ВЛИЯНИЕ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ НА СТРУКТУРУ ТОКОВОГО СЛОЯ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ СОЛНЦА, ЭКЗОПЛАНЕТ И ЗВЁЗД

Кислов Р.А.[1,2], Хабарова О.В.[2,3], Малова Х.В.[4,5], Анциферова У.П.[2], Зелёный Л.М.[4]

[1]Ariel University, Ariel, 40700, Israel

[2]Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Россия, Москва, Троицк 108841

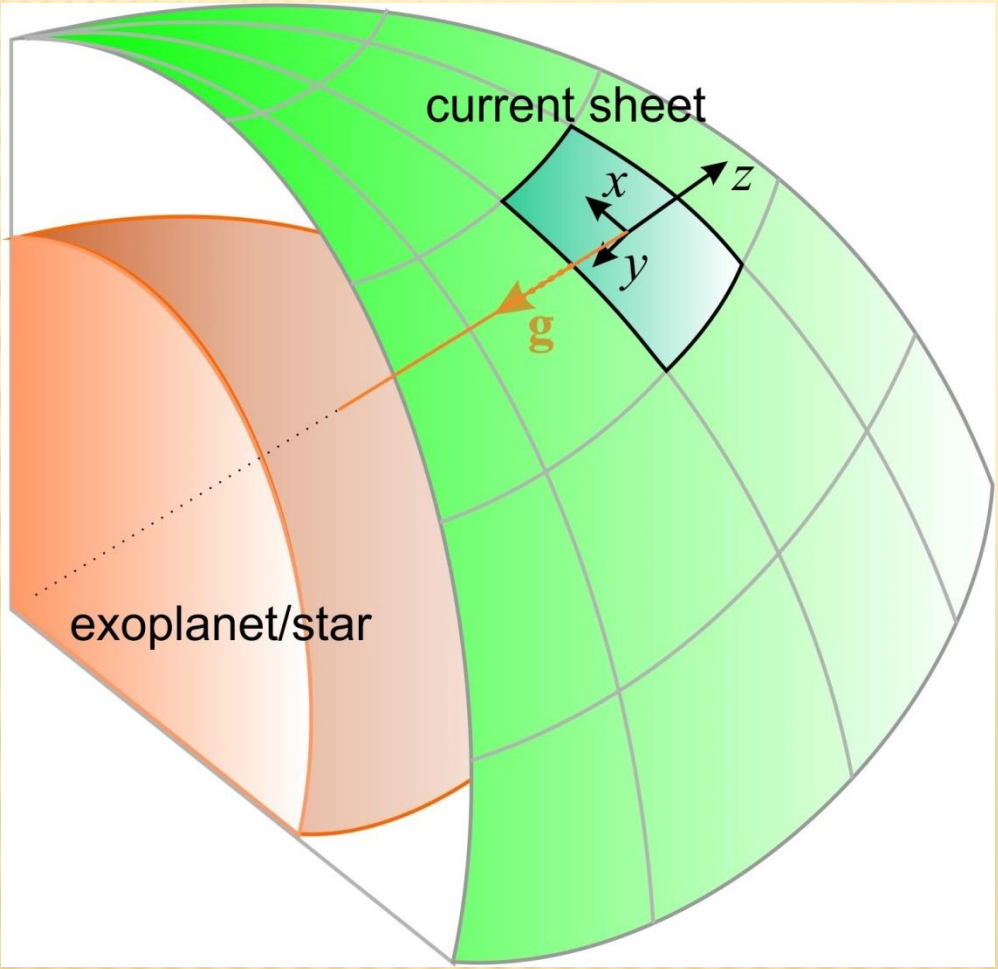
[3]Raymond & Beverly Sackler Faculty of Exact Sciences, Tel Aviv University, Tel Aviv, Israel

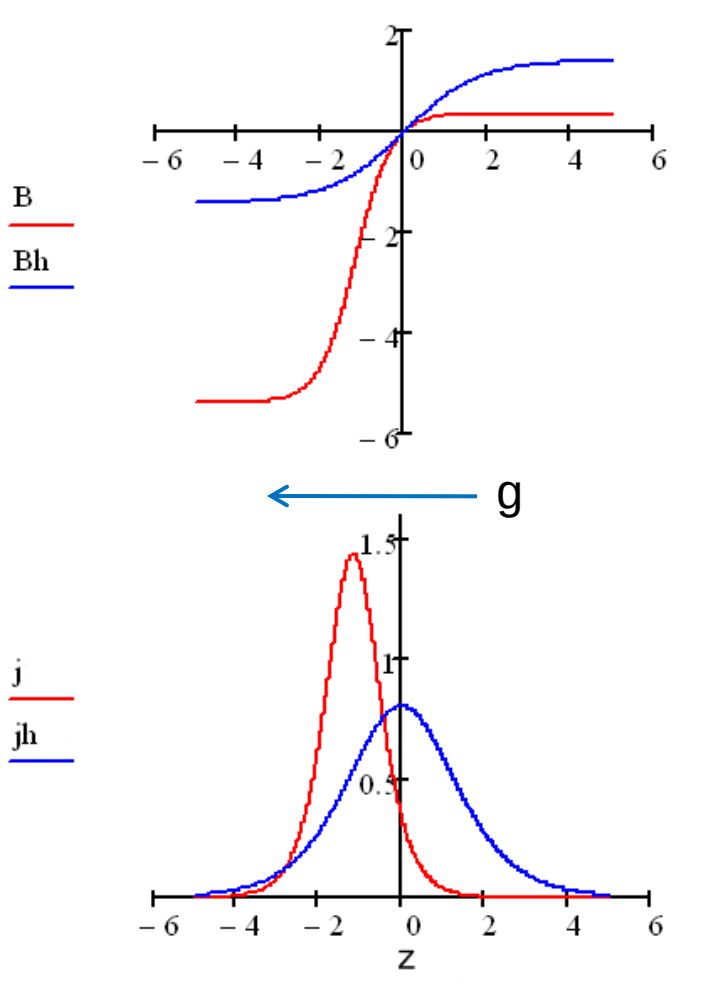
[4]Институт космических исследований (ИКИ РАН), Россия, Москва, 117997

