

УДК 533.95

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКОВОГО СЛОЯ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

© 2023 г. П. В. Сецко\*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

\*E-mail: setsko@pgia.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Представлены результаты численного моделирования токового слоя в ближнем хвосте магнитосферы Юпитера с целью оценить возможный диапазон параметров этого слоя в зависимости от наличия горячих ионов серы и кислорода. Характеристики полученных стационарных конфигураций токового слоя, образованного встречными потоками либо одних протонов, либо одних ионов кислорода, либо одних ионов серы, хорошо согласуются с данными аппарата Juno.

DOI: 10.31857/S0367676522700442, EDN: AIIYWI

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования магнитосферы Земли показали, что важной частью ее динамики являются формирование, эволюция и распад тонкого токового слоя (ТТС) в ближнем хвосте магнитосферы, в котором важную роль играет нормальная компонента магнитного поля. При этом термин “тонкий” означает, что толщина слоя  $L$  сравнима с гирорадиусом образующих его ионов (в данном случае протонов) на краю слоя  $R_c^\infty$ , т.е.  $L \sim R_c^\infty$ . Первый из вращавшихся вокруг Юпитера космических аппаратов Galileo обнаружил аналогичный ТТС в ближнем хвосте магнитосфере Юпитера [1], что вызвало значительный интерес международного научного сообщества, результатом которого стало включение более детальных исследований этого ТТС в число научных задач направленного к Юпитеру аппарата Juno.

Юпитер имеет сильное магнитное поле и обладает ярко выраженной магнитосферой, которая, помимо общих свойств с магнитосферой Земли, имеет ряд отличий. Так, характерное значение тангенциальной компоненты магнитного поля выше и ниже токового слоя (ТС) для Юпитера и для Земли одинаково:  $B_{\varphi 0} = 20$  нТл, а характерное значение нормальной компоненты  $B_n$  для Юпитера составляет  $B_{nJ} = 1$  нТл, в то время как для Земли оно в 2 раза больше:  $B_{nE} = 2$  нТл (нижние индексы  $J$  и  $E$  во всех случаях обозначают величины для Юпитера и Земли соответственно).

Данные вышеупомянутых аппаратов Galileo и Juno [1, 2] показывают, что в ТТС ближнего хвоста магнитосферы Юпитера помимо протонов могут присутствовать тяжелые горячие ионы кислорода  $O^+$  и серы  $S^+$ . Их источником являются регулярные вулканические выбросы диоксида серы  $SO_2$  на ближайшем к Юпитеру спутнике Ио, средний радиус орбиты которого примерно равен  $6R_J$ , где  $R_J \approx 11R_E$  – радиус Юпитера, а  $R_E$  – радиус Земли. Попадая в ближнюю магнитосферу Юпитера, молекулы  $SO_2$  разделяются на холодные ионы кислорода  $O^+$  и серы  $S^+$ , которые в результате движения в магнитном и электрическом полях приобретают значительную кинетическую энергию и заполняют всю ближнюю магнитосферу Юпитера, составляя значительную долю в концентрации ионов в периоды длительной вулканической активности на Ио.

Сравнение параметров плазмы в ТТС ближнего хвоста магнитосферы Юпитера и в ближней части плазменного слоя магнитосферы Земли, показывает, что характерные значения температуры протонов составляют  $T_{pJ} \sim 5\text{--}20$  кэВ и  $T_{pE} \sim 2\text{--}10$  кэВ соответственно. Характерные значения температуры ионов кислорода составляют  $T_{OJ} \sim 20\text{--}40$  кэВ и  $T_{OE} \sim 0.2\text{--}0.8$  кэВ, то есть в хвосте магнитосферы Юпитера они на 2 порядка горячее, чем ионы кислорода, которые вытягиваются из высокоширотной земной ионосферы во время возмущенных периодов, когда последовательно происходит несколько суббурь (см. [3–5]). Наиболее горячими ионами в магнитосфере Юпи-

тера являются ионы серы:  $T_{SJ} \sim 40\text{--}60$  кэВ. Характерные значения температуры электронов составляют  $T_{eJ} \approx 1$  кэВ и  $T_{eE} \approx 0.5\text{--}0.9$  кэВ соответственно. Отметим, что оценки пространственных масштабов изменения магнитного поля позволяют считать электроны замагниченными, в том числе и в центре ТС. Концентрации ионных компонент для Юпитера лежат в пределах  $n_{\alpha J} \approx 0.01\text{--}0.05$  см<sup>-3</sup>, т.е. на 1–2 порядка меньше, чем для Земли, где они составляют  $n_{\alpha E} \approx 0.1\text{--}3$  см<sup>-3</sup>. Отношение продольной скорости встречных потоков  $V_{D\alpha}$  на краях ТС к тепловой скорости  $V_{T\alpha}$  для Юпитера ориентировочно лежит в пределах  $\delta_{\alpha J} = V_{D\alpha}/V_{T\alpha} \approx 0.25\text{--}4$ , а для Земли они могут изменяться в более широком диапазоне  $\delta_{\alpha E} = \frac{V_{D\alpha}}{V_{T\alpha}} \approx 0.1\text{--}10$ .

