partial z - r(n^2 - n_0^2), \quad (1)$$

где n , v_{ex} - концентрация и скорость электронов; n_0 - фоновое значение концентрации; r - коэффициент рекомбинации (квадратичный закон рекомбинации выполняется для высот E -слоя); j_z - продольный ток, e - заряд равный заряду электрона, γ - коэффициент размножения пар ионов при ионизации.

Нас будут интересовать процессы, длительность которых много больше 0.01 с. В этом случае из уравнения движения ионов получим следующее выражение для скорости:

$$v_{xi} = (eE_x)f(v_i/\omega_i)/m_i \omega_i \quad (2)$$

где v_{xi} - скорость ионов, m_i - масса иона, n - концентрация ионов в ионосфере, v_i - частота столкновений ионов с нейтрами, ω_i - гирочастота ионов, E_x - напряженность x компоненты электрического поля, $f(v/\omega_i) = (v_{in}/\omega_i) / (1 + (v_{in}/\omega_i)^2)$.

Уравнение непрерывности для тока в ионосфере:

$$\partial/\partial x(\sigma_p E_x - \sigma_h E_{0y}) = -\partial j_z/\partial z, \quad (3)$$

где σ_{ph} - ионосферные проводимости Педерсена и Холла, E_{0y} - электрическое поле ионосферно-магнитосферной конвекции.

Частоты столкновений электронов с нейтрами много меньше гирочастоты электронов в ионосфере, поэтому можно считать, что электроны движутся со скоростью конвекции $v_e = E_{0y}/B_0$ (B_0 - индукция магнитного поля в ионосфере). Ионосферные проводимости зависят от концентрации заряженных частиц и частот следующим образом:

$$\sigma_h = en/B_0, \quad \sigma_p/\sigma_h \approx f(v/\omega_i).$$

В дальнейшем будем рассматривать ионосферу тонким проводящим слоем. Уравнения (1–3) проинтегрируем по толщине ионосферы h . Для этого зададим изменения концентрации с высотой s : $n(s) = n_0 \exp(-(s-s_0)^2/h^2)$, где s_0 – высота максимума E слоя, таким же образом зададим $f(s)$, $f(s_0) = 0.5$.

Проинтегрированные по толщине ионосферы и линеаризованные по N и E_x уравнения (1,3) запишутся тогда следующим образом [Волков М.А., 2014б]:

$$\partial N/\partial t + E_{0y}/B_0 \partial N/\partial x = -\gamma j_z/e - rNN_0/(2^{3/2}h) \quad (4)$$

$$\partial/\partial x (eN_0 E_x/(2^{3/2}B_0) - eNE_{0y}/B_0) = j_z \quad (5)$$

Описание магнитосферы

Будем считать, что магнитосферная плазма состоит из холодных ионов и электронов. Электроны переносят ток вдоль магнитных силовых линий. Возмущением концентрации плазмы пренебрегаем и задаем модельное распределение концентрации заряженных частиц вдоль магнитной силовой линии. Продольное электрическое поле E_z определяется из уравнения движения электронов вдоль магнитного поля, полагая магнитный момент электронов равным нулю:

$$m_e \partial v/\partial t = -eE_z \quad (6)$$

где v – возмущение скорости электронов. Уравнение (6) лучше переписать в другой форме:

$$m_e \partial (j_z/n)/\partial t = e^2 E_z, \quad (7)$$

где j_z – плотность продольного тока, n – концентрация магнитосферной плазмы. Единственной поперечной компонентой возмущенного электрического поля является E_x , магнитного – H_y . Холодные ионы переносят ток поляризации поперек магнитного поля. Из уравнения движения для холодной плазмы в магнитном поле в системе координат, движущейся вместе с плазмой, получаем выражение для поляризационного тока в альвеновской волне:

$$j_x = 1/(\mu_0 v_a^2) \partial E_x/\partial t, \quad (8)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $v_a^2 = \rho \mu_0/B^2$ – квадрат альвеновской скорости, ρ – плотность плазмы, B – индукция магнитного поля в магнитосфере.

Из уравнений Максвелла:

$$-\partial E_z/\partial x + \partial E_x/\partial z = -\mu_0 \partial H_y/\partial t, \quad \partial H_y/\partial z = -j_x, \quad \partial H_y/\partial x = j_z,$$

и уравнения непрерывности для тока $\partial j_z/\partial z = -\partial j_x/\partial x$ и (7-8) получим уравнение для j_z :

$$\partial^2 j_z/\partial t^2 = \partial (v_a^2 \partial j_z/\partial z)/\partial z + m_e/(e^2 \mu_0 n) \partial^2 (\partial^2 j_z/\partial t^2)/\partial x^2, \quad (9)$$

Магнитные силовые линии считаем прямыми, но расходящимися, индукция магнитного поля изменяется с расстоянием r от центра Земли по закону: $B = B_0 (r_3/r)^3$, r_3 – радиус Земли. Концентрация магнитосферной плазмы (протоны) $n = n_0 \exp(-(r/2r_3)^2)$, n_0 – концентрация в ионосфере. Концентрация плазмы в ионосфере при $z=0$ задавалась равной $n_0 = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ 1/м}^3$.