[5]НИИЯФ МГУ, Россия, Москва, 119234

ПРОГНОЗ-2023

ТОКОВЫЙ СЛОЙ ХАРРИСА В ОДНОРОДНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

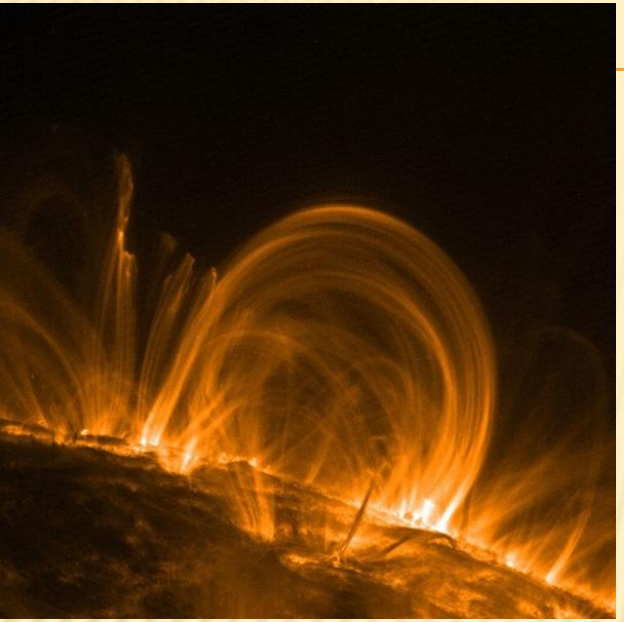




Kislov, Malova, Khabarova, Zelenyi, Antsiferova, ApJ, 2023

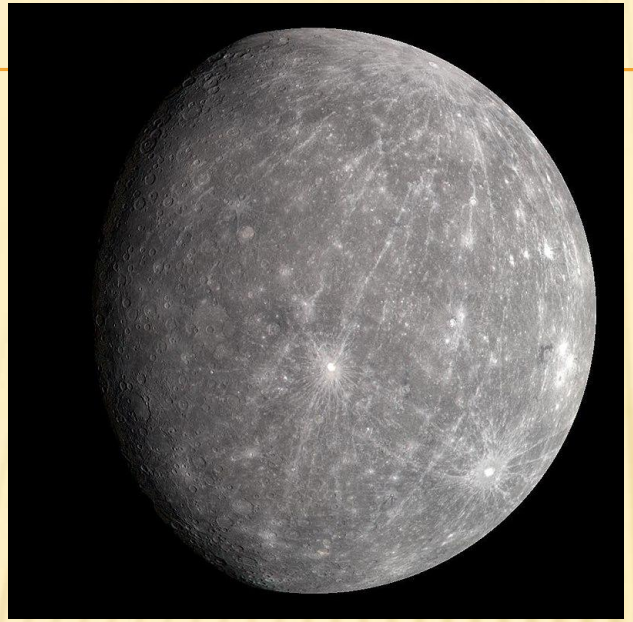
Veselovsky, Kislov, Malova, Khabarova; Physics of Plasmas, 2016

ТЯЖЁЛЫЕ ИОНЫ ВБЛИЗИ СОЛНЦА, МЕРКУРИЯ И ИО



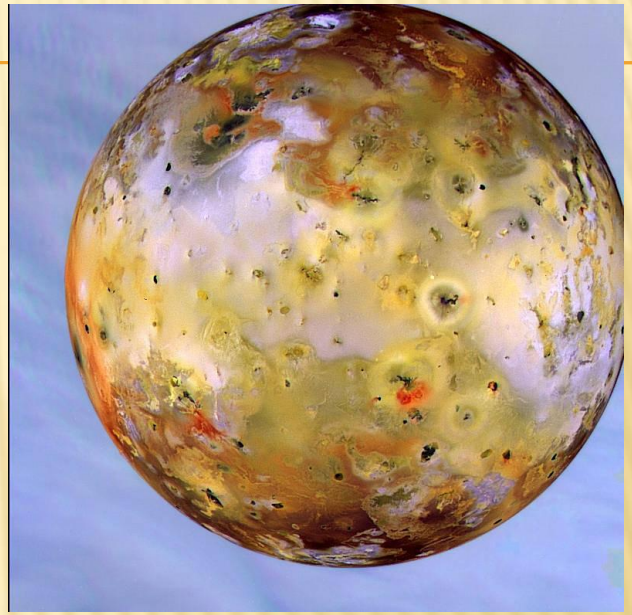
M. ASCHWANDEN ET AL (LMSAL) / TRACE / NASA

