

радиальная скорость преимущественно выше или ниже средней. Так, сравнительно низкие скорости расширения имели место в ближайшей к ядру части струйной системы выброса ($R < 10^5$ км), а также в области перехода от струйной части к облаку, $R \approx (2,0-2,6) \times 10^5$ км.

ВЫВОДЫ

22.02.2009 г. наблюдалась система выбросов из ядра кометы Люлинь, которую морфологически можно разделить на две части, А и Б. Выброс А состоял из системы струй длиной $\approx 2 \times 10^5$ км и ее продолжения в виде клубящегося облака размером $\sim 10^6$ км; обе эти составляющие имели признаки спиральной структуры. Выброс Б состоял только из системы струй размером $\approx 2 \times 10^5$ км.

Средняя тангенциальная скорость движения вещества в выбросах имела величину 9,4 км/с. В целом по поведению поля тангенциальных скоростей можно заключить, что движение вещества выбросов имело четыре компонента:

- 1) радиальное расширение со средней скоростью 8,6 км/с;
- 2) поворот струйных систем каждого из выбросов в картинной плоскости, причем выброс А поворачивался по часовой стрелке, а выброс Б – против; скорость поворота $\approx 1,5 \times 10^{-5}$ рад/с
- 3) нерадиальное (возможно, спиральное) течение во внешней части выброса А, неоднократно изменяющее направление по мере удаления от ядра, с амплитудой скорости 3–5 км/с;
- 4) некоррелированные в пространстве перемещения отдельных деталей со скоростями в несколько км/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Добровольский О.В. Кометы. М. Наука. 1966. 288 с.
2. <http://www.cfa.harvard.edu/iau/MPEph/MPEph.html>

В.М. Ефименко¹, В.В. Токий²

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ЛУНОЙ В ИОНОСФЕРНЫХ СЛОЯХ ЗЕМЛИ

Выражения для нестационарного распределения электронов, протонов, их скорости, электрического поля и электрического заряда в потоке плазмы в зависимости от расстояния до источника были получены ранее для сферически симметричных потоков [1, 2].

Решение задачи о нестационарных распределениях в зависимости от широты и долготы точки наблюдения электронов, протонов, их скоростей, электрических токов, электрических полей в изотермических слоях водородной плазмы, обусловленных горизонтальным нестационарным возмущением потенциальных сил без учета вязкости, было рассмотрено в работе [3].

Цель работы состояла в том, чтобы описать влияние гравитационного возмущения Луны на изменения параметров плазменных слоев ионосферы Земли при действии горизонтальных приливных сил, нарушающих сферическую симметричность и стационарность ионосферной плазмы.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Настоящая работа основана на простейших предположениях. Будем рассматривать тонкий сферический изотермический слой бесстолкновительной плазмы толщиной h на расстоянии r от центра Земли ($h \ll r$), с концентрацией ионов N_0 и концентрацией электро-

¹ Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Украина, г. Киев, ул. Обсерваторная, 3, e-mail: efim@observ.univ.kiev.ua

² Донецкий физико-технический институт НАН Украины имени А.А.Галкина, Украина, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72, e-mail: nvt1976@mail.ru

нов $n_0=ZN_0$. Пусть Ω - угловая скорость вращения Земли, t - время; e - заряд электрона, m_i - масса иона, ψ - географическая долгота, θ - дополнение к географической широте точки и δ_j - геоцентрическое склонение Луны. Пусть δV_θ , δV_ψ - компоненты скорости ионов плазмы, δE_θ , δE_ψ - компоненты электрического поля и δg_θ , δg_ψ - компоненты горизонтального приливного ускорения в направлениях соответствующих увеличению θ и ψ . M – масса Луны, R – расстояние до Луны, Ze – положительный заряд иона, G – гравитационная постоянная.

Предполагаем, что при действии горизонтальных приливных сил изменения концентрации δN и скорости δV_θ , δV_ψ ионов будут малы. Для определения изменений мы воспользуемся линейной системой гидродинамических уравнений, включающей уравнения непрерывности, движения ионов, уравнения локального равновесия электронов и уравнение квазинейтральности плазменного слоя при однородной температуре компонентов. При этом пренебрегаем инерционными и гравитационными свойствами электронов.

