



Л. В. Зинин, А. В. Цибульникова, Н. М. Никулин

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯРНОГО ВЕТРА В УСЛОВИЯХ МАГНИТОСФЕРНОЙ КОНВЕКЦИИ

Нестационарная гидродинамическая модель TUBE 7 использована для моделирования продольных движений и температур ионов полярной ионосферы в условиях магнитосферной конвекции. Показано, что изменение геометрии силовых трубок оказывает значительное влияние на основные параметры тепловой плазмы полярной магнитосферы.

Time-dependend hydrodynamic model TUBE 7 is used for modeling of field-aligned motions and temperature of polar ionosphere ions taking into account magnetosphere convection. It was shown tube geometry changing have a great influence on basic parameters of polar magnetosphere thermal plasma.

Ключевые слова: ионосфера, магнитосфера, тепловая плазма, полярный ветер, магнитосферная конвекция.

Key words: ionosphere, magnetosphere, thermal plasma, polar wind, magnetospheric convection

Введение

Процессы выноса ионосферных ионов в магнитосферу являются одними из ключевых процессов в ионосферно-магнитосферных связях. Общепринято считать, что главный механизм выноса тепловых холодных ионосферных ионов в магнитосферу и в хвост — это механизм полярного ветра. Теория формирования полярного ветра на основе системы гидродинамических уравнений была предложена в классических работах [1–3] для стационарных геофизических условий. В работе [4] предложен кинетический подход к описанию полярного ветра. Дискуссия о применимости бесстолкновительной гидродинамики для описания характеристик полярного ветра продолжается до настоящего времени, однако экспериментальные данные показывают, что гидродинамическое описание в целом отражает реальную ситуацию [5], если не надо учитывать явления разогрева циклотронными волнами, анизотропию температур ионной и электронной плазмы, ускорения продольными полями в двойных слоях и пр.

В 80-е годы прошлого века в ряде работ [6–9] было показано, что нестационарность полярного ветра может кардинально изменить режим истечения ионосферной плазмы даже в спокойных условиях без дополнительных механизмов энергизации. В это же время осуществлялись попытки объединить магнитосферную конвекцию и полярный ветер в одну нестационарную модель. Отметим работу [10], в которой впервые предложен механизм формирования ионного фонтана в каспе (см. также [11–13]), работы [14; 15], где исследовалось влияние конвекции на основные параметры полярной ионосферы на высотах до 1000 км. Такие попытки продолжаются до настоящего времени [16; 17]. Вместе с тем влияние чисто геометрических факторов на режим истечения полярного ветра оставался за рамками проведенных исследований.

В данной работе предпринята попытка оценить влияние геометрических факторов на режим и характеристики полярного ветра с учетом магнитосферной конвекции.

1. Постановка задачи

В качестве модели продольных движений, концентрации и температуры компонент тепловой плазмы вдоль силовых линий магнитного поля Земли была принята модель TUBE7 [18] для семи сортов заряженных частиц.

Модель основана на системе гидродинамических уравнений непрерывности, движения и теплового баланса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial A n_\alpha u_\alpha}{\partial s} + L_\alpha &= Q_\alpha; \\ \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial u_\alpha}{\partial s} + \frac{1}{m_\alpha n_\alpha} \frac{\partial P_\alpha}{\partial s} &= F_\alpha; \\ \frac{3}{2} k n_\alpha \left(\frac{\partial T_\alpha}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial T_\alpha}{\partial s} \right) + \frac{P_\alpha}{A} \frac{\partial A u_\alpha}{\partial s} - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(A \lambda_\alpha \frac{\partial T_\alpha}{\partial s} \right) &= \Theta_\alpha, \end{aligned} \quad (1)$$



где α – индекс сорта заряженных частиц, который принимает значения O^+ , H^+ , He^+ , N^+ , O_2^+ , NO^+ , N_2^+ ; m_α , n_α , u_α , T_α , P_α – масса, концентрация, продольная скорость, температура и давление частиц сорта α ; L_α – коэффициент рекомбинации; λ_α – коэффициент теплопроводности; Θ_α – разность скоростей нагрева и охлаждения заряженных частиц; Q_α – функция ионизации частиц сорта α ; k – постоянная Больцмана; A – расходимость магнитных силовых линий.

Внешняя сила F_α вычисляется как

$$F_\alpha = G + \sum_{j \neq \alpha} S_{\alpha j} (u_j - u_\alpha) + R_\alpha (V_{nx} \cos I - u_\alpha) - \frac{1}{m_\alpha N_e} \frac{\partial P_e}{\partial s},$$

где сила F включает силу тяжести и центробежную силу в проекции на силовую линию магнитного поля G :

$$G = -g_0 \frac{R_E^2}{R^2} \sin I + \Omega^2 r \cos \phi (\sin I \cos \phi + \cos I \sin \phi),$$

где R_E – радиус Земли; I – магнитное наклонение; Ω – угловая скорость вращения Земли; ϕ – широта.

Левые граничные условия на высоте 125 км соответствуют условиям фотохимического равновесия, нулевым ионным потокам и температурам, равным нейтральной температуре. На верхней границе высотные градиенты температур равны нулю, а условия для концентраций и скоростей соответствуют так называемой свободной границе (подробнее см. [18]). Начальные условия были получены методом установления для начальной координаты траектории конвекции. Численная схема решения системы уравнений (1) подробно рассмотрена в [18].

Геофизические условия выбраны следующие: летнее солнцестояние, средний уровень солнечной активности $F_{10.7} = 150$, средний уровень геомагнитной активности $A_p = 20$. Траектория движения конвекции в координатах (MLT, ϕ) представлена на рисунке 1. Выбрана схематическая траектория, соответствующая типичной картине конвекции с полудня по полночь. Магнитная силовая трубка двигалась с постоянной скоростью 500 м/с в ее основании, что также типичная величина.

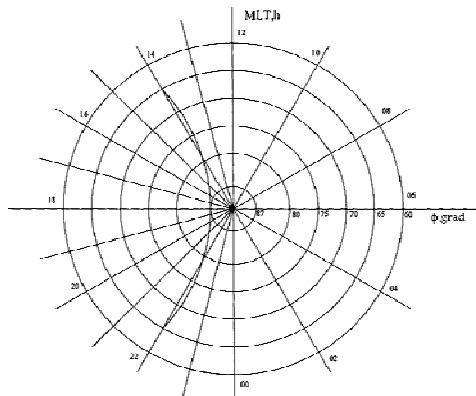


Рис. 1. Траектория магнитосферной конвекции

Координаты трубки пересчитывались с шагом 5 секунд. На каждом временном шаге решалась система уравнений (1). Исследовались только эффекты, вызванные геометрией трубок, явления нагрева и ионизации в каспе и авроральном овале намеренно не учитывались.

2. Результаты моделирования

Рассмотрим скорости и температуры ионов в силовой трубке в процессе конвекции. На рисунке 2 представлены высотные распределения скоростей ионов H^+ и O^+ для различных L , соответствующих положению трубки вдоль траектории конвекции. Сплошная кривая ($L = 5,6$) соответствует начальным условиям. Скорости ионов H^+ отражают режим классического полярного ветра. Точка перехода на сверхзвуковой режим находится ниже 10 000 км, а на верхней границе скорость превышает 20 км/с.

Профили скоростей H^+ для больших L смещены в сторону больших высот. Так, для $L = 65,6$ точка перехода на сверхзвуковой режим лежит уже на высоте нескольких десятков тысяч километров, и с увеличением L только растет.

Скорости ионов O^+ для начальных условий на протяжении почти всей силовой трубки равны 0, и только в вершине трубки резко возрастают. Такой режим вызван значениями проекции силы тяжести на силовую трубку, которая сильно уменьшается с высотой. С увеличением L трубка становится все «более вертикальной» на высотах от 1000 км до 70 000 км, в зависимости от геомагнитной широты. Это приводит к увеличению проекции силы тяжести, и для одной и той же высоты значение этой проекции возрастает с увеличением L .