Отношение концентраций атомов гелия и протонов имеет характерные значения $n_\alpha/n_p \approx 0.04$-$0.05$
Hansteen et al, ApJ, 1997
Suess et al., JGR, 2009



NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory/Arizona State University/Carnegie Institution of Washington

концентрация ионов Na^+ 10^{-2}-10^{-1} $см^{-3}$, концентрация протонов ~ 4 $см^{-3}$
Slavin et al. 2007



www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_764.html

Из-за вулканизма на Ио средняя атомная масса ионов в магнитосфере Юпитера равна 16 а.е.м. (ионы серы, кислорода; протоны)
McNutt et al., JGR, 1981

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ. СЛАЙД 1

$$(\mathbf{v},\nabla)f_i+\frac{q_i}{m_i}\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}[\mathbf{v},\mathbf{B}]+m_i\frac{\mathbf{g}}{q_i},\nabla_v\right)f_i=0$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=-4\pi e\int_{-\infty}^{\infty}(f_p+Nf_0-f_e)d^3v$$

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2}=-\frac{4\pi e}{c}\int_{-\infty}^{\infty}(f_p+Nf_0-f_e)v_x d^3v$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2}=-\frac{4\pi e}{c}\int_{-\infty}^{\infty}(f_p+Nf_0-f_e)v_y d^3v$$

$$div\mathbf{B}=0\Rightarrow\mathbf{B}=rot\mathbf{A}\quad\Rightarrow$$

$$rot\mathbf{E}=0\Rightarrow\mathbf{E}=-\nabla\varphi\quad\Rightarrow$$

$$C_i=\int_{-\infty}^{\infty}f_i d^3v$$

$$\mathbf{j}=\int_{-\infty}^{\infty}e(f_p+Nf_0-f_e)\mathbf{v}d^3v$$

- **Система уравнений Максвелла-Власова**,
- стационарная модель
- 1 D ($\partial/\partial z \neq 0$)

  i – номер популяции частиц (e, p, o)

  g – однородное гравитационное поле

  N – отношение заряда тяжёлых

$$\mathbf{E}=-\nabla\varphi=(0,0,-\partial\varphi/\partial z)$$

$$\mathbf{B}=rot(\mathbf{A})=(-\frac{\partial A_y}{\partial z},\frac{\partial A_x}{\partial z},0)$$

$$\mathbf{g}=const=-\nabla\theta=(0,0,-\partial\theta/\partial z)\equiv(0,0,g)$$

- C_i – концентрация i-ой популяции частиц
- Полная плотность тока

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ. СЛАЙД 2

- Интегралы движения

$$W_i = \frac{m_i v^2}{2} + q_i \varphi + m_i \theta$$

$$p_{ix} = m_i v_x + \frac{q_i}{c} A_x$$

$$p_{iy} = m_i v_y + \frac{q_i}{c} A_y$$

- Функция распределения Максвелла при z=0, температуры и дрейфовые скорости разные

$$f_i\big|_{z=0} = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i}\right)^{3/2} n_i \cdot \exp\left(-\frac{m_i}{2T_i}\left(\left(v_x - u_{ix}\right)^2 + \left(v_y - u_{iy}\right)^2 + v_z^{\,2}\right)\right)$$

где концентрации связаны условием квазинейтральности $n_p + N n_0 - n_e = 0$

- Функция распределения вне нейтральной линии

$$f_i = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i}\right)^{3/2} n_i \cdot \exp\left(-\frac{m_i}{2T_i}\left(\left(v_x - u_{ix}\right)^2 + \left(v_y - u_{iy}\right)^2 + v_z^{\,2} + \frac{2q_i\varphi}{m_i} + 2\theta - \frac{2q_i}{m_i c}\left(\mathbf{A}, \mathbf{u}_i\right)\right)\right)$$

где $\mathbf{u}_i = (u_{ix}, u_{iy}, 0)$ – скорость дрейфа.

- Граничные условия для потенциалов при z=0:

$$A_x = A_y = \varphi = \theta = 0;$$

$$B_x = 0$$

Тогда потенциалы имеют вид $\varphi = -Ez$, $\theta = -gz$
где E – компонента электрического поля вдоль z,
g – ускорение свободного падения

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВЕКТОРНОГО ПОТЕНЦИАЛА A_Y

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -\frac{4\pi e}{c}\int_{-\infty}^{\infty}(f_p + Nf_0 - f_e)v_y d^3v$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = \frac{4\pi e u_e}{c}\left(n_p\left(\tau_p+1\right)+n_0\left(\tau_0+N\right)\right)\exp\left(\frac{-eA_y u_e / c + e\varphi - m_e\theta}{T_e}\right)$$

$\tau_i = T_i/T_e$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial Z^2} = a\exp\left(-bA - GZ\right)$$

где $r = T_e/m_e|g|$

$$a = \frac{4\pi e u_e r^2}{cA_0}\left(n_p\left(\tau_p+1\right)+n_0\left(\tau_0+N\right)\right)$$

$$b = \frac{eu_e A_0}{T_e c}$$

$$G = 1 + \frac{n_p\left(\frac{m_p}{m_e}-\tau_p\right)+n_0\left(\frac{m_0}{m_e}-\tau_0\right)}{\left(\tau_p+1\right)n_p+\left(\tau_0+N\right)n_0}$$

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ

$$A = -\frac{G}{b}Z + \frac{2}{b}\ln\left(ch\left(\frac{Z\sqrt{2ab+G^2}}{2}\right) + \frac{G}{\sqrt{2ab+G^2}}sh\left(\frac{Z\sqrt{2ab+G^2}}{2}\right)\right)$$

Безразмерное магнитное поле $B=B_x r/A_0$ вдоль направления x равно

$$B = \frac{G}{b} - \frac{\sqrt{2ab+G^2}}{b}\frac{\sqrt{2ab+G^2}\,th\left(\frac{\sqrt{2ab+G^2}}{2}Z\right)+G}{G\cdot th\left(\frac{\sqrt{2ab+G^2}}{2}Z\right)+\sqrt{2ab+G^2}}$$

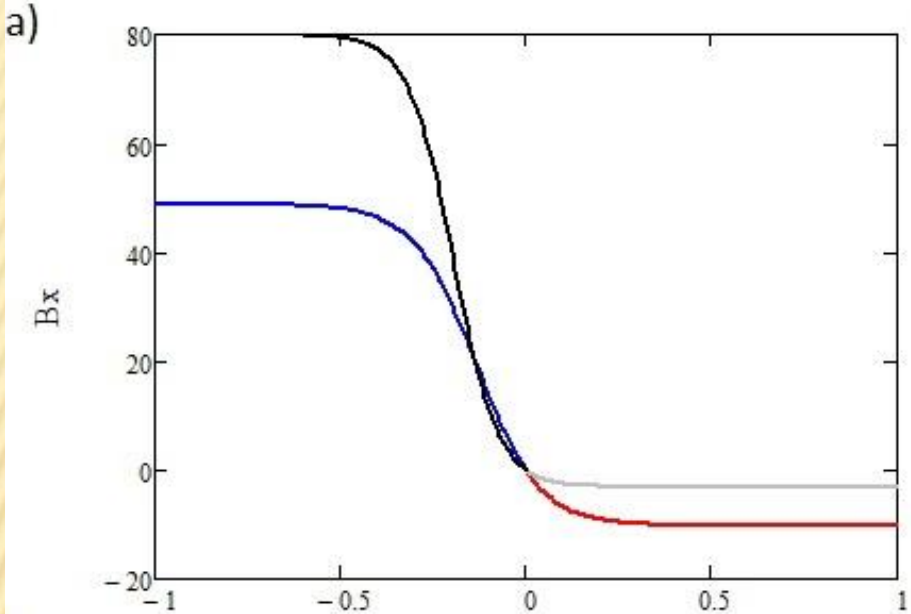
получим безразмерную плотность тока $j = j_y r^2/A_0$, направленную вдоль оси y:

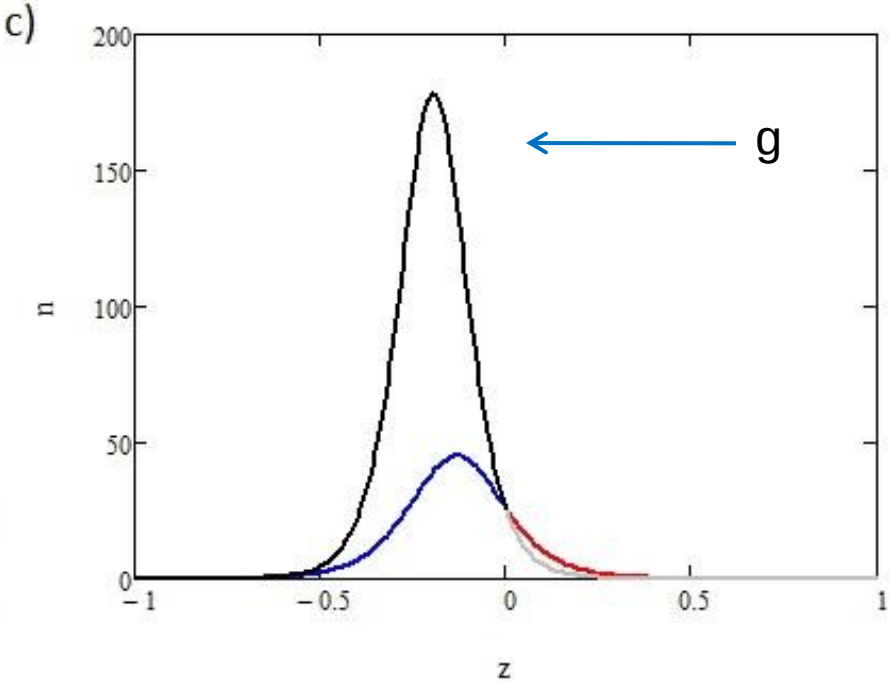
$$j = -\frac{a}{ch^2\left(\frac{\sqrt{2ab+G^2}}{2}Z\right)\left(1+\frac{G}{\sqrt{2ab+G^2}}th\left(\frac{\sqrt{2ab+G^2}}{2}Z\right)\right)^2}$$