Уравнение движения для ионов в направлении увеличения ψ примет вид

$$m_i \frac{\partial \delta V_\psi}{\partial t} = - \frac{kT}{N_0 r \sin \theta} \frac{\partial \delta N}{\partial \psi} + Ze \delta E_\psi - \delta g_\psi m_i. \quad (1)$$

Если пренебречь массой электрона, уравнение движения для электронов в направлении увеличения ψ превращается в условие локального равновесия

$$0 = - \frac{kT}{ZN_0 r \sin \theta} \frac{\partial \delta n}{\partial \psi} - e \delta E_\psi. \quad (2)$$

Уравнение движения для ионов в направлении увеличения θ примет вид

$$m_i \frac{\partial \delta V_\theta}{\partial t} = - \frac{kT}{N_0 r} \frac{\partial \delta N}{\partial \theta} + Ze \delta E_\theta - \delta g_\theta m_i. \quad (3)$$

Условие локального равновесия электронов в меридиональном направлении увеличения θ

$$0 = - \frac{kT}{ZN_0 r} \frac{\partial \delta n}{\partial \theta} - e \delta E_\theta. \quad (4)$$

Уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial \delta N}{\partial t} + \frac{N_0}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \delta V_\theta) + \frac{N_0}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \psi} \delta V_\psi = 0. \quad (5)$$

Условие электрической квазинейтральности плазмы

$$\delta n = Z \delta N. \quad (6)$$

Компоненты приливного ускорения

$$\delta g_\psi = \frac{3G}{2} \frac{M}{R^3} r \left\{ \cos^2 \delta \sin \theta \sin [2(\Omega t - \psi)] + \sin 2\delta \cos \theta \sin(\Omega t - \psi) \right\} \quad (7)$$

и

$$\delta g_\theta = \frac{3G}{2} \frac{M}{R^3} r \left\{ \begin{aligned} & \sin 2\delta (1 - 2 \sin^2 \theta) \cos(\Omega t - \psi) + \\ & + [\cos^2 \delta \cos 2(\Omega t - \psi) + (1 - 3 \sin^2 \delta)] \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Подставляя (7), (8) в систему уравнений (1-6) ее можно проинтегрировать аналитически.

2. ПОЛУСУТОЧНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ПРИЛИВА

Под действием горизонтальной полусуточной составляющей приливных сил возникают установившиеся колебания концентрации электронов и ионов:

$$\delta N = \frac{\delta n}{Z} = - \frac{9}{2} N_0 G \frac{M}{R^3} \frac{\cos^2 \delta \sin^2 \theta \cos [2(\Omega t - \psi)]}{(\omega_r^2 - 4\Omega^2)^2} \quad (9)$$

где

$$\omega_r^2 = \frac{6kT(1+Z)}{m_i r^2}. \quad (10)$$

Зональное электрическое поле в направлении увеличения географической долготы ψ

$$\delta E_\psi = 9 \frac{kT}{er} G \frac{M}{R^3} \frac{\cos^2 \delta \sin \theta \sin[2(\Omega t - \psi)]}{(\omega_r^2 - 4\Omega^2)^2}. \quad (11)$$

