

ЧЕБЫШЕВСКИЙ СБОРНИК

Том 19. Выпуск 4

УДК 51-73:537, 519.63

DOI 10.22405/2226-8383-2018-19-4-91-102

Численное моделирование параметров полярной ионосферы¹

Лукьянова Рената Юрьевна — доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Геофизический центр РАН.

e-mail: r.lukianova@gcras.ru

Аннотация

В статье дается обзор разработанных трех численных моделей для расчета электродинамических параметров высокоширотной ионосферы Земли. Модель глобального распределения ионосферного электрического потенциала, построенная на основе решения краевой задачи о растекании ионосферных токов, позволяет рассчитать траектории конвекции ионосферной плазмы в северном и южном полушариях. Модель высокоширотной ионосферы позволяет оперативно рассчитывать трехмерную структуру электронной плотности в диапазоне высот 120-500 км при различных гелио-геофизических условиях. Учитывается определяющая роль электрических полей магнитосферного происхождения. Концентрация основных ионосферных ионов определяется решением уравнения фотохимического баланса и конвективно-диффузионного уравнения вдоль траектории конвекции плазменных трубок с учётом параметров термосферы. Разработана методика и алгоритмы численного расчета распределения магнитного поля над ионосферой, которое создается электрическими токами магнитосферного происхождения. Модель базируется на решении уравнения для векторного магнитного потенциала и позволяет рассчитать двумерную картину магнитных вариаций.

Ключевые слова: Ионосфера, Электродинамика, Электронная плотность, Численное моделирование, Дифференциальные уравнения, Итерационные методы

Библиография: 15 названий.

Для цитирования:

Р. Ю. Лукьянова. Численное моделирование параметров полярной ионосферы // Чебышевский сборник, 2018, т. 19, вып. 4, с. 91–102.

¹Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 16-17-00121)).

CHEBYSHEVSKII SBORNIK

Vol. 19. No. 4

UDC 51-73:537, 519.63

DOI 10.22405/2226-8383-2018-19-4-91-102

Numerical modeling of the polar ionosphere parameters

Lukyanova Renata Yurievna — D.Sc., Principal research scientist, Geophysical Center RAS.
e-mail: r.lukianova@gcras.ru

Abstract

An overview of the three numerical models for calculating the electrodynamic parameters of the Earth's high-latitude ionosphere is presented. The model of the global distribution of the ionospheric electric potential, constructed on the basis of the solution of the boundary value problem on the spreading of ionospheric currents, makes it possible to calculate the trajectories of convection of the ionospheric plasma in the northern and southern hemispheres. The model of the high-latitude ionosphere allows calculating the three-dimensional structure of the electron density in the altitude range of 120-500 km under various helio-geophysical conditions. Importance of the electric fields of magnetospheric origin is stressed. Concentration of the main ionospheric ions is determined by the solution of the photochemical balance equation and the convective-diffusion equation along the trajectory of the plasma tube convection, taking into account the parameters of the thermosphere. A methodology and algorithms for calculating the distribution of magnetic field over the ionosphere, which is created by electric currents of magnetospheric origin, are developed. The model is based on the solution of the equation for the vector magnetic potential and makes it possible to calculate a two-dimensional picture of the magnetic variations.

Keywords:

Bibliography: 15 titles.

For citation:

R. Yu. Lukyanova, 2018, "Numerical modeling of the polar ionosphere parameters", *Chebyshevskii sbornik*, vol. 19, no. 4, pp. 91–102.

1. Введение

При взаимодействии плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля с земным диполем в ионосфере и магнитосфере Земли генерируются мощные электрические поля и токи. Электродинамические процессы, происходящие в ионосферно-магнитосферной системе, оказывают значительное влияние на функционирование современных технологических систем на Земле и в космосе. Они являются источниками спорадических возмущений геомагнитного поля, особенно интенсивных в полярных регионах, в Арктике и Антарктике. Изучение электродинамики верхней атмосферы Земли важно для понимания солнечно-земных связей, а разработка инструментов прогнозирования имеет прикладное значение для определения, например, условий распространения радиоволн в высоких широтах и предупреждения сбоев в системах электроснабжения вследствие индукционных токов.

Последние десятилетия характеризуются интенсивным развитием космических и наземных систем наблюдения за электродинамическими параметрами ионосферы и магнитосферы. Статистический анализ большого количества полученных данных позволяет строить эмпирические модели, описывающие усредненные состояния окружающей среды [1, 2, 3, 4]. С другой стороны, эффективным способом количественного описания глобального распределения параметров является математическое моделирование, основанное на решении уравнений, описывающих физические процессы, происходящие в ионосферно-магнитосферной системе. В отличие от эмпирических математические модели позволяют не только воспроизводить фоновые, достаточно спокойные условия, но и дают возможность проводить численные эксперименты, в которых входные параметры задаются в широких пределах, что важно для прогнозирования экстремальных ситуаций.