Граничные условия

Для решения уравнения (9) необходимо записать граничные условия для j_z на нижней и верхней границах. Нижняя граница – ионосфера, верхняя граница – экваториальная плоскость магнитосферы. В движущейся системе координат уравнение (5) не меняется, а в уравнении (4) пропадает второе слагаемое в левой части. Получим условие на нижней границе. Из уравнения непрерывности для тока и (8):

$$\partial j_z/\partial z = 1/(\mu_0 v_a^2) \partial (\partial E_x/\partial t)/\partial x \quad (10)$$

Продифференцируем уравнение (5) по времени, и воспользуемся (10), в результате получим следующее граничное условие на ионосферном уровне при $z=0$:

$$\partial j_z/\partial t = - (eN_0 \mu_0 v_a^2/2^{3/2}B_0) \partial j_z/\partial z - (eE_{0y}/B_0) \partial (\partial N/\partial t)/\partial x \quad (11)$$

При $x=L$ выполнено условие:

$$\partial j_z/\partial t - (dx/dt) \partial j_z/\partial x = 0, \quad (12)$$

это условие означает прозрачность правой границы области интегрирования.

На верхней границе при $z = -10$ зададим:

$$\partial j_z/\partial z = 0, \quad (13)$$

это условие определяет узел для электрического поля $E_x = 0$ на экваториальной границе.

Анализ полученных уравнений и результаты моделирования

Покажем, что уравнение (9) в приближении постоянной альвеновской скорости и концентрации плазмы вдоль магнитного поля переходит в дисперсионное уравнение для инерционной альвеновской волны. Решение в этом случае можно искать в виде: $\sim \exp(i\omega t - ik_x x - ik_z z)$. После подстановки этого выражения в (9) получим:

$$k_z^2 v_a^2/\omega^2 = 1 + k_x^2 c^2/\omega_p^2, \quad (14)$$

где $\omega_p^2 = e^2 n / m_e \epsilon_0$ – квадрат плазменной частоты, c – скорость света.

В уравнении (9) в рассматриваемом случае можно разделить переменные и искать решение в следующем виде:

$$j_z(z, x, t) = j^s(z, t) \sin(k_x x) + j^c(z, t) \cos(k_x x), \quad (15)$$

где k_x^{-1} определяет поперечный масштаб возмущения. При $x=L$ выполняется граничное условие (11).

Получим следующее уравнение для $j^{s,c}(z, t)$:

$$\partial^2 j^{s,c} / \partial t^2 = \partial (v_a^2 / (1 + m_e (k_x)^2 / (e^2 \mu_0 n))) \partial j^{s,c} / \partial z / \partial z \quad (16)$$

Таким же способом заменяются уравнения (5,10,11). Для уравнения (5), например, получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} -(k_x)(eN_0 E_x^c / (2^{3/2} B_0) - eN^c E_{0y} / B_0) &= j^s, \\ (k_x)(eN_0 E_x^s / (2^{3/2} B_0) - eN^s E_{0y} / B_0) &= j^c. \end{aligned}$$