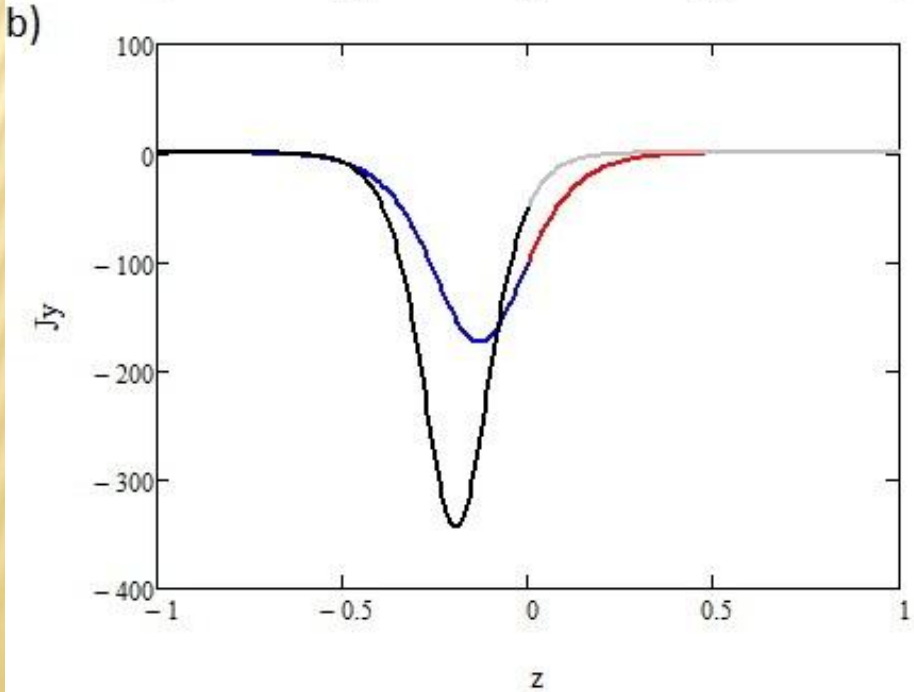
Концентрация

$$C = \frac{2n_p + (N+1)n_0}{ch^2\left(\frac{\sqrt{2ab+G^2}}{2}Z\right)\left(1+\frac{G}{\sqrt{2ab+G^2}}th\left(\frac{\sqrt{2ab+G^2}}{2}Z\right)\right)^2}$$

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ПЛОТНОСТЬ ТОКА, КОНЦЕНТРАЦИЯ







Dimensionless

$\tau_p = 1$, $\tau_o = 5000$ or 2500, $a = 0.1$, $b=0.4$, $N=2$, $m_0/m_p=16$

$\tau_o = 5000$ positive Bx , $Z^* = -0.265$

$\tau_o = 5000$ negative Bx

$\tau_o = 2500$ positive Bx , $Z^* = -0.354$

$\tau_o = 2500$ negative Bx

$\tau_i = T_i/T_e$

СВОЙСТВА ТОКОВОГО СЛОЯ

Толщина

$$L = \frac{2r}{\sqrt{2ab + G^2}}$$

Асимметрия

$$\left|\frac{B\min}{B\max}\right| = \left|\frac{G - \sqrt{2ab + G^2}}{G + \sqrt{2ab + G^2}}\right|$$

Смещение максимума концентрации и плотности тока относительно нейтральной л

$$Z^* = \frac{1}{\sqrt{2ab + G^2}} \ln\left(\frac{\sqrt{2ab + G^2} - G}{\sqrt{2ab + G^2} + G}\right) < 0.$$

где

$$a = \frac{4\pi e u_e r^2}{c A_0}\left(n_p\left(\tau_p + 1\right) + n_0\left(\tau_0 + N\right)\right)$$