В течение нескольких лет в ГЦ РАН проводились работы по развитию семейства численных физико-математических моделей для исследования электродинамики высокоширотной ионосферы. Основными компонентами этого семейства являются (*) модель распределения магнитного поля на верхней границе ионосферы, которое создается электрическими токами магнитосферного происхождения; (*) модель распределения электрического потенциала в ионосфере Земли в глобальной постановке, т.е. при учете электродинамической связи между ионосферными оболочками северного и южного полушарий; (*) модель распределения концентрации электронов в диапазоне высот 120-500 км. В статье дается обзор полученных результатов.

2. Общая схема расчетной области

Общая схема расчетной области, аппроксимирующей ионосферу Земли, представлена на Рис. 1. Ионосфера представляет собой сферическую оболочку конечной толщины, нижняя поверхность которой находится на высоте 120 км от поверхности Земли, а верхняя – на высоте 500 км. Продольные электрические токи, которые генерируются в пограничных слоях магнитосферы (вне расчетной области), втекают и вытекают из ионосферы в высокоширотных областях и растекаются по всей нижней поверхности ионосферной оболочки, проводимость которой неоднородна. С высотой проводимость ионосферы не меняется, на нижней поверхности она задается в виде интегральной по высоте величины. Продольные токи, текущие вдоль силовых линий геомагнитного поля, являются источником электрического потенциала на нижней границе ионосферы. Эти же токи являются источником магнитного потенциала на верхней границе. На рис. 1 нижняя ионосферная оболочка разделена на три области: северная и южная полярные шапки, где силовые линии геомагнитного поля разомкнуты и вытянуты далеко в хвост магнитосферы, и остальная часть сферы, где силовые линии опираются на сопряженные точки в северном и южном полушариях.

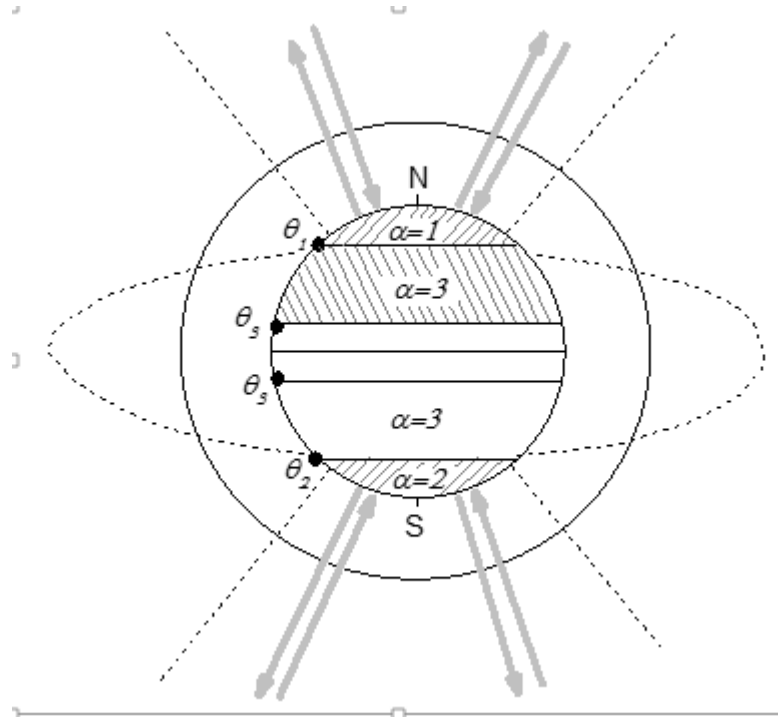


Рис. 1: Схема расчетной области для ионосферы. Двумя concentрическими окружностями показаны верхняя и нижняя границы ионосферы. Пунктирные линии обозначают замкнутые в среднеширотной области и разомкнутые в полярных шапках силовые линии магнитного диполя. Толстые серые стрелки в северной и южной полярных шапках обозначают продольные токи, втекающие и вытекающие из ионосферы. Сплошными горизонтальными линиями показаны границы полярных шапок, приэкваториальные границы среднеширотных областей и магнитный экватор. Буквы, обозначающие границы и заштрихованные области относятся к модели электрического потенциала (см. раздел 4)

3. Моделирование магнитного поля, создаваемого продольными токами над ионосферой

Магнитное поле, которое создается продольными токами на верхней границе ионосферы, измеряется низколетящими спутниками с полярной орбитой. Обычно это три компоненты поля: зональная, меридиональная и вертикальная. Спутник может измерять поле только в точках своей траектории [5]. Для получения общей картины распределения магнитного поля и верификации спутниковых измерений была разработана алгоритм численного расчета распределения магнитного потенциала. Модель базируется на решении уравнения

$$\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A} \text{ при дополнительном условии } \text{div}\mathbf{A} = 0 \quad (1)$$

где \mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля, которое создается электрическим током, \mathbf{A} – векторный магнитный потенциал.

