

УДК 523.947, 523.755+525.7

## Электрические поля, вызванные горизонтальными приливными силами в плазменных слоях атмосфер планет и звезд

*В.В. Токий<sup>1</sup>, В.М. Ефименко<sup>2</sup>, Н.В. Токий<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ

<sup>2</sup>Астрономическая обсерватория КНУ, 04053, Киев

Поступила в редакцию 14 февраля 2006 г.

**Аннотация.** Представлена система шести уравнений, включая уравнения: непрерывности, движения ионов, локальные уравнения равновесия электронов в двух направлениях и условие квазинейтральности сферического плазменного слоя при однородной температуре компонентов. Исследованы периодические (полусуточные, суточные и долгопериодические) решения, принимающие во внимание и гравитационные и электрические поля, для возмущения, вызванного планетами. Получены зависимости концентрации ионов, электрического поля и концентрации электронов от времени и гелиографических координат. Определены условия наблюдения резонансных явлений в водородных плазменных слоях солнечной короны.

THE ELECTRIC FIELDS CAUSED BY HORIZONTAL TIDAL FORCES IN PLASMA LAYERS OF ATMOSPHERES OF PLANETS AND STARS, by *V.V. Tokiy, V.M. Efimenko, N.V. Tokiy*. The system of six equations including the continuity, ion motion and local electron equilibrium equations in two directions and equation of quasineutrality of spherical plasma layer under the homogeneous temperature of components is presented. A periodical (semi-diurnal, diurnal and long) solutions for perturbation induced by planets taking into account both the gravitational and electric fields are examined. The dependence of ion concentration, electric field and electron concentration concerned with time and heliographic coordinates is derived. Conditions of observation of the resonant phenomena in hydrogen plasma layers of a solar corona are determined.

**Ключевые слова:** приливные силы, суточная, полусуточная, долгопериодическая составляющие прилива, плазменный слой, меридиональные и зональные компоненты

---

### 1 Введение

Электростатическое поле, возникающее за счет поляризации статической плазмы в гравитационном поле, хорошо известно под названием поля Паннекока-Росселанда (Паннекок, 1922; Росселанд, 1924). С открытием солнечного ветра необходимо было учесть влияние на это поляризационное электрическое поле плазменных потоков. Анализ ранних работ, посвященных рассмотрению этого влияния, можно найти в обзоре Хундхаузена (Хундхаузен, 1972).

Исследования потоков ионов в солнечном ветре актуальны и в настоящее время. В современных работах, посвященных солнечному ветру, например (Ли-Свенсен и др., 2002; Ефименко и др., 2004; Ефименко и др., 2005) обязательно учитывается поляризационное электрическое поле. Однако необходимо обратить внимание, что во всех этих работах

используются два предположения: 1) Задача обладает сферической симметрией, поэтому рассматривались только радиальные зависимости от расстояния до центра Солнца; 2) стационарность расширения плазмы.

Естественно, что в рамках таких предположений невозможно учесть влияние на электрическое поле плазмы гравитационных возмущений, обусловленных движением планет.

Рассмотрение влияния планет на циклы солнечной активности привело к вычислению приливной силы (Такахаша, 1968) и определению высот приливов на Солнце (Трелис, 1968). При этом не учитывалось, что в отличие от океанов на Земле, солнечная корона является плазмой. Именно поэтому цель настоящей работы состояла в том, чтобы описать изменения параметров плазменного слоя и, в том числе, электрического поля под действием горизонтальных (меридиональных и зональных) гравитационных приливных сил, нарушающих сферическую симметричность и стационарность.

## 2 Основные уравнения

Настоящая работа основана на простейших предположениях. Будем рассматривать тонкий сферический изотермический слой бесстолкновительной плазмы толщиной  $h$  на расстоянии  $r$  от центра Солнца ( $h \ll r$ ), с концентрацией ионов  $N_0$  и концентрацией электронов  $n_0 = ZN_0$ . Пусть  $\Omega$  – угловая скорость вращения Солнца,  $t$  – время;  $-e$  – заряд электрона,  $m_i$  – масса иона,  $\psi$  – гелиографическая долгота,  $\theta$  – дополнение к гелиографической широте точки и  $\delta_j$  – гелиоцентрическое склонение  $j$ -планеты;  $\delta V_\theta$ ,  $\delta V_\psi$  – компоненты скорости ионов плазмы,  $\delta E_\theta$ ,  $\delta E_\psi$  – компоненты электрического поля и  $\delta g_\theta$ ,  $\delta g_\psi$  – компоненты горизонтального приливного ускорения в направлениях, соответствующих увеличению  $\theta$  и  $\psi$ . Предполагаем, что при действии горизонтальных приливных сил изменения концентрации  $\delta N$  и скорости  $\delta V_\theta$ ,  $\delta V_\psi$  ионов будут малыми. Для определения изменений мы воспользуемся линейной системой гидродинамических уравнений, включающей уравнения непрерывности, движения ионов, локальных уравнений 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  $\psi$  примет вид:

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

где  $Ze$  – заряд положительного иона.

Если пренебречь массой электрона, уравнение движения для электронов в направлении увеличения  $\psi$  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  $\theta$  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 направлении увеличения  $\theta$ :

$$0 = -\frac{kT}{ZN_0r} \frac{\partial \delta n}{\partial \theta} - e\delta E_\theta. \quad (4)$$

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:

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

В системе уравнений (1–6) введены обозначения:

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

$$\delta g_\theta = \frac{3G}{2} \frac{M_j}{R_{SJ}^3} r \left\{ \sin 2\delta_j (1 - 2\sin^2 \theta) \cos(\Omega t - \psi) + [\cos^2 \delta_j \cos 2(\Omega t - \psi) + (1 - 3\sin^2 \delta_j)] \sin \theta \cos \theta \right\}, \quad (8)$$

полученные из горизонтальной приливной силы (Такахаша, 1968).

За начальный момент времени принят момент прохождения круга склонений планеты через Кэррингтоновский меридиан. Уравнения (1–6) настолько просты, что они могут быть проинтегрированы аналитически.

### 3 Полусуточная составляющая прилива

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

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

где

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

Электрическое поле в направлении увеличения гелиографической долготы  $\psi$ :

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

Электрическое поле в направлении увеличения дополнения к гелиографической широте  $\theta$ :

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

Наблюдение полусуточного резонанса возможно при выполнении условия:

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

#### 4 Суточная составляющая прилива

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

$$\delta N = \frac{\delta n}{Z} = -9N_0 G \frac{M_j}{R_{SJ}^3} \frac{\sin 2\delta_j \sin \theta \cos \theta \cos(\Omega t - \psi)}{(\omega_r^2 - \Omega^2)^2}. \quad (14)$$

Электрическое поле в направлении увеличения гелиографической долготы:

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

Электрическое поле в направлении увеличения дополнения к гелиографической широте:

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

Наблюдение суточного резонанса возможно при выполнении условия

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

#### 5 Долгопериодическая составляющая прилива

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

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

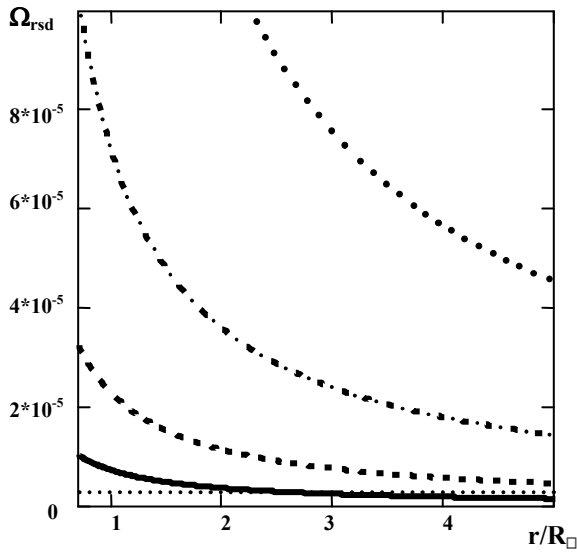
Электрическое поле в направлении увеличения дополнения к гелиографической широте:

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

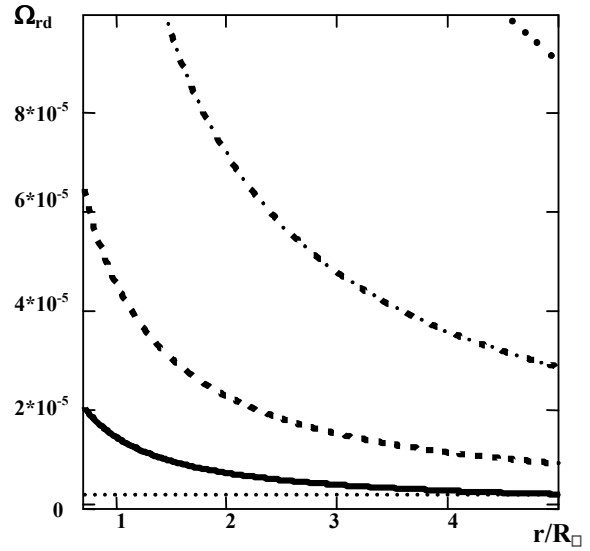
## 6 Обсуждение

Полученные аналитические выражения для решений позволяют провести оценки условий наблюдения различных явлений. Мы видим, что решения, полученные для суточного и полусуточного приливов, носят резонансный характер и, естественно, представляют интерес рассмотреть условия наблюдения резонансных явлений. Начнем анализ полученных решений с поверхности Солнца.

### 6.1 Вблизи поверхности Солнца



**Рис. 1.** Зависимости резонансной частоты от расстояния для полусуточного прилива в изотермических слоях плазмы при температурах: Solid – для  $T = 10^3\text{K}$ , Dash –  $T = 10^4\text{K}$ , Dadot –  $T = 10^5\text{K}$ , Thick Dot –  $T = 10^6\text{K}$ , dot – угловая скорость вращения Солнца



**Рис. 2.** Зависимости резонансной частоты от расстояния для суточного прилива в изотермических слоях плазмы при температурах: Solid – для  $T = 10^3\text{K}$ , Dash –  $T = 10^4\text{K}$ , Dadot –  $T = 10^5\text{K}$ , Thick Dot –  $T = 10^6\text{K}$ , dot – угловая скорость вращения Солнца

Вблизи поверхности Солнца наиболее обоснованным выглядит наше пренебрежение вязкостью плазмы. На рисунке 1 представлены зависимости резонансной частоты от расстояния для полусуточного прилива в изотермических слоях плазмы при температурах  $T = 10^3\text{K}$ ,  $10^4\text{K}$ ,  $10^5\text{K}$ ,  $10^6\text{K}$ . На рисунке 2 представлены подобные зависимости резонансной частоты от расстояния для суточного прилива. Рисунки 1 и 2 показывают, что вблизи поверхности Солнца нет

сферических слоев водородной плазмы, в которых наблюдался бы резонанс. Оценка такой температуры для полусуточного прилива составляет приблизительно 150 К.

В табл. 1 приведены значения масс, средних расстояний от Солнца до планет в относительных единицах, максимальные склонения планет и амплитуды полусуточных, суточных и долгопериодических колебаний электрического поля, вызванных вращением Солнца и движением планет.

**Таблица 1.** Амплитуды изменений электрических полей (fV/km) на Солнце, вызванные планетами

Планета	Масса	Расстояние	$\delta_{\max}$	Составляющая			
				Полусуточная	Суточная	Долгопериодическая	Общая
Меркурий	0.055 6	0.3871	0.130	0.622	0.16	0.311	1.093
Венера	0.817 2	0.7233	0.141	1.401	0.391	0.7	2.492
Земля	1.000	1.0000	0.126	0.649	0.162	0.324	1.135
Марс	0.108	1.5237	0.116	0.02	0.004563	0.009902	0.034
Юпитер	318.4	5.2024	0.137	1.467	0.398	0.733	2.598
Сатурн	95.22	9.5728	0.158	0.07	0.022	0.035	0.127
Уран	14.58	19.135	0.127	0.00135	0.00034	0.00067	0.00236
Нептун	17.26 4	29.968	0.154	0.00042	0.00013	0.00031	0.00075
Плутон	0.92	39.265	0.385	0.0000099	0.000006 9	0.0000049	0.000022
Итого				4.23	1.139	2.115	7.484

