

Н. М. Кащенко, С. В. Мациевский

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО F-СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Приведены результаты численного моделирования неустойчивости Релея-Тэйлора в условиях переменного электрического поля на основе электродинамически согласованной математической модели экваториального F-слоя ионосферы.

The results of numerical simulation of Rayleigh-Taylor instability under conditions of alternating electric fields on the basis of electro-dynamically consistent mathematical model of the Equatorial F-layer of the ionosphere.

Ключевые слова: ионосфера, F-слой, неустойчивость Рэля-Тейлора, электрическое поле, математическая модель, численное моделирование.

Key words: ionosphere, F-layer, Rayleigh-Taylor instability, electric field, mathematical model, numerical simulation.

1. Математическая модель экваториального F-слоя ионосферы

Наиболее подробное описание движения плазмы основано на использовании функции распределения молекул, удовлетворяющей уравнению Больцмана. Однако такое описание для ряда задач моделирования



ионосферы слишком подробно, поэтому будем использовать уравнения, основанные на приближении Грэда [1]. Плазма на ионосферных высотах является тепловой с длинами свободного пробега частиц существенно меньше характерных пространственных масштабов изменения ее параметров. Согласно Гершману [2], общепринятую систему уравнений Максвелла и гидродинамических уравнений с учетом электромагнитных сил можно записать в виде, включающем n уравнений непрерывности, $3n$ уравнений движения ионов и электронов, n уравнений теплопроводности ионов и электронов, 3 уравнения непрерывности электрического тока и 3 уравнения потенциальности электрического поля [3]:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla(n_j \vec{V}_j) = Q_j - L_j,$$

$$\frac{\partial \vec{V}_j}{\partial t} + (\vec{V}_j \nabla) \vec{V}_j = -\frac{\nabla p_j}{n_j m_j} + \frac{e}{m_j} (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) - \nu_{jn} (\vec{V}_j - \vec{V}_n) - \sum_{l \neq j} \nu_{jl} (\vec{V}_j - \vec{V}_l) + \vec{g},$$

$$\frac{3}{2} n_j k \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} + (\vec{V}_j \nabla) T_j \right) + p_j \nabla \vec{V}_j + \nabla q_j = G_j - P_j,$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0,$$

$$\nabla \vec{j} \equiv \nabla \sum e_j n_j \vec{V}_j = 0,$$

где n_j , \vec{V}_j , Q_j , L_j , m_j , e_j , p_j , ν_{jn} , ν_{jl} , T_j , q_j , G_j , P_j — соответственно концентрация, дрейфовая скорость, скорости образования и потерь, масса, заряд, давление, частоты соударений с нейтралами, частоты столкновений между заряженными частицами, температура, плотность теплового потока, скорость нагрева и скорость охлаждения частиц сорта j ; k — постоянная Больцмана; \vec{j} — плотность тока; \vec{E} — напряженность электрического поля.

Следствие замагниченности ионосферной плазмы F-области процессы переноса вдоль магнитного поля будут определяться столкновениями, а поперек поля — дрейфовым движением. Из-за сильной анизотропии, обусловленной магнитным полем Земли, процессы диффузии и теплопроводности в области F и во внешней ионосфере происходят в основном вдоль силовых линий геомагнитного поля. Выберем дипольную систему координат (α, φ, β) , так как магнитное поле Земли аппроксимируется дипольным приближением [4]. Координатные составляющие этой системы определяются через сферические координаты по формулам:

$$\alpha = \frac{r}{\sin^2 \theta}, \beta = \frac{\cos \theta}{r^2}, \varphi = \varphi,$$

где r — расстояние до центра Земли; θ — коширота; φ — долгота. Кроме того, при моделировании используем условия диффузионного приближения

$$\frac{d\vec{V}_j}{dt} = 0$$



и условие нейтральности

$$\sum e_j n_j = 0.$$

Помимо этого, будем считать магнитное поле постоянным по времени и дипольным [5].

Наконец, благодаря условию электростатики

$$\nabla \times \vec{E} = 0$$

электрическое поле потенциально:

$$\vec{E} = -\nabla\Phi,$$

32

где Φ — электрический потенциал. Плазма вдоль его геомагнитного поля на высотах экваториальной области F является высокопроводящей средой, поэтому будем считать, что силовые линии геомагнитного поля эквипотенциальны, то есть

$$\Phi = \Phi(\alpha, \varphi).$$

Понизим размерность трехмерного уравнения для потенциала, проинтегрировав его вдоль силовых линий. При этом область интегрирования учитывает параметры E -области: ее силовые линии должны начинаться под областью E в южном полушарии, проходить через геомагнитный экватор и заканчиваться под областью E в северном полушарии. Тогда на концах силовых линий можно задать естественные граничные условия, заключающиеся в непроницаемости для электрического тока нижней границы E -области.

Большинство достаточно развитых среднемасштабных экваториальных неоднородностей сильно вытянуты вдоль силовых линий и остаются такими при своем движении. Будем полагать эти неоднородности двумерными и описывать их динамику в плоскости геомагнитного экватора двумерными уравнениями. Тогда можно считать, что все переменные зависят только от координат α и φ , и в результате получаем двумерную модель развитых неоднородностей:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla_{\perp} (n_j \vec{V}_j) = Q_j - L_j,$$

$$\frac{3}{2} n_j k \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} + (\vec{V}_j \nabla_{\perp}) T_j \right) + p_j \nabla_{\perp} \vec{V}_j + \nabla_{\perp} q_j = G_j - P_j,$$

$$\nabla_{\perp} (\hat{g} \nabla_{\perp} \Phi) = \nabla_{\perp} \vec{A}.$$

Для вычисления параметров нейтральных частиц использовалась глобальная термосферная модель MSIS [6–7].

2. Решение нелинейных систем уравнений

Уравнения вышеприведенной модели в двумерном приближении решались численно конечно-разностными методами на квазиравномерных сетках, сгущающихся к центру области решения. Начальные



значения задавались путем решения низкоширотной модели ионосферы до получения периодического решения. Эти начальные значения дополнялись искусственно введенными начальными возмущениями. Решение конечно-разностных аналогов исходных уравнений выполнялось по следующей схеме:

1. Сначала решался конечно-разностный аналог двумерного эллиптического уравнения, при этом использовался многосеточный метод до получения относительной погрешности 10^{-12} .

2. Совместно решались уравнения непрерывности концентраций и теплопроводности.

Для улучшения качества совместного решения этих сильно связанных уравнений использовались итерации по нелинейности отдельно в каждом уравнении теплопроводности, по связям между уравнениями теплопроводности для разных сортов заряженных частиц и по связям между уравнениями непрерывности концентраций и уравнениями теплопроводности.

3. Результаты численного моделирования

Численное моделирование проводилось в двумерной области, ограниченной снизу высотой 100 км, а сверху — 1300 км, по горизонтали протяженность области интегрирования составляла 400 км. Сетка выбрана так, что в центральной области шаги равны 2 км.

Условия расчетов соответствовали среднему уровню солнечной активности с $F_{10.7} = 150$ и уровню геомагнитной активности $k_p = 3$.

Для потенциала граничные условия заданы через фоновое электрическое поле. Для концентраций и температур на нижней границе заданы соответственно условия химического равновесия и равенства нейтральной температуре, вверху и на боковых границах задано условие равенства нулю потоков. Восточная компонента фонового электрического поля задавалась модельно: в начале процесса положительным значением (в представленных расчетах 1 мВ/м), а начиная с некоторого момента времени эта компонента меняла знак.

Была проведена серия расчетов для моментов перемены знака восточной компоненты электрического поля в моменты времени из диапазона 1800–2500 с, считая от начала процесса. Результаты вычислений показали, что неустойчивость Релея-Тэйлора развивается по классическому сценарию с выходом образовавшегося пузыря во внешнюю ионосферу для интервала времени перемены знака вертикального дрейфа, начиная от 1850 с. Для меньших интервалов знакоположительности фонового вертикального дрейфа развитие неустойчивости прекращается. На рисунке 1 показаны результаты моделирования процесса для времени изменения знака вертикального дрейфа 1850 с и 1900 с. Цифрами указаны значения десятичного логарифма концентрации (см^{-3}).

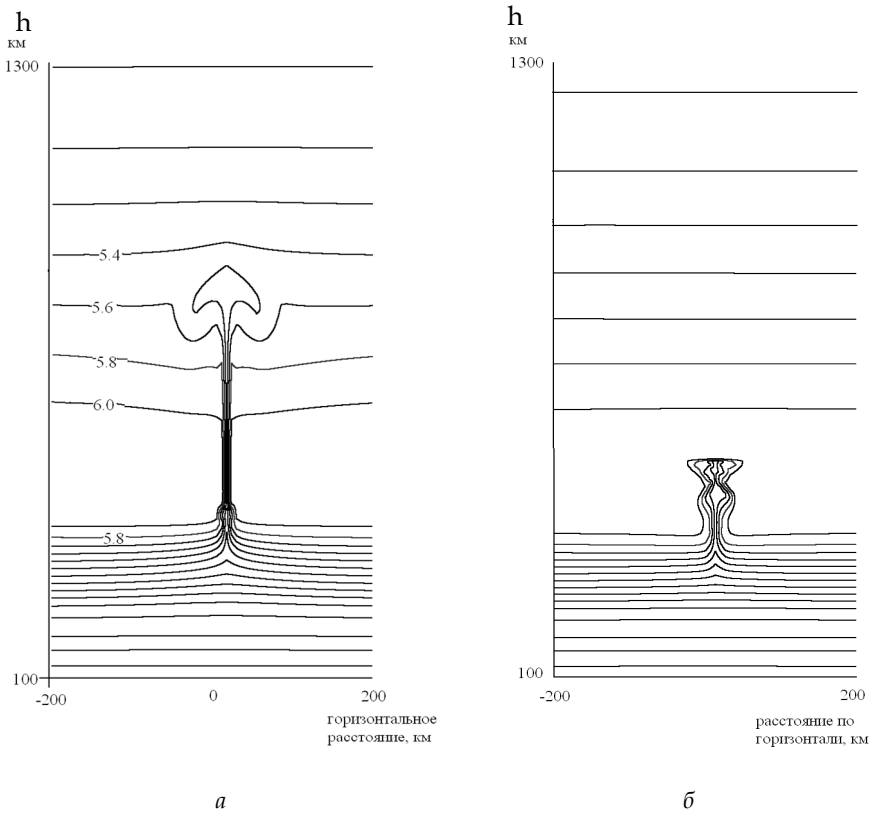


Рис. 1. Стадия развитого пузыря для момента времени 3000 с при перемене знака вертикального дрейфа в момент времени 1900 с (а) и 1850 с (б)

Анализ результатов показывает, что изменение сценария развития неустойчивости Рэля-Тейлора соответствует моменту времени, когда передний фронт ионосферного пузыря находится вблизи максимума F-слоя ионосферы. Этот вывод остается также справедливым и при других условиях развития одиночных ионосферных пузырей в экваториальной F-области.

Адекватность использованной математической модели и применяемых численных расчетов подтверждается многочисленными аналогичными расчетами авторов, а также зарубежными источниками, избранный список которых можно найти в [8].

Список литературы

1. Грэд Г. О кинетической теории разреженных газов // Механика. 1952. Вып. 4. С. 71–79; Вып. 5. С. 61–96.
2. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М., 1974.
3. Кащенко Н. М., Мацневский С. В. Математическое моделирование неустойчивостей экваториального F-слоя ионосферы // Вестник КГУ. 2003. Вып. 3. С. 59–68.
4. Рыбин В. В., Поляков В. М. Об амбиполярности движений ионосферной плазмы // Ионосферные исследования. 1983. № 33. С. 5–44.



5. Фаткуллин М. Н., Ситнов Ю. С. Дипольная система координат и ее некоторые особенности // Геомагнетизм и аэрономия. 1972. Т. 12, № 2. С. 333–335.
6. Hedin A. E., Salah J. E., Evans J. V. et al. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 1. N2 density and temperature // J. Geophys. Res. 1977. V. 82, N. A1. P. 2139–2147.
7. Hedin A. E., Reber C. A., Newton G. P. et al. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 2. Composition // J. Geophys. Res. 1977. V. 82, N. A1. P. 2148–2156.
8. Мациевский С. В., Кащенко Н. М., Ишанов С. А. и др. 3D-моделирование экваториального F-рассеяния: сравнение моделей MI3 и SAMI3 // Вестник Балтийского федерального университета им. И. Канта. 2013. № 4. С. 102–105.

Об авторах

Николай Михайлович Кащенко – канд. физ.-мат. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: kaschtschenko@mail.ru

Сергей Валентинович Мациевский – канд. физ.-мат. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: matsievsky@newmail.ru

About the authors

Dr Nikolay Kashchenko – Ass. Prof., I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: kaschtschenko@mail.ru

Dr Sergey Matsievsky – Ass. Prof., I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: matsievsky@newmail.ru