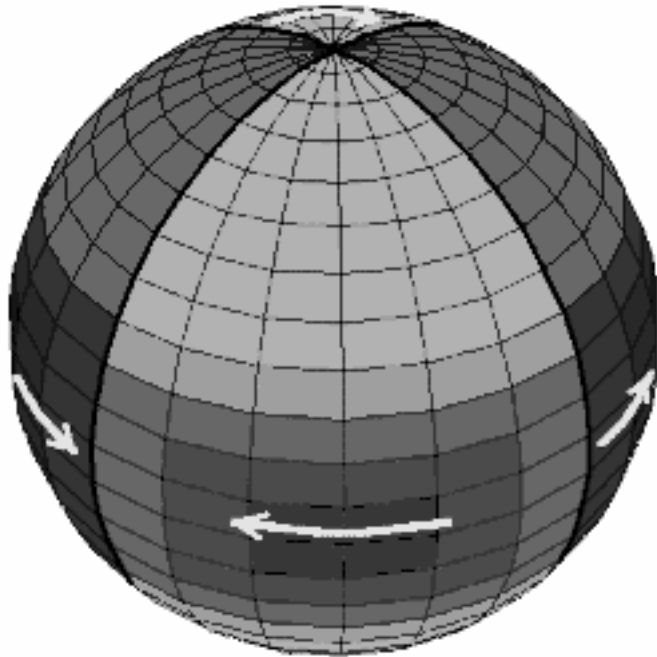


Рис. 1. Структура полусуточной составляющей зонального электрического поля

Меридиональное электрическое поле в направлении увеличения дополнения к географической широте θ

$$\delta E_\theta = 9 \frac{kT}{er} G \frac{M}{R^3} \frac{\cos^2 \delta \sin \theta \cos \theta \cos[2(\Omega t - \psi)]}{(\omega_r^2 - 4\Omega^2)^2}. \quad (12)$$

Наблюдение полусуточного резонанса возможно при выполнении условия

$$\Omega_{rsd} = \sqrt{\frac{3kT(1+Z)}{2m_i r^2}}. \quad (13)$$

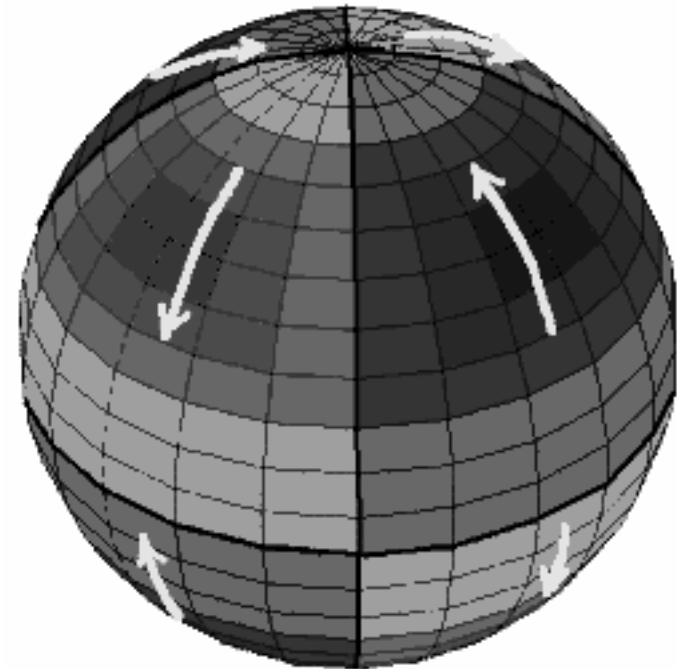


Рис. 2. Структура полусуточной составляющей меридионального электрического поля

3. СУТОЧНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ПРИЛИВА

Под действием горизонтальной суточной составляющей приливных сил возникают установившиеся колебания концентрации электронов и ионов:

$$\delta N = \frac{\delta n}{Z} = -9N_0G \frac{M \sin 2\delta \sin \theta \cos \theta \cos(\Omega t - \psi)}{R^3 (\omega_r^2 - \Omega^2)^2}. \quad (14)$$