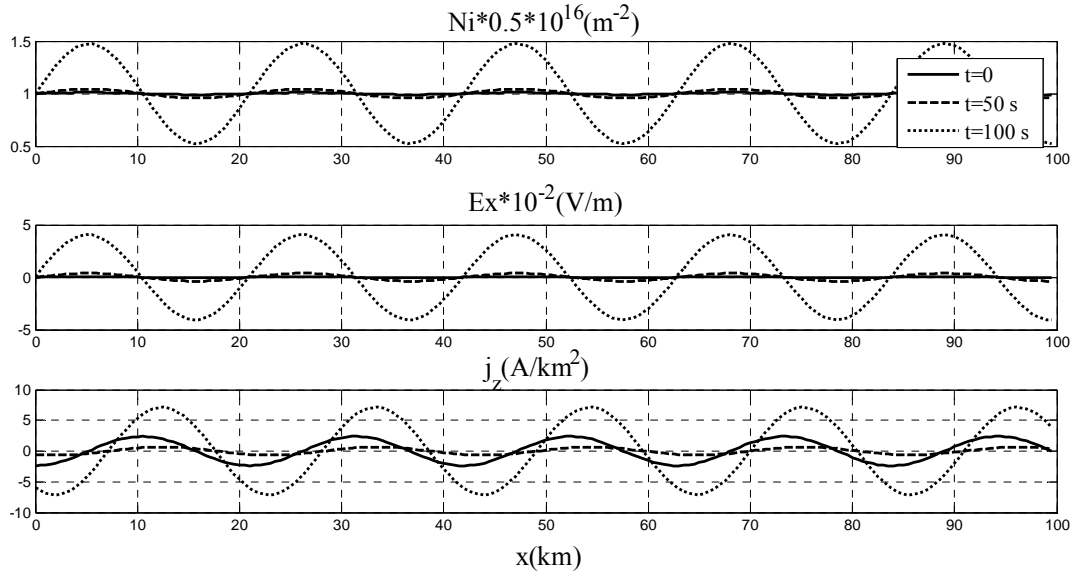


Рисунок 1. Развитие возмущений в течение 100 с на ионосферном уровне

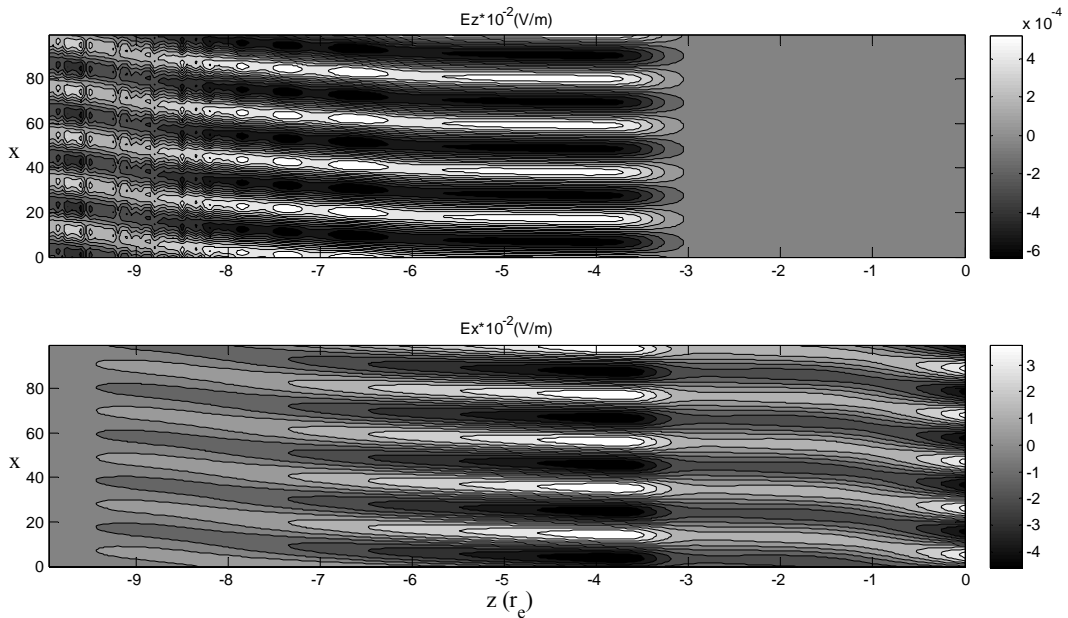


Рисунок 2. Структуры продольного E_z и поперечного E_x электрического поля в магнитосфере в момент времени $t=100$ с.

Система уравнений (4,5,10,11,16) при граничных условиях (11-13) решается методом численного интегрирования. На рис. 1 показано развитие возмущений в течение 100 с. Поперечный масштаб возмущения задавался равным $\lambda_x \approx 20$ км, характерный временной масштаб $\tau \approx \lambda_x / v_{x0} = 20$ с ($v_{x0} = E_{0y} / B_0$). Численное интегрирование проводилось с шагом по времени $dt = 10^{-5}$ с, по координатам x и z с шагом 0.5 км и

$0.05 R_E$ (радиус Земли) соответственно. На рис. 2 показано распределение структур поперечного и продольного электрического поля в магнитосфере в момент времени $t=100$ с.

Выводы

В работе получена полная система уравнений для тока и электрического поля в холодной ионосферно-магнитосферной плазме в условиях ионосферной конвекции.

Решение этой системы уравнений описывает динамику и структуру электромагнитного поля в двумерных авроральных формах.

Проведенное численное моделирование дает характерное время нарастания авроральных возмущений ~ 2 минуты для поперечных масштабов ≈ 20 км на ионосферном уровне.

Задача решалась в приближении малых возмущений, в тоже время значение продольного электрического поля E_z достигает в магнитосфере величины 10^{-5} В/м. Продольная разность потенциалов между ионосферой и магнитосферой ~ 1 кВ. Такой величины поля достаточно для объяснения высыпания заряженных частиц в некоторых авроральных формах.

Значительные по величине продольные электрические поля появляются с области пониженной концентрации магнитосферной плазмы, на высотах больше $3R_E$.

Литература

- Волков М.А. Авроральная турбулентность ионосферной конвекции, *Proceedings of the 37th Annual Seminar Physics of Auroral Phenomena*, Apatity, 2014, p.51-54.(a)
- Волков М.А. Расчет потока электромагнитной энергии над дугой сияния, *Вестник МГТУ*, Т.17,№1, 2014, С.199-203.(б)
- Atkinson, G., Auroral arcs: Result of the interaction of a dynamic magnetosphere with the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 4746, 1970.
- Holzer, TE, and T. Sato, Quiet auroral arcs and electrodynamic coupling between the ionosphere and magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 78, 7330, 1973.
- Lysak, R.L, Yan Song, Energetics of the ionospheric feedback interaction, *J. Geophys. Res.*, 107, A8, 1160, 10.1029/2001JA000308, 2002.
- Trakhtengerts, V.Yu., Feldstein, A.Ya., Turbulent Alfvén boundary layer in the polar ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 96, All, 19,363-19,374, 1991.