

УДК 550.388.2

МОДЕЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИОНОСФЕРНОГО ПРОВАЛА И ПЛАЗМОПАУЗЫ НА ГЛАВНОЙ ФАЗЕ МАГНИТНОЙ БУРИ

И.Н. Кудрявцев

MODEL STUDY OF THE IONOSPHERIC TROUGH AND PLASMAPAUSE DYNAMICS DURING THE MAIN PHASE OF A MAGNETIC STORM

I.N. Kudryavtsev

Рассмотрен численный метод решения уравнений непрерывности и движения ионосферной плазмы в дрейфующей геомагнитной силовой трубке. Показано, что данный метод применим для расчета распределения концентрации и скорости плазмы вдоль силовых линий как в ионосфере, так и в плазмосфере Земли. Полученные в расчетах положения плазмопаузы при различных уровнях геомагнитной активности не противоречат данным наблюдений.

The numerical method of the continuity and motion equations solving for the ionospheric plasma in the drifting geomagnetic tube was considered. It was shown, that this method is applicable to calculate the concentration distribution and the plasma velocity along the geomagnetic field line both in the ionosphere, and in the plasmasphere of the Earth. Plasmapause positions obtained in the calculations for the different geomagnetic activity levels correspond with data observed.

Цель данной работы заключается в моделировании распределения концентрации заряженных частиц в системе ионосфера – плазмосфера на основе уравнений газовой динамики плазмы в геомагнитных силовых трубках и описании процесса образования ионосферного провала и плазмопаузы при спокойных и геомагнитно возмущенных условиях.

В настоящее время не существует общей теории численного решения систем нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Поэтому в данной работе основное внимание уделяется выбору численного метода решения газодинамических уравнений переноса ионосферной плазмы.

В данной работе исследовалась область высот $h \geq 200$ км, для которой можно считать, что имеется два сорта ионов H^+ , O^+ (концентрации n_1 , n_2), электроны с концентрацией $n = n_1 + n_2$ и четыре сорта нейтральных частиц (H , O , N_2 , O_2) с концентрациями N_1 , N_2 , N_3 , N_4 , соответственно. Температуры электронов T_e и ионов T_i полагаются известными функциями высоты и не зависят от времени.

Геомагнитное поле предполагается дипольным. Электрическое поле есть векторная сумма поля ротации и поля конвекции $\vec{E} = \vec{E}_\Omega + \vec{E}_m$. Так как выше 200 км ионосферная плазма является замагниченной, то скорость ее поперечного дрейфа будет определяться выражением $\vec{W} = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ [1].

Запишем уравнение баланса электронов на высотах $h > 200$ км:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n \vec{V}) = q - (\gamma_3 N_3 + \gamma_4 N_4) n_2, \quad (1)$$

где \vec{V} – средняя массовая скорость электронно-ионного газа; q – скорость ионообразования; γ_3 , γ_4 – коэффициенты скоростей ионно-молекулярных реакций $O^+ + H \rightarrow O + H^+$, $O^+ + O_2 = O_2^+ + O$.

Из-за резкого уменьшения с высотой концентраций молекул N_3 и N_4 последнее слагаемое уравнения (1) играет существенную роль лишь при $h < 500$ км,

где $n_2 \approx n$, поэтому в дальнейшем заменим в этом уравнении n_2 на n .

Уравнения движения ионов вдоль силовых линий можно записать в виде:

$$Mn \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \vec{\nabla} \vec{V} \right) = -\vec{\nabla} (n(T_e + T_i)) + Mn \vec{g} + \vec{R}, \quad (2)$$

$\vec{V} = \frac{m_1 n_1 \vec{V}_1 + m_2 n_2 \vec{V}_2}{Mn}$ – средняя массовая скорость

ионов; $M = \frac{m_1 n_1 + m_2 n_2}{n}$ – средняя ионная масса; T_e и

T_i – температура электронов и ионов, выраженная в энергетических единицах; \vec{g} – ускорение силы тя-

жести; $\vec{R} \approx -n \vec{V} \sum_{k=1}^4 \varepsilon_k N_k$ – сила трения ионов и ней-

тралов, ε_k – коэффициенты трения ионов с нейтральными частицами H , O , N_2 , O_2 .

Следуя работе [2], для обеспечения устойчивости разностной схемы введем новые неизвестные функции v и w согласно следующим выражениям:

$$v = nf, \quad f = \exp\left(-\int_{s_0}^s \frac{\delta}{\gamma} ds\right), \quad w = v + c, \quad c = \frac{\gamma}{\beta} \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial s}.$$

В результате этой замены уравнения (1), (2) примут вид

$$\frac{\partial v}{\partial t} = f \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\sigma \gamma}{f \beta} \frac{\partial v}{\partial s} \right) - f \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\sigma v \cdot w}{f} \right) + fq - \alpha v, \quad (3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial c}{\partial t} - \beta w - \sigma(w - c) \frac{\partial (w - c)}{\partial s}. \quad (4)$$

Здесь $\sigma = \sigma(l)$ – относительное сечение силовой трубки ($\sigma(l = 0) = 1$), l – расстояние вдоль силовой линии от магнитного экватора; s – независимая переменная, равная по модулю объему силовой трубки между данной точкой и магнитным экватором;

$$\alpha = \gamma_3 N_3 + \gamma_4 N_4, \quad \beta = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^4 \varepsilon_k N_k, \quad \gamma = \sigma \frac{T}{M},$$

$$\delta = \frac{2x}{\sqrt{1+3x^2}} \left(\frac{g_0}{(1-x^2)^2 L^2} + \frac{1}{M} \frac{dT}{dh} \right), \quad x = \cos \theta, \quad \theta - \text{полярный угол между осью Земли и рассматриваемой точкой пространства.}$$

Граничные значения v , w задаются на высоте 200 км на обоих концах силовой трубки. Начальные условия задаются произвольно, так как в дальнейшем находится периодическое решение. При численном решении системы уравнений (3), (4) использовался метод сеток с неравномерным шагом по координате s . Общее число точек на отдельной силовой линии взято равным 100. В итоге была получена система из неявных разностных схем, которая решалась с помощью метода потоковой прогонки вдоль траекторий конвекции плазменных трубок.