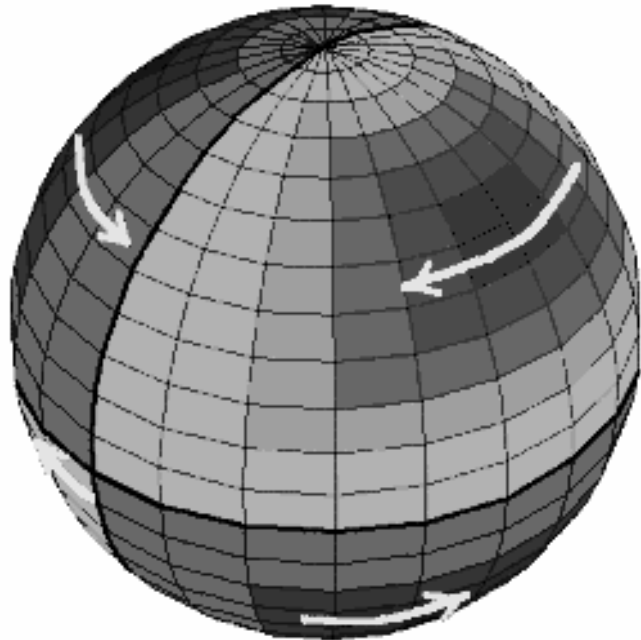


Рис. 3. Структура суточной составляющей зонального электрического поля

Зональное электрическое поле в направлении увеличения географической долготы

$$\delta E_\psi = \frac{9kTG M \sin 2\delta \cos \theta \sin(\Omega t - \psi)}{er R^3 (\omega_r^2 - \Omega^2)^2}. \quad (15)$$

Меридиональное электрическое поле в направлении увеличения дополнения к географической широте

$$\delta E_\theta = \frac{9kTG M \sin 2\delta \cos 2\theta \cos(\Omega t - \psi)}{er R^3 (\omega_r^2 - \Omega^2)^2}. \quad (16)$$

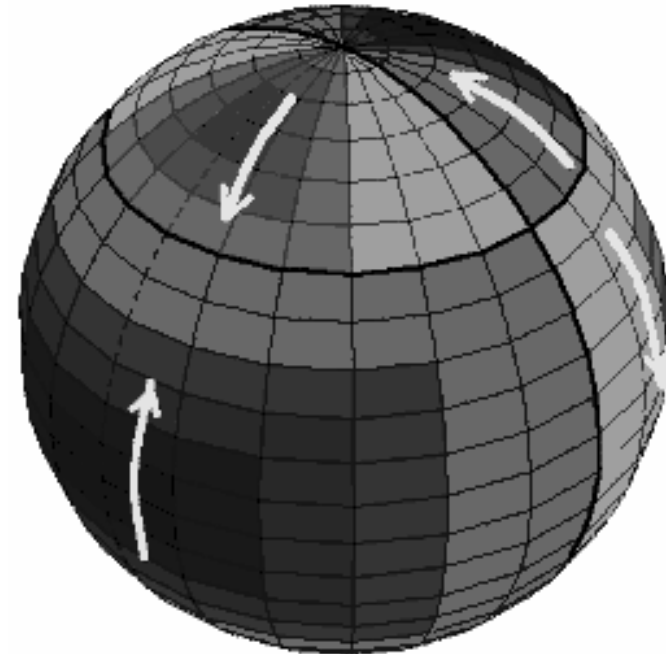


Рис. 4. Структура суточной составляющей меридионального электрического поля

Наблюдение суточного резонанса возможно при выполнении условия

$$\Omega_{rd} = \sqrt{\frac{6kT(1+Z)}{m_i r^2}}. \quad (17)$$

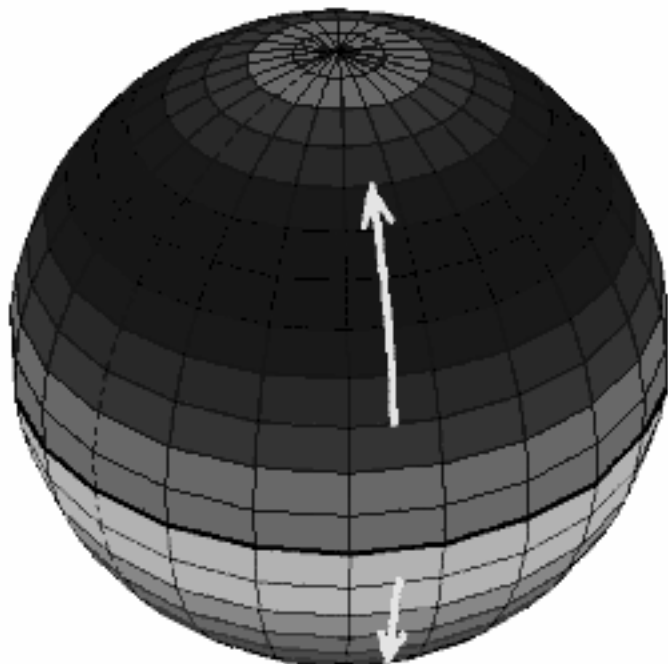


Рис. 5. Структура долгопериодической составляющей меридионального электрического поля

4. ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ПРИЛИВА

Под действием горизонтальной составляющей долгопериодической приливной силы возникает изменение концентрации ионов и электронов:

$$\delta N = \frac{\delta n}{Z} = \frac{3}{8} N_0 \frac{G}{kT} \frac{m_i M}{R^3} r^2 (1 - 3 \sin^2 \delta) \sin^2 \theta. \quad (18)$$

Меридиональное электрическое поле в направлении увеличения долготы к географической широте

$$\delta E_\theta = -\frac{3}{4} \frac{G}{e} \frac{m_i M}{R^3} r (1 - 3 \sin^2 \delta) \sin \theta \cos \theta. \quad (19)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматриваемая модель не вполне адекватно описывает реальность, но позволяет получить аналитическое решение. Из-за упрощающих предположений мы получаем аналитические выражения, которые позволяют проводить оценки условий наблюдения различных явлений. Анализ выражений показывает, что можно ожидать проявление резонансных явлений в плазменных слоях с ионами тяжелых элементов, которые наблюдаются в атмосферах планет.

Для приближения к реальности необходимо учесть магнитные поля, нелинейные эффекты, наличие других ионов, а также учесть инерционные свойства электронов. Однако это будет требовать увеличения системы основных дифференциальных уравнений и замены условия квазинейтральности плазмы уравнениями Максвелла.

Например, учет сил вязкости

$$F_v = m_i \nu (\nabla^2 \delta \mathbf{V} + 1/3 \nabla (\nabla \cdot \delta \mathbf{V})), \quad (20)$$

где ν – коэффициент кинематической вязкости [4], при действии горизонтальной полусуточной составляющей сил, связанных с прили-

вом и отливом, вызовет установившиеся колебания меридионального электрического поля

$$E_{\theta} = 9 \frac{kT}{er} G \frac{M}{R^3} \frac{\cos^2 \delta \sin \theta \cos \theta \cos[2(\Omega t - \psi) + \varphi]}{\sqrt{(\omega_r^2 - 4\Omega^2)^2 + \frac{64\nu^2 4\Omega^2}{r^4}}} \quad (21)$$

и зонального электрического поля

$$E_{\psi} = 9 \frac{kT}{er} G \frac{M}{R^3} \frac{\cos^2 \delta \sin \theta \sin [2(\Omega t - \psi) + \varphi]}{\sqrt{(\omega_r^2 - 4\Omega^2)^2 + \frac{64\nu^2 4\Omega^2}{r^4}}}, \quad (22)$$

где $\varphi = \arctg \frac{8\nu 2\Omega}{(4\Omega^2 - \omega_r^2)r^2}, \quad \omega_r^2 = \frac{6kT(1+Z)}{m_i r^2},$

ν - коэффициент кинематической вязкости, он определяется выражением

$$\nu = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 (kT)^{5/2}}{\ln \Lambda Z^4 e^4 N \sqrt{m_i}}, \quad (23)$$

в котором ε_0 - электрическая постоянная, а $\ln \Lambda$ - логарифм Кулона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Переходные процессы в плазменных слоях атмосфер планет и звезд // Четвертая Украинская конференция по космическим исследованиям. Сборник тезисов. 2004. С. 128.
2. Efitenko.V.M., Tokiy V.V., Tokiy N.V. Stationary electrical polarizing field and charge in plasma of the Solar atmosphere // Kinematics and physics of selestial bodies. Supplement. 2005, N 5. P. 169.

3. Ефименко В.М., Токий В.В., Токий Н.В. Электрические поля, вызванные горизонтальными приливными силами в плазменных слоях атмосфер планет и звезд // Изв. Крымской Астрофиз. Обс. 2007. Т. 103, № 4. С. 51.

4. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. М.: ИЛ. 1957. 112 с.