Уравнение 1 записывается в сферических координатах θ , φ , r , где θ – геомагнитная широта, φ – долгота, r – радиус Земли + 120 км, и дискретизируется на сетке с шагом $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$. Продольный ток \mathbf{j} , создающий магнитное поле \mathbf{B} , в высоких широтах земного шара направлен практически перпендикулярно к ионосферной оболочке. Тогда из выражения $\mathbf{B} = \text{rot} A((\theta, \varphi)\mathbf{e}_r$ широтная и долготная компоненты индукции определяются как

Для прямоугольного контура с центром в точке сетки, периметром L , площадью s и плот-

ностью тока внутри контура j можно записать:

$$B_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta}, \quad B_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \varphi} \quad (2)$$

$$\oint_L \frac{1}{\mu} B_l dl - \frac{4\pi}{c} \int_s j ds = 0 \quad (3)$$

Компоненты \mathbf{B} для узла (i, j) , находящегося в центре единичного контура с угловыми точками (1234), дискретизируются через компоненты \mathbf{A} :

$$\begin{aligned} (B_\varphi)_1 &= -\frac{A_{ij} - A_{i-1j}}{r \Delta \theta} \\ (B_\varphi)_2 &= -\frac{A_{i+1j} - A_{ij}}{r \Delta \theta} \\ (B_\theta)_3 &= \frac{1}{r \sin \theta_i} \frac{A_{ij} - A_{ij-1}}{\Delta \varphi} \\ (B_\theta)_3 &= \frac{1}{r \sin \theta_i} \frac{A_{ij+1} - A_{ij}}{\Delta \varphi} \end{aligned} \quad (4)$$

Итерационное уравнение для A записывается как

$$\begin{aligned} A_{ij}^{(n+1)} &= A_{ij}^{(n)} - \Delta A_{ij}^{(n,n+1)} \\ \Delta A_{ij}^{(n,n+1)} &= \omega \frac{f_{ij} \left(A_{11}^{n+1}, \dots, A_{ij}^{(n+1)}, A_{ij}^{(n)}, \dots \right)}{\frac{\partial}{\partial A_{ij}^{(n)}} f_{ij} \left(A_{11}^{n+1}, \dots, A_{ij}^{(n+1)}, A_{i-1j}, A_{ij}^{(n)} \right)} \end{aligned} \quad (5)$$

где f – левая часть уравнения, w – параметр релаксации, n – номер итерации.

Двумерное распределение \mathbf{A} однозначно определяет значения широтной и долготной компонент \mathbf{B} в каждой точке расчетной сетки. Задавая произвольное распределение продольных токов j , можно получить картину создаваемого этими токами магнитного поля на высотах верхней границы ионосферы. Для решения задачи был разработан алгоритм, реализованный в программном модуле на языке Fortran. Задача решалась на сетке с шагом $\Delta \theta, \Delta \varphi = 0.5^\circ$, покрывающей полярную область от полюса до магнитной широты 60° при различных распределениях входных параметров.

4. Численная модель глобального распределения электрического потенциала в ионосфере Земли

Трехмерное уравнение непрерывности электрических токов, обеспечивающих магнитосферно-ионосферное взаимодействие, записывается как

$$\text{div} \mathbf{J} = j \cdot \sin \chi \quad (6)$$

где \mathbf{J} – интегральные горизонтальные токи, текущие в ионосфере, j – продольные токи, текущие вдоль силовых линий геомагнитного поля и в высоких широтах практически перпендикулярные к ионосферной оболочке, χ – магнитное наклонение.

Согласно постановке задачи, ионосфера разделена на три области (см. рис. 1): северная и южная полярные шапки и средние широты, где силовые линии геомагнитного поля замкнуты

[6]. На рис. 1 границы этих областей обозначены как θ_1 , θ_2 и θ_3 , а сами области заштрихованы (из среднеширотных – только северная) и обозначены как $\alpha = 1, 2, 3$. Индекс 1 соответствует северной полярной шапке с экваториальной границей на $\theta = \theta_1$; индекс 2 – южной полярной шапке с границей на $\theta = \theta_2$; индекс 3 – среднеширотной области с границами на $\theta = \theta_1$ и $\theta = \theta_3$. Постановка задачи учитывает электродинамическое сопряжение ионосфер противоположных полушарий. Внутри северной и южной полярных шапок процесс растекания горизонтальных ионосферных токов описывается своим уравнением непрерывности, с присущим данной шапке распределением проводимости и источников (продольных токов), в то время как вне области полярных шапок замкнутые магнитные силовые линии земного диполя эффективно выравнивают электрический потенциал в сопряженных точках противоположных полушарий. Выполнение граничных условий, отражающих неразрывность общей токовой цепи и выравнивание потенциала на границах полярных шапок, приводит к взаимозависимости распределения потенциала внутри шапок и влиянию обеих шапок на распределение потенциала в среднеширотной области.