Электрическое поле магнитосферной конвекции полагалось независимым от мирового времени (UT) и рассчитывалось в соответствии с эмпирической моделью распределения потенциала на уровне 300 км [3] в координатах геомагнитная коширота – местное магнитное время (MLT).

Рассчитанные траектории дрейфа плазмы с учетом конвекции и коротации представлены на рис. 1.

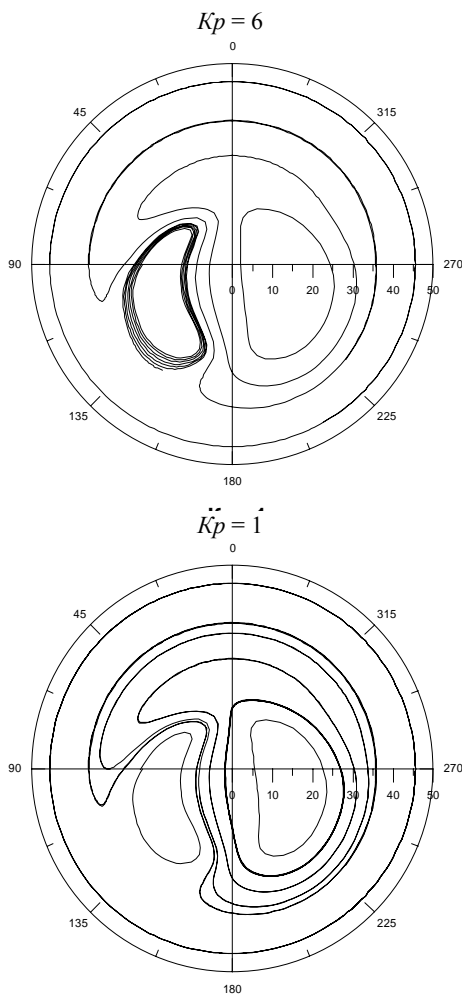


Рис. 1. Траектории дрейфа плазмы под действием конвекции и коротации в координатах геомагнитная коширота – солнечная магнитная долгота, отсчитываемая от направления на Солнце

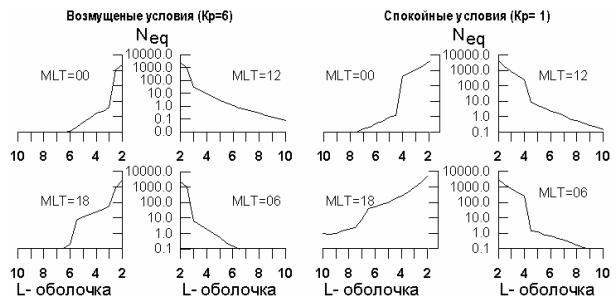


Рис. 2. Распределение концентрации заряженных частиц в плоскости геомагнитного экватора при спокойных геомагнитных условиях ($Kp = 1$) и при высоком уровне геомагнитной активности ($Kp = 6$).

Рассмотрим результаты моделирования плазмопаузы на основе численного решения уравнений (3, 4) при спокойных и возмущенных геомагнитных условиях. В расчетах использовалась модель нейтральной атмосферы MSIS-86 [4] для расчета концентрации нейтральных частиц и температур.

Расчеты образования плазмопаузы при заданных картинах дрейфа показаны на рис. 2 в виде профилей электронной концентрации в плоскости геомагнитного экватора вдоль двух меридианов полдень–полночь, утро–вечер и для двух уровней активности.

Как видно из рисунков, наиболее заметной чертой пространственного распределения плазмы является резкое изменение концентрации – плазмопауза.

Плазмопауза наиболее вытянута в вечернем секторе при спокойных геомагнитных условиях. При возмущенных условиях эта вытянутость выражена слабее. Следует отметить, что вытянутость плазмопаузы (асимметрия плазмопаузы) в значительной степени зависит от принятой модели распределения электрического поля магнитосферной конвекции. Эти результаты соответствуют данным спутниковых измерений.

Таким образом, можно сделать вывод, что в целом данная модель ионосферно-плазмосферного взаимодействия с учетом конвективного дрейфа плазмы правильно описывает формирование плазмопаузы в различных геомагнитных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кринберг И.А., Ташилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.:Наука, 1984. 191с.
2. Гершенгорн Г.И., Кузьмин В.А., Кринберг И.А. Сборник по вычислительной математике. Иркутск: Иркутский гос. пед. ин-т, 1973. 146 с.
3. Sojka J.J., Rasmussen C.E., Schunk R.W. An interplanetary magnetic field dependent model of the ionospheric convection electric field // Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 11281–11290.
4. Hedin A.E. Neutral Atmosphere Empirical Model from the surface to lower exosphere MSISE90 // Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1159–1172.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск