

АВРОРАЛЬНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ИОНОСФЕРНОЙ КОНВЕКЦИИ

М.А. Волков (Политехнический институт МГТУ, кафедра физики, e-mail: volkovma@mstu.edu.ru)

1. Введение

В работах [Atkinson, 1970; Holzer and Sato, 1973] предсказаны механизмы обратной связи между движущейся плазмой в магнитосфере и ионосфере. Даже в случае холодной плазмы из-за столкновений с нейтральными частицами в ионосфере возникают возмущения электрического и магнитного полей. 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. Продольные токи могут приводить к возникновению продольного электрического поля ускорению и высыпанию электронов в ионосферу. Эта обратная связь может стать положительной и привести к нарастанию возмущений. 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 численных методов. Это связано с достаточно неоднородным профилем альвеновской скорости вдоль магнитной силовой линии. Значительные по величине продольные токи $\sim 10^{-5}$ А/м² могут заметно модифицировать ионосферную проводимость, в тоже время оказывая малое влияние на концентрацию холодной магнитосферной плазмы. Таким образом, процессы, описывающие данную обратную связь, могут быть нелинейными в ионосфере и линейными в магнитосфере. В рамках данного приближения с учетом реалистичного изменения альвеновской скорости вдоль магнитной силовой линии в настоящей работе численно исследуется развитие двумерного аврорального возмущения.

2. Описание ионосферы

Используем прямоугольную систему координат, ось y направим на запад ось x - юг, 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:

$$v_{xi} = (-kT\partial \ln(n)/\partial x + eE_x) f(v/\omega_i) / m_i \omega_i \quad (2)$$

где v_{xi} – скорость ионов, kT – тепловая энергия ионов, m_i – масса иона, n – концентрация ионов в ионосфере, v – частота столкновений ионов с нейтралами, 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 нейтралами 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, распределение $f(s)$ зададим таким же образом, где $f(s_0) = 0.5$.

Проинтегрированные по толщине ионосферы уравнения (1,3) запишутся тогда так:

$$\partial N/\partial t + E_{0y}/B_0 \partial N/\partial x = -\gamma j_z/e - r(N^2 - N_0^2) / (2^{3/2} h) \quad (4)$$

$$\partial/\partial x(eNE_x/(2^{3/2}B_0) - kT\partial \ln(N)/\partial x)/(2^{3/2}eB_0) - eNE_{0y}/B_0 = j_z \quad (5)$$

3. Описание магнитосферы

Магнитосферную плазму считаем холодной, возмущением концентрации плазмы пренебрегаем, продольные электрические поля равны нулю. Единственной компонентой возмущенного электрического поля является E_x , магнитного – H_y . Из уравнения движения для холодной плазмы в магнитном поле в системе координат, движущейся вместе с плазмой, получаем выражение для полярizationsного тока в альвеновской волне:

$$j_x = 1/(\mu_0 v_a^2) \partial E_x / \partial t \quad (6)$$

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:

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

и уравнения непрерывности для тока $\partial j_z / \partial z = -\partial j_x / \partial x$ получим уравнения для E_x и j_z :

$$\partial^2 E_x / \partial z^2 = 1/(v_a^2) \partial^2 E_x / \partial t^2, \quad (7)$$

$$\partial j_z / \partial t = -1/(\mu_0) \partial^2 E_x / \partial z \partial x \quad (8)$$

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 (электроны, протоны) $n = n_0 \exp(-(r/2r_3)^2)$, n_0 – концентрация в ионосфере. Профиль изменения альвеновской скорости от ионосферы $z=0$ до экваториальной плоскости магнитосферы $z = -(r-r_3)/r_3 = -10$ показан на рис. 1. Значения z убывают с удалением от Земли от верхней границы ионосферы. Концентрация плазмы в ионосфере при $z=0$ задавалась равной $n_0 = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ 1/м}^3$.

4. Граничные условия

Для решения уравнения (7) необходимо записать граничные условия для E_x на нижней и верхней границах, в ионосфере и в экваториальной плоскости магнитосферы. В движущейся системе координат уравнение (5) не меняется, а в уравнении (4) пропадает второе слагаемое в левой части. Получим условие на нижней границе. Продифференцируем уравнение (5) по времени, исключим ток j_z , воспользовавшись выражением (8), опустим производную по x . В итоге получим при $z=0$:

$$\partial E_x / \partial t = - (E_x - 2^{3/2} E_{0y}) \partial (\ln N) / \partial t - 2^{3/2} B_0 / (e \mu_0 N) \partial E_x / \partial z + kT / (e^2 N) \partial^2 (\ln N) / \partial z \partial t \quad (9)$$

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

$$\partial E_x / \partial z = 0, \quad (10)$$

это условие определяет узел для магнитного поля на экваториальной границе ($E_x = 0$ – узел для электрического поля).

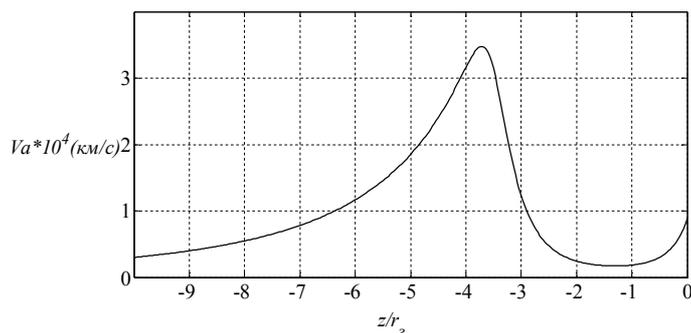


Рисунок 1. Изменение альвеновской скорости вдоль магнитной силовой линии от ионосферы $z=0$ до экваториальной плоскости магнитосферы $z = -10$.

5. Результаты численного моделирования

Система уравнений (4,7,8) при граничных условиях (9,10) решалась численным интегрированием с шагом по времени $dt=0.005$ с, с шагом по координатам x, z $dx=100$ м и $dz=100$ км соответственно. Начальное возмущение E_x компоненты электрического поля (поле в падающей на ионосферу альвеновской волны) на ионосферном уровне длительностью $\tau=4$ с, задавалось в форме гауссоиды по x :

$$E_x(x) = E_{x0} \exp(-((x-L/2)/dL)^2), \quad (11)$$

E_{x0} – амплитуда возмущения, задавали равной 5 мВ/м, $L=100$ км – размеры области интегрирования по x , dL – пространственный масштаб изменения начального возмущения по координате x , $dL = v_{x0} \tau$, $v_{x0} = E_0/B_0$ – скорость конвекции, принимая скорость конвекции $v_{x0} = 500$ м/с, получаем $dL = 2$ км. На правой границе при $x=L$ выполняется условие:

$$\partial E_x / \partial t - (dx/dt) \partial E_x / \partial z = 0, \quad (12)$$

это условие означает прозрачность правой границы области интегрирования.

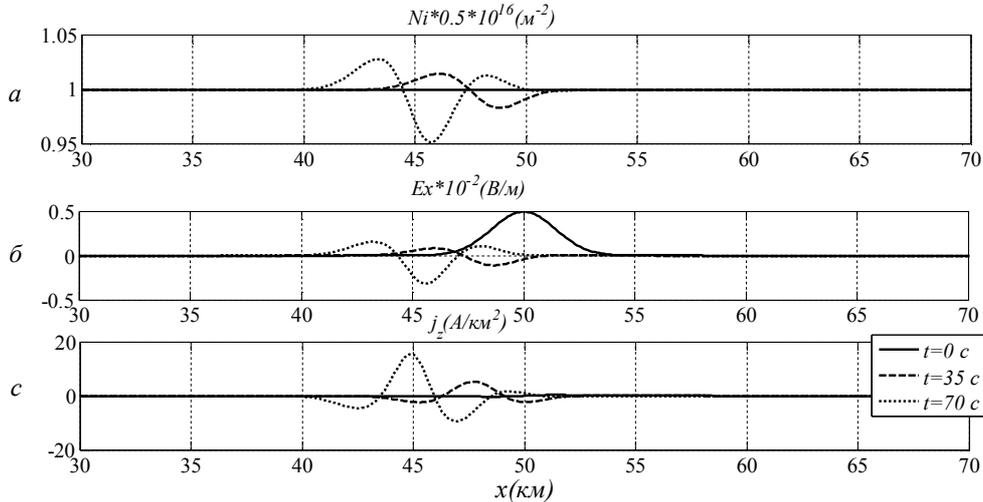


Рисунок 2. Развитие ионосферных возмущений, инициированных импульсом электрического поля E_x в момент времени $t=0$ длительностью $\tau = 4$ с.