Уравнение (6) в координатах (θ, φ) решается для северной, южной и среднеширотной областей отдельно, а соответствующие граничные условия связывают эти три области в единую систему. В средних широтах уравнение решается на половине (для определенности, северной) области с низкоширотной границей, несколько отстоящей от экватора, а в качестве интегральной проводимости и источника используются сумма проводимостей и сумма источников в сопряженных точках обоих полушарий.

Краевая задача имеет вид

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_1 = j_1 \text{ для } \theta \leq \theta_1 \quad (7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_2 = j_2 \text{ для } \pi - \theta_1 \leq \theta < \pi \quad (8)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_3 = j_3 \text{ для } \theta_1 \leq \theta \leq \theta_3 \quad (9)$$

Граничные условия:

$$U_1(\theta_1, \varphi) = U_3(\theta_1, \varphi) = U_2(\theta_2, \varphi) \quad (10)$$

$$J_1(\theta_1, \varphi) - J_3(\theta_1, \varphi) = J_2(\theta_2, \varphi) \quad (11)$$

$$J_3(\theta_3, \varphi) = 0, \quad (12)$$

где U_α , J_α и j – ионосферный электрический потенциал, интегральный ионосферный ток и источник возбуждения потенциала в виде продольного тока в соответствующих областях ($\alpha = 1, 2, 3$). Граничное условие (10) означает отсутствие скачка потенциала поперек границы заданной шапки и между границами противоположных шапок. Условие (11) означает, что возможные разрывы нормальной компоненты тока в плоскости (θ, φ) на границах северной и южной шапок компенсируют друг друга за счет токов перетекания из одного полушария в другое. Условие (12) соответствует отсутствию тока через экваториальную границу.

Параметры U_α и J_α связаны законом Ома:

$$\mathbf{J}_\alpha = \Sigma_\alpha (-\nabla U_\alpha), \quad (13)$$

где Σ_α – тензор интегральной по высоте ионосферной проводимости [7], т.е.

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\varphi} \\ -\Sigma_{\theta\varphi} & \Sigma_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$\Sigma_{\theta\theta} = \Sigma_P / \sin^2 \chi, \Sigma_{\theta\varphi} = \Sigma_H / \sin^2 \chi, \Sigma_{\varphi\varphi} = \Sigma_P \sin \chi = 2 \cdot \cos \theta / (1 + 3 \cdot \cos^2 \theta)^{1/2},$$

где Σ_P и Σ_H – ионосферные проводимости Педерсена и Холла.

Уравнения (7) – (12) представляют собой краевую задачу, эффективным численным методом решения которой является метод конечных разностей. Для перехода к итерационной схеме вводится переменная Z_α :

$$Z_\alpha^{(n+1)} = (U_\alpha^{(n+1)} - U_\alpha^{(n)}) / \tau^{(n+1)} \quad (15)$$

где τ – релаксационный параметр [8], n – номер итерации, $U^{(n+1)}$ и $U^{(n)}$ – решения в соответствующих областях ($\alpha = 1, 2, 3$), соответственно на итерациях n и $(n+1)$. Из (15) видно, что если итерационный процесс сходится (т.е. $Z_\alpha^{(n+1)} \rightarrow 0$), то $U_\alpha^{(n+1)} \rightarrow U_\alpha^{(n)} \rightarrow U_\alpha$, а U_α является решением исходной задачи (7) – (12).

Уравнения (7) – (9) для переменной Z_α в итерационном виде имеют вид

$$\operatorname{div}(-\nabla Z_\alpha^{(n+1)}) + \operatorname{div} J_\alpha^{(n)} = j_\alpha \quad (16)$$

Граничные условия 10 – 12 удовлетворяется на каждой итерации. Условие 10 в терминах Z_α (вертикальная линия обозначает границу на соответствующей границе θ) записывается как

$$Z_1^{(n+1)} \Big|_{\theta_1} - Z_2^{(n+1)} \Big|_{\theta_2} = (U_2^{(n)} \Big|_{\theta_2} - U_1^{(n)} \Big|_{\theta_1}) / \tau^{(n+1)} \quad (17)$$

$$Z_1^{(n+1)} \Big|_{\theta_1} - Z_3^{(n+1)} \Big|_{\theta_2} = (U_3^{(n)} \Big|_{\theta_1} - U_1^{(n)} \Big|_{\theta_1}) / \tau^{(n+1)} \quad (18)$$