В итоге для рассматриваемого ТС в ближнем хвосте магнитосферы Юпитера можно выделить три случая. В первом случае при длительном отсутствии вулканических выбросов на Ио этот ТС образован одними протонами. Во втором случае основной вклад в образование ТС вносят тяжелые горячие ионы серы. В третьем случае все ионные компоненты вносят значительный вклад в образование ТС. В первую очередь эти случаи будут отличаться толщиной ТС, а также профилями плотности тока и концентрации. Поэтому в качестве начального шага при интерпретации указанных экспериментальных данных разумно выполнить численное моделирование с помощью модели стационарного пространственно одномерного ТС с заданной нормальной компонентой магнитного поля, которая наиболее детально описана в [6, 7]. При этом входные параметры модели можно определить по данным аппарата Juno.

В данной работе выполняется такое моделирование в наиболее простом случае, когда ТС является плоским и симметричным и образован встречными продольными потоками либо одних протонов, либо одних ионов кислорода, либо одних ионов серы.

### ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

В модели все функции зависят только от одной координаты  $z$ , которая направлена поперек ТС. Использовался наиболее простой симметричный вариант модели, в котором магнитное поле имеет заданную постоянную нормальную компоненту  $B_z \equiv \text{Const}$  и самосогласованную тангенциальную компоненту  $B_x(z)$ , плотность тока и электри-

ческое поле имеют по одной самосогласованной компоненте  $j_y(z)$  и  $E_z(z)$ :

$$\begin{aligned} \vec{B}(z) &= B_x(z)\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad \vec{j}(z) = j_y(z)\vec{e}_y, \\ \vec{E}(z) &= E_z(z)\vec{e}_z = -\frac{d\phi(z)}{dz}\vec{e}_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  и  $\vec{e}_z$  – векторы декартова базиса системы координат,  $\phi(z)$  – скалярный потенциал. В модели возможен учет нескольких ионных компонент. Условие симметрии ТС имеет вид

$$\begin{aligned} B_x(-z) &\equiv -B_x(z), \quad E_z(-z) \equiv -E_z(z), \\ f_\alpha(-z, v_x, v_y, -v_z) &\equiv f_\alpha(z, v_x, v_y, v_z), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $f_\alpha(z, \vec{v})$  – функции распределения ионов сорта  $\alpha$ . За пределами области моделирования  $\{|z| < L\}$  магнитное поле считается постоянным, а электрическое нулевым:

$$\begin{aligned} \vec{B}|_{z \geq L} &\equiv \vec{B}^{(+)} = B_{x0}\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad \vec{B}|_{z \leq -L} \equiv \vec{B}^{(-)} = \\ &= -B_{x0}\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad \vec{E}|_{|z| \geq L} \equiv 0. \end{aligned}$$

Для каждой ионной компоненты соответствующее стационарное уравнение Власова численно решается методом характеристик, детально изложенным в [6, 7]. В каждом узле равномерной пространственной сетки задается ориентированная по местному магнитному полю равномерная сетка фиксированного размера в трехмерном пространстве скоростей. Таким образом, получается сетка в фазовом пространстве переменных  $(z, \vec{v}) \in \mathbb{R}^4$ . Из узлов этой сетки в прошлое (при  $t < 0$ ) рассчитываются фазовые траектории ионов вплоть до их выхода из области моделирования  $\{|z| < L\}$  в область влета, где заданы функции распределения образующих ТС встречных продольных потоков ионов, которые являются распределением Максвелла с гидродинамической скоро-

стью  $\vec{U}_\alpha^{(\pm)} = -\left(\frac{z\vec{B}^{(\pm)}}{|z\vec{B}^{(\pm)}|}\right)V_{D\alpha}^{(\pm)}$ , направленной вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя и имеющей величину  $V_{D\alpha}^{(\pm)}$  (свою для каждого сорта ионов):

$$\begin{aligned} f_\alpha^{(\pm)}(z, \vec{v}) &= \frac{n_\alpha^{(\pm)}}{(V_{T\alpha}^{(\pm)}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{1}{2(V_{T\alpha}^{(\pm)})^2}|\vec{v} - \vec{U}_\alpha^{(\pm)}|^2\right), \\ &\frac{z}{|z|}(\vec{B}^{(\pm)} \cdot \vec{v}) < 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $n_\alpha^{(\pm)}$  – концентрация,  $V_{T\alpha}^{(\pm)} = \sqrt{eT_\alpha^{(\pm)}/m_\alpha}$  – тепловая скорость, а  $T_\alpha^{(\pm)}$  – температура (в эВ) в этих потоках. Геометрия задачи показана на рис. 1.