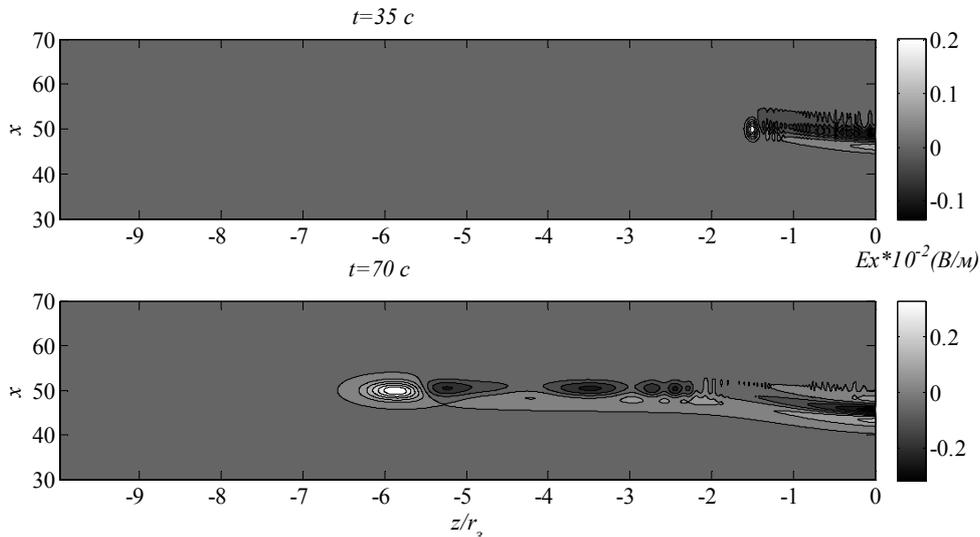


Рисунок 3. Распространение возмущения E_x вдоль магнитного поля из ионосферы $z=0$ в магнитосферу.

На рис. 2(а, б, с) приведены результаты численного моделирования концентрации N , компоненты E_x электрического поля, продольного тока j на ионосферном уровне в разные моменты времени. Расчет проводился при значении параметра $\gamma=10$, интегральная ионосферная проводимость Холла в данном расчета равнялась 8 См, что соответствует достаточно возмущенным условиям. Время нарастания возмущений согласно приведенным расчетам составляет ~ 60 с, время распространения альвеновской волны до экваториальной плоскости и обратно ~ 40 с. С уменьшением проводимости ионосферы время нарастания возмущений сокращается. Несмотря на значительные продольные токи, достигающие 10 А/км², изменение ионосферной концентрации очень незначительно в приведенных расчетах, это связано с малым значением параметра γ , который определяет количество пар ионов, образующихся при ионизации одним электроном. В дугах сияний этот параметр может быть больше 100. Исследовано влияние диффузии на развитие

возмущений, она ослабляет и даже подавляет нарастание возмущений. Можно оценить на основании данных, представленных на рис. 2, скорость распространения возмущения. Она направлена в сторону противоположную конвекции плазмы и приблизительно равна 100 м/с.

На рис.3 приведены распределения E_x компоненты электрического поля в разные моменты времени. Величина напряженности электрического поля увеличивается со временем и с расстоянием от ионосферы, достигая 3 мВ/м, в ионосфере поле значительно меньше.

6. Выводы

Методами численного моделирования рассмотрена задача развития возмущений в движущейся ионосферной плазме. Расчеты выполнены в двумерном приближении для возмущений, имеющих масштабы поперек магнитного поля ~ 1 км в одном направлении и неограниченный масштаб в другом. В ионосфере процессы рассматривались как нелинейные, в магнитосфере использовалось линейное приближение. Плазма в магнитосфере считалась холодной. Линейное уравнение распространения возмущений вдоль магнитного поля из ионосферы в магнитосферу решалась с учетом изменения скорости вдоль магнитного поля.

Время нарастания возмущений с масштабом ~ 1 км составляет ~ 60 с (для возмущенной ионосферы, проводимость Холла в расчетах 8 См). Время нарастания возмущений зависит от проводимости ионосферы, с уменьшением проводимости возмущения развиваются быстрее. Возмущения на меньших масштабах также развиваются быстрее.

Учет теплового движения частиц в ионосфере приводит к ослаблению и даже подавлению развития ионосферных возмущений.

Значительные продольные токи до 10 А/км² вызывают незначительные изменения концентрации ионосферной плазмы, что связано с недооценкой ионизационного члена в уравнениях.

Скорость движения возмущений поперек магнитного поля относительно скорости конвекции ~ 100 м/с.

Напряженность электрического поля возмущения растет с удалением от ионосферы и достигает максимума в магнитосфере вблизи экваториальной плоскости.

Литература

- Atkinson, G., Auroral arcs: Result of the interaction of a dynamic magnetosphere with the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 4746, 1970.
- Holzer, T. E., 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.