Граничные условия (11) и (12) в итерационном виде выражаются как

$$\frac{\partial Z_1^{(n+1)}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_1} - \frac{\partial Z_2^{(n+1)}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_2} - \frac{\partial Z_3^{(n+1)}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_1} = J_1^{(n)} \Big|_{\theta_1} - J_2^{(n)} \Big|_{\theta_2} - J_3^{(n)} \Big|_{\theta_1} \quad (19)$$

$$\frac{\partial Z_3^{(n+1)}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_3} = J_3^{(n)} \Big|_{\theta_3} \quad (20)$$

Далее применяется метод разделения переменных. В левую часть уравнения (16) вводится регуляризатор R , который представляет собой угловую (θ, φ) часть оператора Лапласа [9]:

$$R \equiv \operatorname{div}(-\nabla) \equiv -\Delta_{\theta\varphi} \quad (21)$$

Для переменной Z_α получаем

$$RZ_\alpha^{(n+1)} \equiv \operatorname{div}(-\nabla Z_\alpha^{(n+1)}) \equiv -\Delta Z_\alpha^{(n+1)} \quad (22)$$

$$\Delta Z_\alpha^{(n+1)} = \operatorname{div} J_\alpha^{(n)} - j_\alpha \quad (23)$$

Лапласиан допускает разделение переменных, и решение (16) можно представить в виде ряда Фурье

$$Z_\alpha^{(n+1)}(\theta, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} C_{\alpha m}(\theta) \cdot e^{im\varphi} \quad (24)$$

где $C_{\alpha m}(\theta)$ – комплексные коэффициенты Фурье, зависящие только от θ , m – номер узла сетки по долготе.

Подстановка (24) в (16) – (20) приводит к одномерной краевой задаче для $C_{\alpha m}(\theta)$:

$$\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \cdot (\sin \theta \cdot \frac{\partial C_{\alpha m}}{\partial \theta}) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \cdot C_{\alpha m} = F_m \left\{ -j_\alpha + \operatorname{div} J_\alpha^{(n)} \right\} \quad (25)$$

$$C_{1m}|_{\theta_1} - C_{2m}|_{\theta_2} = F_m \left\{ \frac{U_2^{(n)}|_{\theta_2} - U_1^{(n)}|_{\theta_1}}{\tau^{(n+1)}} \right\} \quad (26)$$

$$C_{1m}|_{\theta_1} - C_{3m}|_{\theta_2} = F_m \left\{ \frac{U_3^{(n)}|_{\theta_1} - U_1^{(n)}|_{\theta_1}}{\tau^{(n+1)}} \right\} \quad (27)$$

$$\frac{\partial C_{1m}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_1} - \frac{\partial C_{2m}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_2} = F_m \left\{ J_1^{(n)} \Big|_{\theta_1} - J_2^{(n)} \Big|_{\theta_2} - J_3^{(n)} \Big|_{\theta_1} \right\} \quad (28)$$

$$\frac{\partial C_{3m}}{\partial \theta} \Big|_{\theta_3} = F_m \left\{ J_3^{(n)} \Big|_{\theta_3} \right\} \quad (29)$$

где $F_m\{\cdot\}$ – зависящий от θ коэффициент Фурье от выражения в скобках для m -го узла сетки по долготе, а $C_{\alpha m}$ есть $C_{\alpha m}(\theta)$.

В конечно-разностном виде уравнение (25) имеет вид

$$\frac{1}{\Delta\theta \cdot \sin \theta_1} \cdot \left[\sin \theta_{i+1/2} \cdot \frac{C_{i+1} - C_i}{\Delta\theta} - \sin \theta_{i-1/2} \cdot \frac{C_i - C_{i-1}}{\Delta\theta} \right] - \frac{1}{\Delta\theta \cdot \sin \theta_i} \cdot C_i = F_i \left\{ j_\alpha + \text{div} J_\alpha^{(n)} \right\} \quad (30)$$

где $\Delta\theta$ – шаг по кошироте, i – номер узла сетки по кошироте. Значки α и m далее опущены, так что $C_{\alpha m}(\theta)$ в i -м узле сетки обозначено как C_i .

Три системы разностных уравнений вида (30) для областей, дополненные разностными аналогами граничных условий (26) – (29), приводят к связности этих систем по значениям в трех парах узлов сетки, ближайших к границам θ_1 , θ_2 и θ_3 . Для этих значений можно выделить отдельную замкнутую подсистему. После ее решения каждая из трех основных систем разностных уравнений решается методом прогонки.

Изложенные выше алгоритмы были реализованы в виде набора программ на языке Фортран. Расчеты проводились с двойной точностью. Программное средство было протестировано на ряде модельных задач [10, 11]. Сходимость оценивалась по нормам невязок

$$\varepsilon_\alpha = \left\| \text{div} J_\alpha^{(n)} - j_\alpha \right\| / \left\| \text{div} J_\alpha^{(1)} - j_\alpha \right\| \quad (31)$$

5. Численная модель распределения электронной концентрации в F области полярной ионосферы

Модель рассчитывает распределение электронной концентрации (Ne) в полярной ионосфере в области выше 50° магнитной широты [12, 13]. Основными факторами, определяющими состояние высокоширотной ионосферы, являются динамика плазмы и процессы образования и химических потерь ионов. Соответственно с этим модель состоит из двух блоков. В первом блоке с целью определить траектории, вдоль которых дрейфует плазменная трубка, рассчитываются геометрические и электродинамические параметры картин конвекции ионосферной плазмы. Скорость движения заряженной частицы определяется суммой скорости коротации и скорости дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Так как на высотах >120 км плазма замагничена, линии конвекции совпадают с изолиниями ионосферного электрического потенциала. В рамках модели распределение электрического потенциала параметризовано и описывается соответствующими аналитическими формулами согласно [14]. Во втором блоке решается задача интегрирования по высоте конвективно-диффузионного уравнения и уравнения фотохимического равновесия в вертикальной плазменной трубке, дрейфующей под действием электрических полей магнитосферной конвекции и коротации.

Уравнения траектории конвекции записываются в геомагнитных сферических координатах θ, φ, r . Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая конвективные траектории, имеет вид:

$$d\theta/dt = -2 \cdot E_\varphi(\theta, \varphi). \quad (32)$$

$$d\varphi/dt = E_\theta(\theta, \varphi). \quad (33)$$

где E_θ и E_φ – компоненты ионосферного электрического поля, которое возбуждается продольным током магнитосферного происхождения, M – магнитный момент Земли, ω – частота углового вращения Земли вокруг геомагнитной оси, $R = R_E + 200$ км, R_E – радиус Земли, t – время.

Конфигурация и плотность продольного тока j аппроксимировались аналитическими функциями в зависимости от параметров солнечного ветра.

$$j(\varphi) = \sum_m [j_m \cdot \sin(m\varphi)] \quad (34)$$

$$j(\varphi) = j_0 + \sum_m [j_m \cdot \cos(m\varphi)] \quad m = 1, \dots \quad (35)$$

Базовая картина конвекции задавалась распределением электрического потенциала Ψ , симметричным относительно меридиана полдень-полночь:

$$\Psi(\theta, \varphi) = -T(\theta)F(\varphi), \quad (36)$$

где $F(\varphi) = \sin(\varphi - \varphi_0)$ – определяет поворот картины конвекции относительно меридиана полдень-полночь, $T(\theta)$ рассчитывается интегрированием вдоль меридиана утро-вечер функции распределения электрического поля (E_{Y-B}) при условии равенства падения потенциала в полярной шапке Ψ_{PC} и в авроральной зоне. Аналитическое описание базируется на непрерывном изменении профиля E_{Y-B} , в зависимости от параметров солнечного ветра, геомагнитной активности, сезона.

Ионосферный блок описывает трёхмерное распределение Ne . В точках, расположенных вдоль траекторий конвекции, решается задача интегрирования нестационарного конвективно-диффузионного уравнения для иона кислорода O^+ :

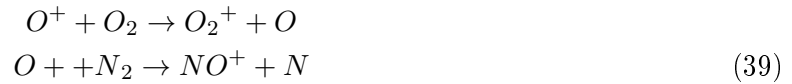
$$\frac{\partial}{\partial t} n(O^+) = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \cdot \frac{\partial}{\partial z} n(O^+) + R \cdot n(O^+) \right) + Q_{O^+} - L \quad (37)$$

где $n(O^+)$ – ионная концентрация, t – время, z – высота, D и R – коэффициенты, соответствующие вертикальной скорости O^+ , зависящей от скорости ионообразования, параметров термосферы, частот соударений, географических координат, значений электрического и магнитного поля, Q_{O^+} и L – скорость ионизации и потерь ионов, соответственно. Также интегрируется уравнение фотохимического равновесия для концентрации обобщенного молекулярного иона M^+ :

$$Q_{M^+} + L = \alpha \cdot n(M^+) \cdot (n(M^+) + n(O^+)), \quad (38)$$

где $n(M^+)$ – ионная концентрация, α – эффективный коэффициент рекомбинации.

На нижней границе ионосферы задаётся концентрация $n(O^+)$ из условия фотохимического равновесия, а на верхней – величина уходящего потока. Потери ионов определяются скоростью рекомбинации в химических реакциях, часть из этих реакций зависит от температуры. Для иона O^+ учитываются следующие реакции:



В уравнении (38) учтено образование иона M^+ под действием излучения (корпускулярного, связанного с высыпаниями энергичных частиц из магнитосферы, а также прямого и рассеянного солнечного УФ) и в реакции потерь O^+ .

$$n(M^+) = n(NO^+) + n(O^2) + n(N_2^+) \tag{40}$$

Скорость ионообразования за счет высыпающихся частиц рассчитывается по эмпирическим статистическим моделям для потоков электронов. Скорость образования ионов за счет солнечной радиации на различных длинах волн определяется по эмпирическим формулам. Для сокращения времени расчета параметры термосферы не моделируются внутри ионосферного блока, а задаются на основе эмпирической модели [15]. Таким образом, в ионосферном блоке при заданных гелиогеофизических условиях, дне года и моменте мирового времени рассчитывается высотное распределение Ne в любом заданном наборе точек на сетке, покрывающей высокоширотную область.

В результате расчетов для заданных входных параметров рассчитываются высотные профили Ne в точках расчетной сетки, покрывающей полярную область, а также строятся карты изолиний максимума Ne .

6. Заключение

Разработаны численные модели для расчета распределения электродинамических параметров высокоширотной ионосферы Земли. Модель глобального распределения электрического потенциала, построенная на основе решения краевой задачи о растекании ионосферных токов, позволяет рассчитать траектории конвекции ионосферной плазмы в северном и южном полушариях и выявляет возможность эффективного проникновения электрических полей, генерируемых в полярной шапке продольными токами магнитосферного происхождения, в средние широты и в противоположную полярную шапку за счет электродинамической связи полушарий.

Расчет магнитного потенциала, создаваемого продольными токами над ионосферой, позволяет моделировать общую картину распределения горизонтальных компонент магнитной индукции и может служить для верификации измерений спутниковых магнитометров, которые регистрируют компоненты поля в точках вдоль своей орбиты.

Численная модель высокоширотной ионосферы позволяет оперативно рассчитывать трехмерную структуру F-области при различных гелио-геофизических условиях. Траектории конвекции моделируются в блоке расчёта электрических полей с непрерывной зависимостью их геометрии и интенсивности от входных параметров в виде значений межпланетного магнитного поля, скорости солнечного ветра, дня года, мирового времени и уровня геомагнитной и солнечной активности. В ионосферном блоке рассчитывается высотное распределение Ne . Учитываются обобщенный молекулярный ион M^+ и ион O^+ , концентрация которых определяется соответственно решением уравнения баланса и конвективно-диффузионного уравнения вдоль траектории конвекции с учётом поля конвекции и коротации и параметров термосферы. Все модели реализованы в виде программных средств, удобных для практических приложений.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heppner J.P., Maynard N.C. Empirical high-latitude electric field model // J.Geophys.Res. 1987. Vol. A2, № 5, P.4467-4489.
2. Papitashvili, V.O., Christiansen F., Neubert T. A new model of field-aligned currents derived from high-precision satellite magnetic field data // Geophys. Res. Lett. 2002. Vol. 29, № 14, 1683. <http://dx.doi.org/10.1029/2001GL014207>.
3. Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A. Dependencies of high-latitude plasma convection: consideration of IMF, seasonal, and UT factors in statistical patterns // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, A09204. <http://dx.doi.org/10.1029/2004JA010815>.
4. Bilitza D., McKinnell L.-A., Reinisch B.W., Fuller-Rowell T. The international reference ionosphere today and in the future // J. Geodesy. 2010, Vol. 85, P. 909-920, doi: 10.1007/s00190-010-0427-x.
5. Lukianova R., Troshichev O.A., Galperin Y.I., Jorjio N.V. Reconstruction of the FAC structure along spacecraft trajectory with regard for edge effects of current sheets // Int. J.Geomag. Aeronomy. 2001, Vol. 2, № 3. P.159-172. .
6. Лукьянова Р.Ю. Распределение электрического потенциала в ионосфере Земли с учетом электродинамической сопряженности полушарий: численная модель // *Матем. моделирование*, 2017. Т. 29, № 5. С. 122–132.
7. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы // Л.: Наука, 1988. 526с.
8. Владимиров В.С. Уравнения математической физики // М.: Наука, 1981. 512 с.
9. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений // М.: Наука, 1978, 592 с.
10. Lukianova R., Christiansen F. Modeling of the global distribution of ionospheric electric field based on realistic maps of field-aligned currents // J. Geophys. Res. 2006. Vol. 111, A03213, doi:10.1029/2005JA011465.
11. Lukianova R., Hanuise C., Christiansen F. Asymmetric distribution of the ionospheric electric potential in the opposite hemispheres as inferred from the SuperDARN observations and FAC-based convection model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2008. Vol. 70. P. 2324-2335, doi:10.1016/j.jastp.2008.05.015.
12. Uvarov V.M., R.Yu. Lukianova, Numerical modeling of the polar F region ionosphere taking into account the solar wind conditions // Adv. Space Research, 56, 2563–2574 [10.1016/j.asr.2015.10.004](http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2015.10.004), 2015.
13. Lukianova R., Uvarov V.M., Coisson P. Evolution of the high-latitude F region large-scale ionospheric irregularities under different solar wind and zenith angle conditions // Adv. Space Res. 2017. Vol. 59, № 2. P. 557-570, doi:10.1016/j.asr.2016.10.010.
14. Уваров В.М., Барашков П.Д. Типы распределения электрических полей и соответствующие им типы конвекции в полярной ионосфере. Модель // Геомагнетизм и аэронаука. 1989. Т. 29. № 4. С. 621-628.
15. Hedin, A. E. MSIS-86 Thermospheric Model // J. Geophys. Res. 1987. Vol. 92, № 5. P. 4649-4662.