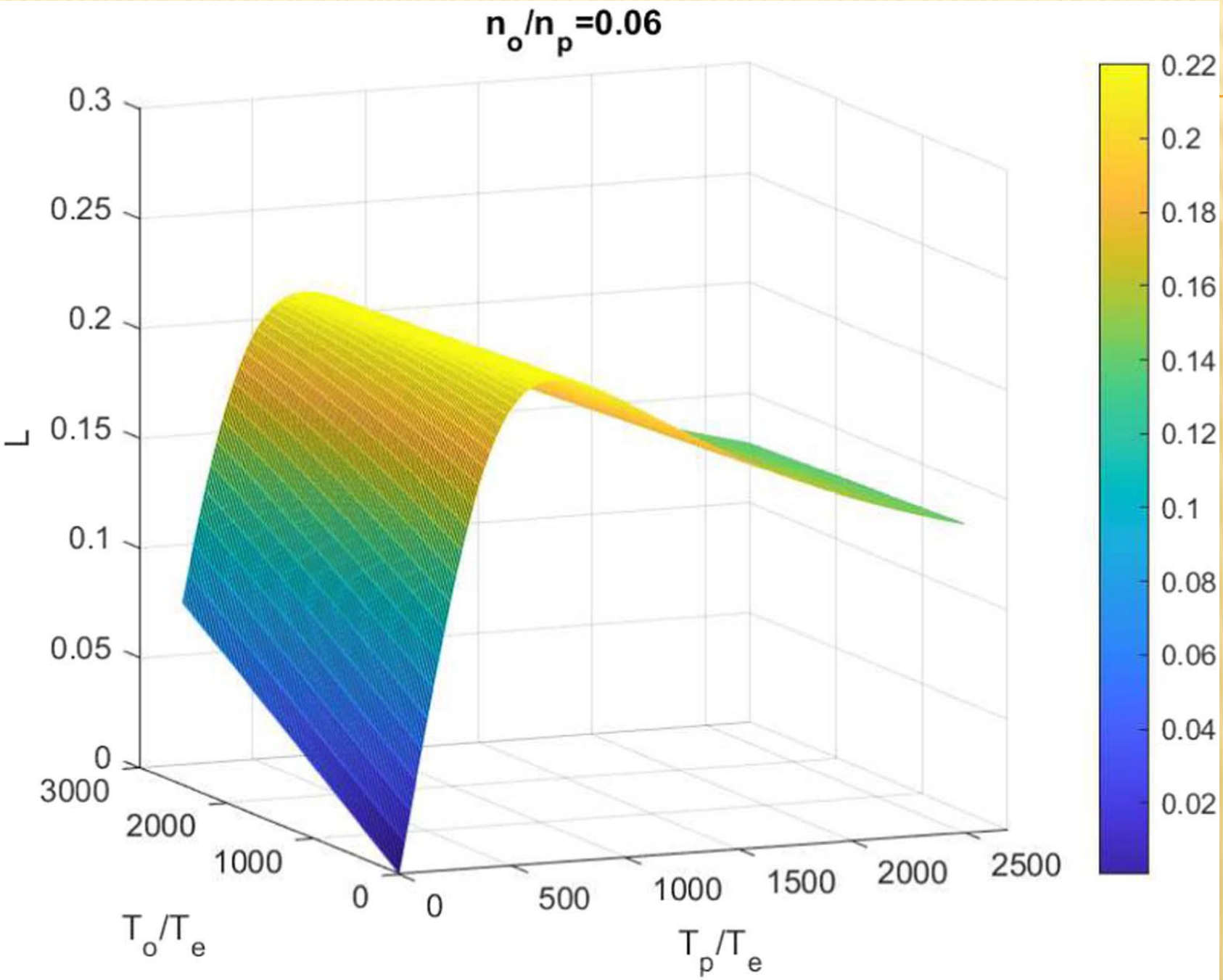
$$b = \frac{e u_e A_0}{T_e c}$$

$$G = 1 + \frac{n_p\left(\frac{m_p}{m_e} - \tau_p\right) + n_0\left(\frac{m_0}{m_e} - \tau_0\right)}{\left(\tau_p + 1\right) n_p + \left(\tau_0 + N\right) n_0}$$

$r = T_e/m_e|g|$

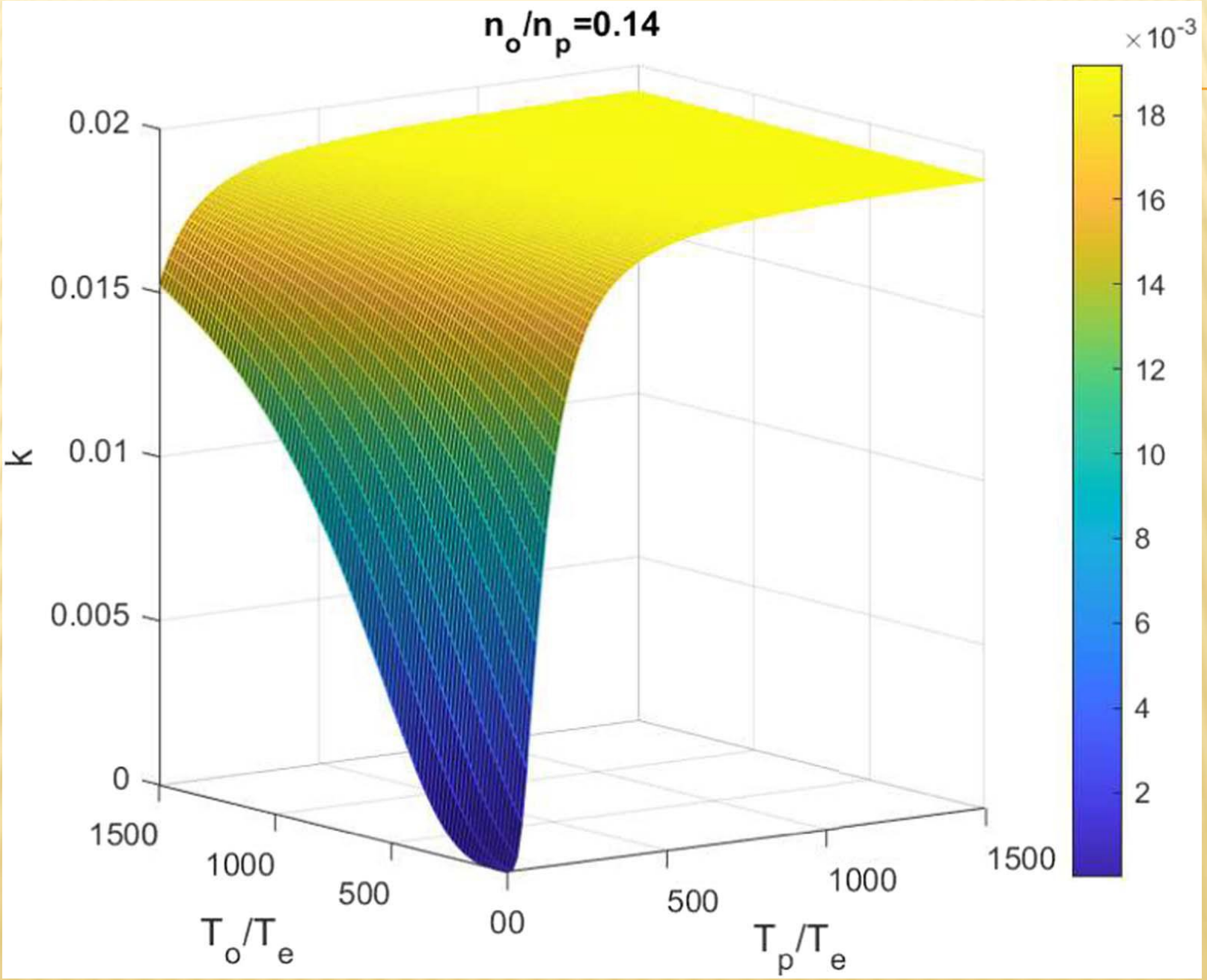
$\tau_i = T_i/T_e$

ТОЛЩИНА СЛОЯ КАК ФУНКЦИЯ ТЕМПЕРАТУР И ДОЛИ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ



Толщина как функция температур и доли тяжёлых ионов

АСИММЕТРИЯ СЛОЯ КАК ФУНКЦИЯ ТЕМПЕРАТУР И ДОЛИ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ



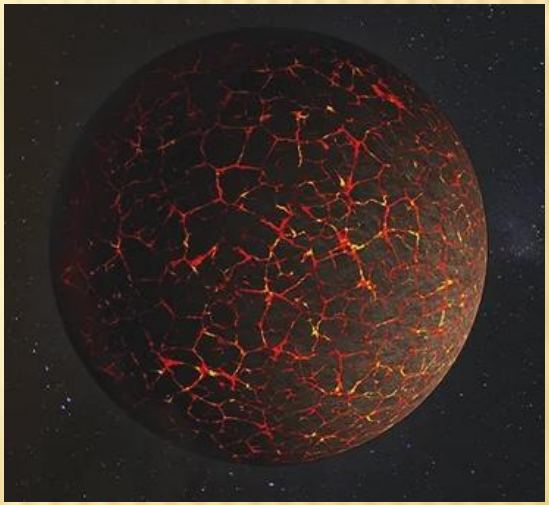
АСИММЕТРИЯ СЛОЯ КАК ФУНКЦИЯ ТЕМПЕРАТУР И ДОЛИ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

ПРИМЕНИМОСТЬ МОДЕЛИ

- В модели 2ab и G^2 входят во все решения. 2ab отвечает за параметры плазмы, G^2 – за влияние гравитации.
- Чтобы модель приводила к значимым эффектам, 2ab и G^2 должны быть сравнимы по величине (отличаться не более чем на 1-2 порядка).

$$2ab = \frac{4\pi n_p e^2 T_e}{m_e^2 g^2}\frac{u_e^2}{c^2} \approx 4\cdot 10^{36}\frac{n_p T_e}{g^2}\frac{u_e^2}{c^2}$$

$$G = 1 + \frac{n_p\left(\frac{m_p}{m_e} - \tau_p\right) + n_0\left(\frac{m_0}{m_e} - \tau_0\right)}{\left(\tau_p + 1\right)n_p + \left(\tau_0 + N\right)n_0}$$