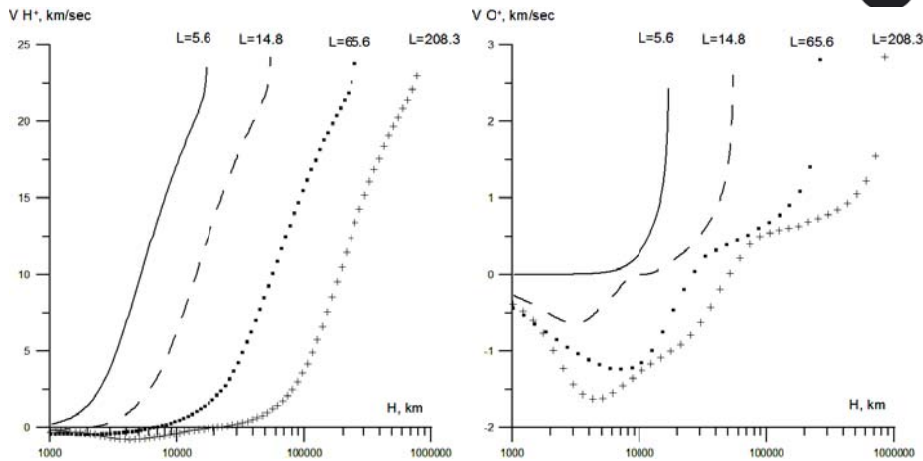


Рис. 2. Высотные распределения скоростей ионов H^+ и O^+ для различных L , рассчитанных вдоль траектории конвекции

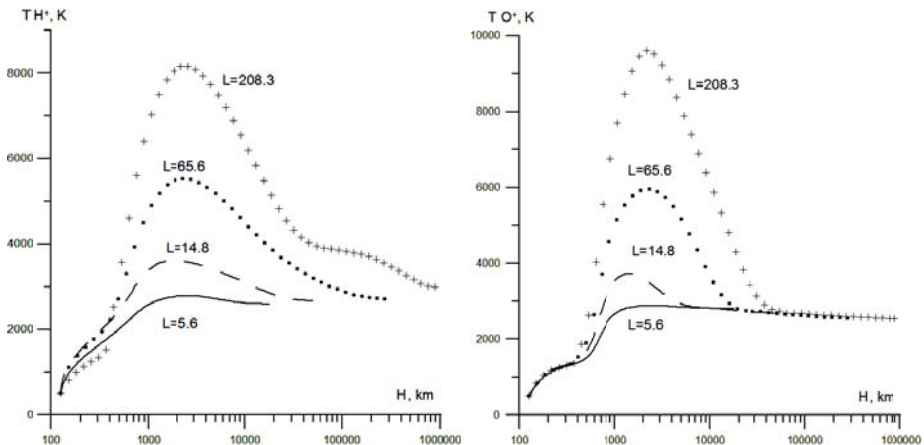
Указанное увеличение проекций сил вдоль силовой трубки приводит к перестройке высотных профилей концентраций ионов. Для более тяжелых ионов O^+ в результате возникают сильные нисходящие потоки ионов со скоростями до 1,5 км/с.

Рассмотрим изменение температурного режима вследствие указанных процессов. Температуры ионов H^+ , O^+ и электронов для тех же параметров представлены на рисунке 3. Области значительного возрастания температур соответствуют пространственным областям нисходящих потоков ионов O^+ , что однозначно указывает на то, что причиной увеличения температуры является джоулев разогрев при столкновении ионов. Температура электронов возрастает вследствие процессов теплообмена, а так как теплопроводность электронов высока, температура возрастает сразу вдоль всей силовой трубки.