REFERENCES

1. Heppner J.P. Maynard N.C. 1987, "Empirical high-latitude electric field model" , *J. Geophys. Res.* Vol. A2, № 5, P. 4467-4489.
2. Papitashvili, V.O., Christiansen F., Neubert T. 2002, "A new model of field-aligned currents derived from high-precision satellite magnetic field data" , *Geophys. Res. Lett.* Vol. 29, № 14, 1683. <http://dx.doi.org/10.1029/2001GL014207>.
3. Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A. 2005, "Dependencies of high-latitude plasma convection: consideration of IMF, seasonal, and UT factors in statistical patterns" , *J. Geophys. Res.* Vol. 110, A09204. <http://dx.doi.org/10.1029/2004JA010815>.
4. Bilitza D., McKinnell L.-A. Reinisch B.W., Fuller-Rowell T. 2010, "The international reference ionosphere today and in the future" , *J. Geodesy.* Vol. 85, P. 909-920, doi: 10.1007/s00190-010-0427-x.
5. Lukianova R., Troshichev O.A., Galperin Y.I., Jorjio N.V. 2001, "Reconstruction of the FAC structure along spacecraft trajectory with regard for edge effects of current sheets" , *Int. J. Geomag. Aeronomy.* Vol. 2, № 3. P. 159-172.
6. Lukianova R.Yu. 2017, "Distribution of the electric potential in the Earth's ionosphere taking into account the electrodynamic coupling of the hemispheres: numerical model" , *Math. Modeling.* Vol. 29, № 5. P. 122–132.
7. Brunelli B.E., Namgaladze A.A. 1988, *Physics of the ionosphere* L.: Nauka, 526 p.
8. Vladimirov V.S. 1981 *Equations of mathematical physics* M.: Nauka, 512 p.
9. Samarsky A.A., Nikolaev E.S. 1978, *Methods of solution of network equations* M.: Nauka, 592p.
10. Lukianova R., Christiansen F. 2006, "Modeling of the global distribution of ionospheric electric field based on realistic maps of field-aligned currents" , *J. Geophys. Res.* Vol. 111, A03213, doi:10.1029/2005JA011465.
11. Lukianova R., Hanuise C., 2008, "Christiansen F. Asymmetric distribution of the ionospheric electric potential in the opposite hemispheres as inferred from the SuperDARN observations and FAC-based convection model" , *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* Vol. 70. P. 2324-2335, doi:10.1016/j.jastp.2008.05.015.
12. Uvarov V.M., R.Yu. Lukianova, 2015, "Numerical modeling of the polar F region ionosphere taking into account the solar wind conditions" , *Adv. Space Research*, 56, 2563–2574 10.1016/j.asr.2015.10.004.
13. Lukianova R., Uvarov V.M., Coisson P. 2017, "Evolution of the high-latitude F region large-scale ionospheric irregularities under different solar wind and zenith angle conditions" , *Adv. Space Res.* Vol. 59, № 2. P. 557-570, doi:10.1016/j.asr.2016.10.010.
14. Uvarov V.M., Barashkov P.D. 1989 "Types of electric field distribution and corresponding types of convection in the polar ionosphere. A model" , *Geomagnetizm i aeronomy.* Vol. 29. № 4. P. 621-628.
15. Hedin, A. E. 1987, "MSIS-86 Thermospheric Model" , *J. Geophys. Res.* Vol. 92, № 5. P. 4649-4662.

Получено 27.07.2018

Принято в печать 22.10.2018