Оценки величины электрических полей слоев водородной плазмы на Солнце показывают, что они малы (приблизительно несколько fV/km) по сравнению с поляризационными радиальными электрическими полями (около mV/km) (Ефименко и др, 2004).

## 6.2 В солнечной короне

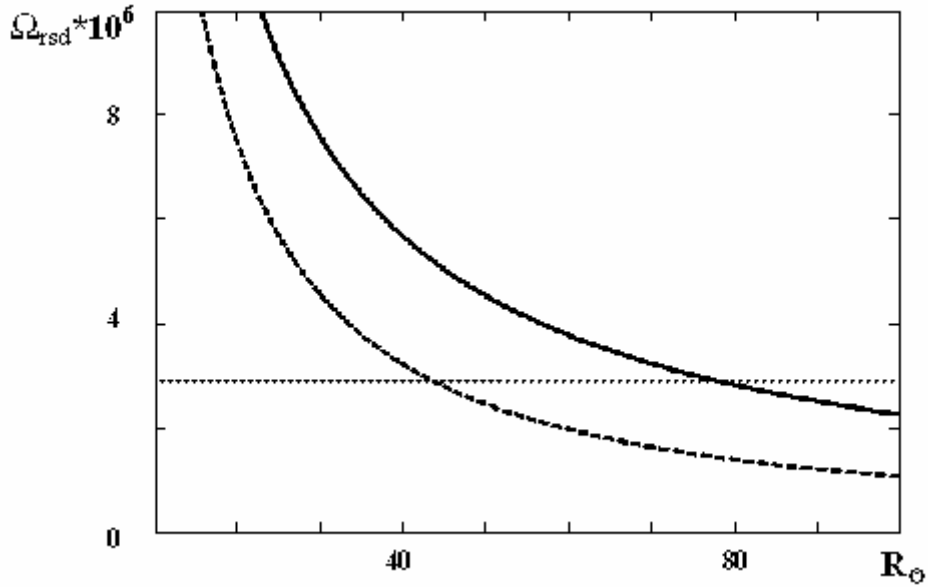
Для определения условий наблюдения резонанса в солнечной короне ( $r \gg R_{\odot}$ ) необходимо учесть зависимость температуры от расстояния до Солнца. Для оценок эту зависимость выберем в модели Вонга – Чанга (Вонг, Чанг, 1965):

$$T(r) = T^* \left( \frac{r^*}{r} \right)^{2/5},$$

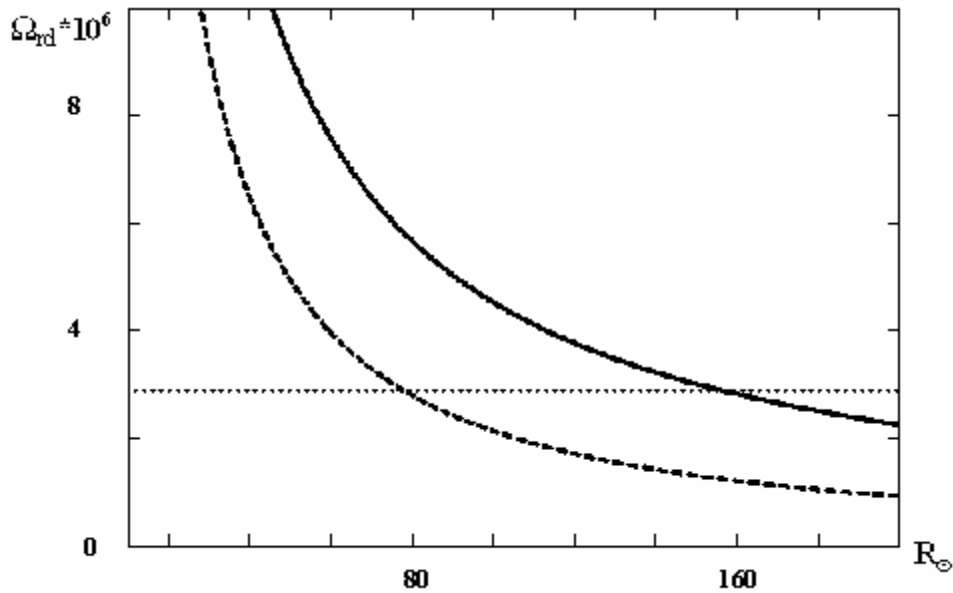
где  $r^* = 7.5R_{\odot}$ ,  $R_{\odot}$  – радиус Солнца,  $T^* = 6.3 \times 10^5 K$ .

На рисунке 3 представлены зависимости резонансной частоты от расстояния до Солнца для полусуточного прилива в изотермическом плазменном слое и в слое с изменяющейся с расстоянием температурой. На рисунке 4 представлены аналогичные зависимости для

суточного прилива. Оценки резонансных расстояний для изотермической модели при  $T = 10^6\text{K}$  около  $80R_{\odot}$  и с учетом изменения температуры около  $40R_{\odot}$  для полусуточного прилива.



**Рис. 3.** Зависимости резонансной частоты от расстояния до Солнца для полусуточного прилива в изотермическом плазменном слое  $T = 10^6\text{ K}$  (Solid) и с учетом изменением температуры (Dash). Dot – угловая скорость вращения Солнца



**Рис. 4.** Зависимости резонансной частоты от расстояния до Солнца для суточного прилива в изотермическом плазменном слое  $T = 10^6\text{ K}$  (Solid) и с учетом изменением температуры (Dash). Dot – угловая скорость вращения Солнца

Аналогичные оценки для суточного прилива показывают для изотермической модели при  $T = 10^6 K$  около  $160R_{\odot}$  и с учетом изменения температуры около  $80R_{\odot}$ . Следует отметить, что на таких расстояниях необходимо учитывать вязкость плазмы, которая должна привести к приближению резонансных слоев к Солнцу.

## 7 Заключение

Анализ полученных аналитических выражений для решений показывает, что можно ожидать проявления резонансных явлений в плазменных слоях с ионами более тяжелых элементов, которые наблюдаются вблизи поверхности Солнца и в атмосферах планет.

Для приближения нашей модели к реальности необходимо учесть вязкость, магнитные поля, нелинейные эффекты, другие ионы, инерциальные свойства электронов, что потребует увеличения количества дифференциальных уравнений и, в частности, замены условия электрической квазинейтральности плазмы уравнениями Максвелла, что выходит за рамки настоящей работы.

## Литература

- Вонг, Чанг (Whang Y.C., Chang C.C.) // Journal of Geophysical Research. 1965. 70. N 17. 4175.
- Ефименко В.М, Токий В.В., Токий Н.В. // Кинематика и физика небесных тел. 2004. 20. №1. С 27.
- Ефименко В.М, Токий В.В., Токий Н.В. // Кинематика и физика небесных тел. 2005. 21. № 5. С 169.
- Ли-Свенсен и др (Lie-Svendsen O., V.H. Hansteen, E. Leer and T.E. Holzer) // Astrophys. J. 2002. 566. 562.
- Паннекок (Pannekoek A.) // Bull. Astron. Inst. Neth. 1922. 1. 107.
- Росселанд (Rosseland S.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1924. 84. 720.
- Такахаша (Kozo Takahashi) // Solar Physics. 1968. 3. 598.
- Треллис (M. Michel Trellis) // C.R. Acad. Sc. Paris. 1966. 262. B-221.
- Хунхаузен (Hundhausen A.J.) // Corona expansion and solar wind. Springer-Verlag (New York) 1972.