- При $\tau_0 \approx 1$ оказывается $G \approx 10^3$-10^4 (соотношения масс),
- При $\tau_0 \approx 10^3$-10^4 (горячие ионы) получится $G \approx 10$
- $0 < u_e/c < 10^{-3}$ (от медленных дрейфов в слабых полях до течений звёздного ветра)
- $g \approx 10^3$-10^4 для суперземель и газовых гигантов на расстоянии нескольких радиусов
- Следовательно, в СГС, $nT \approx 10^{-15} – 10^{-7}$ для холодных ионов и $10^{-21} – 10^{-13}$ для горячих
- На орбите Земли (солнечный ветер, магнитосфера) типичное $nT \approx 10^{-12} – 10^{-9}$ СГС.
- **=> Модель применима 1) в обитаемой зоне жёлтых карликов для холодных токовых слоёв**
- **2) для токовых слоёв с горячими ионами на больших расстояниях от звезды. При этом планеты должны быть лишены собственных источников плазмы и мощных атмосфер, чтобы не увеличивать nT.**
- **3) в атмосферах звёзд, в которых температуры электронов и ионов близки, а сила тяжести велика.**

ВЫВОДЫ

- 1D модель токового слоя в однородном гравитационном поле (Veselovsky, Kislov, Malova, Khabarova et al., Phys. Plas., 2016) обобщена на случай трёх разнотемпературных популяций частиц.
- Токовый слой под действием гравитационного поля становится асимметричным относительной поверхности B_x=0. Коэффициент асимметрии немонотонно зависит от относительных температур ионов и ионного состава плазмы.
- Толщина токового слоя немонотонно зависит от параметров модели, причём наибольшая толщина оказывается у токовых слоёв с малым содержанием очень горячих ионов.
- Модель может быть применима как для описания токовых слоёв в атмосферах звёзд, так и вблизи планет/спутников/экзопланет с разреженной атмосферой.

Kislov R., Malova H., **Khabarova O**., Zelenyi L., **Antsiferova U**., Impact of Heavy Ions on the Structure of Current Sheets in the Gravity Field of Exoplanets and Stars, **The Astrophysical Journal**, 947, 12pp, **2023**, https://doi.org/10.3847/1538-4357/acbccd

РЕШЕНИЯ HARRIS-1962, AND THE BOLTZMANN DISTRIBUTION

$$B = \sqrt{\frac{2a}{b}} \tanh\left(\sqrt{\frac{ab}{2}} Z\right) \tag{48}$$

$$j = \frac{a}{\cosh^2\left(\sqrt{\frac{ab}{2}} Z\right)} \tag{49}$$

$$C_p = C_e = \frac{n_p}{\cosh^2\left(\sqrt{\frac{ab}{2}} Z\right)}. \tag{50}$$

Harris's original solutions are independent of gravity. To avoid misunderstandings, we note that in our notation they still have this property, since $Z \sim 1/r$ and $(ab)^{1/2} \sim r$. The differences between the new model and the Harris model are significant for G^2 comparable in magnitude with ab. In the case of $G^2 \gg ab$, solutions (35)–(45) describe the Boltzmann-type distribution in Z for particles in uniform gravitational and electric fields, since expression (41) takes the form

$$C = (2n_p + (N + 1)n_0) \exp(-GZ). \tag{51}$$

In the latter case, the current density also has a Boltzmann distribution in Z. It has no maxima or minima, and therefore the corresponding plasma structure cannot represent a CS.

ДРЕЙФОВЫЕ СКОРОСТИ, РЕШЕНИЯ

$$n_p \delta u_{px} \exp\left(\frac{eA_x \delta u_{px}/c - e\varphi - m_p\theta}{T_p}\right) + Nn_0 \delta u_{0x} \exp\left(\frac{NeA_x \delta u_{0x}/c - Ne\varphi - m_0\theta}{T_0}\right) = 0$$

$$E = -\frac{g}{e}\frac{n_p(m_p - m_e\tau_p) + n_0(m_0 - m_e\tau_0)}{(\tau_p + 1)n_p + (\tau_0 + N)n_0}$$

Также $j_x = 0$

$\tau_i = T_i/T_e$

$$\delta u_p = \frac{cg}{eB_y}\frac{n_0}{n_p(\tau_p+1) + n_0(\tau_0+N)}\left(m_0(\tau_p+1) - (\tau_0+N)m_p + m_e(N\tau_p - \tau_0)\right)$$

$$\delta u_0 = -\frac{cg}{NeB_y}\frac{n_p}{n_p(\tau_p+1) + n_0(\tau_0+N)}\left(m_0(\tau_p+1) - (\tau_0+N)m_p + m_e(N\tau_p - \tau_0)\right)$$

Полученные компоненты скорости направлены вдоль x. Им соответствует ненулевая плотность импульса в x-направлении

$$p_{mx} = \frac{cg}{NeB_y}\frac{n_0 n_p}{n_p(\tau_p+1) + n_0(\tau_0+N)}\left(m_0(\tau_p+1) - (\tau_0+N)m_p + m_e(N\tau_p - \tau_0)\right)(Nm_p + m_0)$$