Результаты моделирования скоростей ионов вдоль траектории конвекции для некоторых избранных высот представлены на рисунке 4. Для ионов H^+ вычисления показывают, что в области высот до 5000 км для высоких широт явление выноса отсутствуют. Для ионов O^+ в этих областях наблюдается своего рода «обвал». Хорошо известно, что вследствие явлений нагрева и ионизации в каспе в трубке, дрейфующей на ночную сторону, возникают нисходящие потоки ионов O^+ [10]. Наши расчеты показывают, что такие потоки могут возникать и вследствие чисто геометрических причин.

3. Основные выводы

Проведенные расчеты показали, что геометрический фактор крайне важен для анализа динамики тепловых ионов в полярной ионосфере. Влияние этого фактора кратко сводится к следующему.



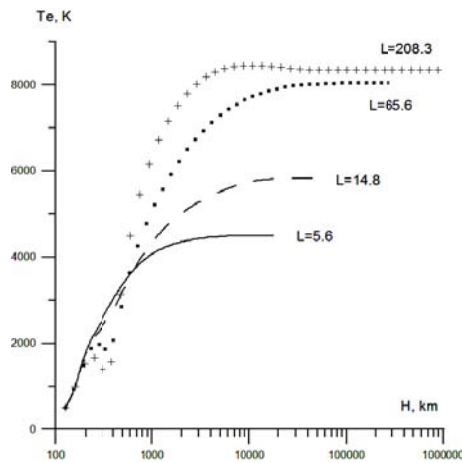


Рис. 3. Высотные распределения температур ионов и электронов для различных L вдоль траектории конвекции

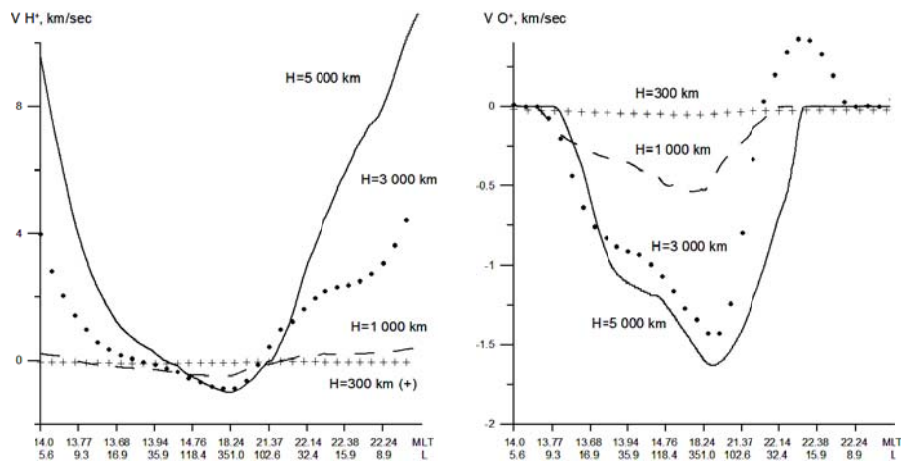


Рис. 4. Значения скоростей ионов H^+ и O^+ на избранных высотах вдоль траектории конвекции

1. С увеличением L пространственная область формирования сверхзвукового полярного ветра смещается на большие высоты.
2. Для больших L имеются интенсивные нисходящие потоки O^+ .
3. Вследствие нисходящих потоков ионов O^+ возникает пространственная область существенного увеличения температуры ионов, температура электронов растет вдоль всей трубки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09 – 01 – 00628-а.

Список литературы

1. Banks P. M., Holzer T.E. The polar wind // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73, №21. P. 6846 – 6854.
2. Banks P. M., Holzer T.E. Features of plasma transport in the upper atmosphere // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74, №26. P. 6304 – 6316.
3. Banks P. Ì., Holzer T.E. High-latitude plasma transport: the polar wind // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74, №26. P. 6317 – 6322.
4. Lemaire J. O^+ , H^+ and He^+ ion distributions in a new polar wind model // J. Atm. Terr. Phys. 1972. Vol. 34, №10. P. 1647 – 1658.
5. Чуеунин Д. В., Зинин Л. В., Гальперин Ю. И. и др. Наблюдение полярного ветра на ночной стороне полярной шапки на высотах 2–3 Re по измерениям спутника ИНТЕРБОЛ-2 // Космич. исслед. 2002. Т. 40, №4. С. 416 – 433.
6. Коен М. А., Хазанов Д. В. Нестационарная модель полярного ветра // Исследование ионосферной динамики. М., 1979. С. 161 – 169.
7. Бобарькин Н. Д., Латышев К. С., Осипов Н. К. Нестационарный полярный ветер – причины и следствия // Геомагнетизм и аэронавигация. 1981. Т. 21, №4. С. 698 – 703.



8. Gombosi T. I., Cravens T. E., Nagy A. F. A time-dependent theoretical model of the polar wind: preliminary results // *Geophys. Res. Lett.* 1985. Vol. 12, №4. P. 167–170.
9. Zinin L. V., Galperin Yu. I., Latyshev K. S., Grigoriev S. A. Non-stationary field-aligned fluxes ions O⁺ and H⁺ outside the plasmapause: refinement of the polar wind theory // *Results of the ARCAD-3 project and of the recent programmes in magnetospheric and ionospheric physics*, ed. by CNES. Toulouse. 1985. P. 391–408.
10. Whittaker J. H. The transient response of the topside ionosphere to precipitation // *Planet. Space Sci.* 1977. **25**, №8. P. 773–786.
11. Lockwood M., Chandler M. O., Horwitz J. L. et al. The cleft ion fountain // *J. Geophys. Res.* 1985. Vol. 90, №A10. P. 9736–9748.
12. Horwitz J. L., Lockwood M. The cleft ion fountain: a two-dimensional kinetic model // *J. Geophys. Res.* 1985. Vol. 90, №A10. P. 9749–9762.
13. Зинин Л. В. Моделирование продольных движений тепловых ионов O⁺ и H⁺ в магнитной силовой трубке, конвектирующей через полярный касп // *Космич. исслед.* 1984. Т. 22, №4. С. 629–631.
14. Мингалёва Г. С., Сырникова Т. В., Мингалёв В. С. и др. Влияние конвекции на температурный режим полярной ионосферы // *Геомагнетизм и аэрономия.* **982**. Т. 22, №3. С. 512–515.
15. Жеребцов Г. А., Мизун Ю. Г., Мингалёв В. С. Физические процессы в полярной ионосфере. М., 1988.
16. Tu J.-N., Horwitz J. L., Nsumei P. A. et al. Simulation of polar cap field-aligned electron density profiles measured with IMAGE radio plasma imager // *J. Geophys. Res.* 2004. Vol. 109, №A7. P. 7206.
17. Horwitz J. L., Zeng W. Physics-based formula representations of high-latitude ionospheric outflows: H⁺ and O⁺ densities, flow velocities, and temperatures versus soft electron precipitation, wave-driven transverse heating, and solar zenith angle effects // *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114, №A1. P. 1308.
18. Григорьев С. А., Зинин Л. В., Василенко И. Ю., Лыновский В. Э. Многоионные одномерные МГД-модели динамики высокоширотной ионосферы. 1. Математическая модель ионосферы, учитывающая семь сортов положительных ионов // *Космические исследования.* 1999. Т. 37, №5. С. 451–462.

Об авторах

Леонид Викторович Зинин — канд. физ.-мат. наук, доц., РГУ им. И. Канта, e-mail: lzinin@kantiana.ru.

Анна Владимировна Цибульникова — студ., РГУ им. И. Канта, e-mail: memorgold@mail.ru.

Николай Михайлович Никулин — канд. физ.-мат. наук, доц., РГУ им. И. Канта, e-mail: nickulinnick@mail.ru.

Authors

Dr Leonid Zinin — assistant professor, IKSUR, e-mail: lzinin@kantiana.ru.

Anna Cibul'nikova — student, IKSUR, e-mail: memorgold@mail.ru.

Dr Nikolay Nikulin — head of department, IKSUR, e-mail: memorgold@mail.ru.