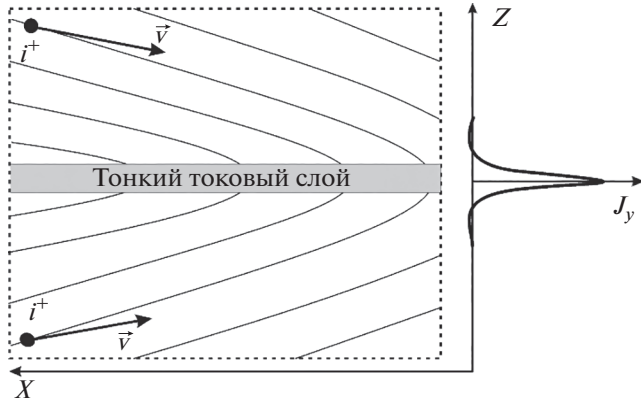


Рис. 1. Геометрия задачи.

В результате из условия постоянства функции распределения вдоль фазовой траектории по значению функции влета в точке выхода этой траектории из области моделирования рассчитываются значения функции распределения  $f_\alpha(z, \vec{v})$  в узлах сетки в пространстве скоростей для каждого узла пространственной сетки.

По функции распределения для каждого сорта ионов  $\alpha$  в узлах пространственной сетки рассчитываются концентрация  $n_\alpha(z)$  и  $y$ -компонента плотности тока  $j_{\alpha y}(z)$ . По ним для ионов рассчитываются суммарные плотность заряда  $\rho_i(z) = \sum_\alpha q_\alpha n_\alpha(z)$  и  $y$ -компонента плотности тока  $j_{iy}(z) = \sum_\alpha j_{\alpha y}(z)$ . Концентрация замагниченных электронов определяется из условия квазинейтральности  $n_e(z) = \rho_i(z)/e$ , а их функция распределения считается изотропным распределением Максвелла-Больцмана в потенциальном электрическом поле с постоянной температурой  $T_e \equiv \text{Const}$ . Эта функция является точным решением уравнения Власова в дрейфовом приближении и имеет вид

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_{e0}}{(V_{Te}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(\frac{\varphi(z)}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2V_{Te}^2}\right), \quad (4)$$

где  $n_{e0}$  – концентрация электронов на краю ТС. Отсюда следует, что потенциал  $\varphi(z)$  и изотропное давление электронов  $p_e(z)$  связаны с их концентрацией формулами

$$n_e(z) = n_{e0} \exp(\varphi(z)/T_e), \quad \varphi(z) = T_e \ln(n_e(z)/n_{e0}), \quad (5)$$

$$p_e(z) = en_e(z)T_e,$$

а также полное силовое равновесие электронов, то есть выполнение уравнения  $en_e(z)\vec{E}(z) = -\nabla p_e(z)$ . Из этого уравнения и выражения для

плотности тока замагниченных электронов из дрейфовой теории следует:

$$\vec{j}_e(z) = j_{e\parallel}(z)\vec{b}(z) - en_e\vec{v}_E + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \frac{[\vec{b} \times (\vec{b} \times \nabla)\vec{b}]}{B} + \frac{[\vec{b} \times \nabla p_{e\perp}]}{B}, \quad (6)$$

(где  $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{B}$  – единичный вектор вдоль магнитного поля,  $\vec{v}_E = \frac{[\vec{E} \times \vec{B}]}{B^2}$  – скорость электрического дрейфа), а также из условия симметрии (2) вытекает равенство нулю плотности тока замагниченных электронов:  $\vec{j}_e(z) \equiv 0$ .

Таким образом, поля в модели определяются плотностями заряда и тока ионов и температурой электронов: потенциал электрического поля определяется 2-й формулой в (5), а магнитное поле определяется из уравнения Ампера:

$$\frac{dB_x(z)}{dz} = \mu_0 j_{iy}(z), \quad \varphi(z) = T_e \ln\left(\frac{\rho_i(z)}{\rho_{i0}}\right), \quad (7)$$

$$E_z(z) = -\frac{d\varphi(z)}{dz},$$

В расчетах использовались значение нормальной компоненты магнитного поля  $B_z = 1$  нТл и величина тангенциальной компоненты вне слоя  $B_{x0} = 20$  нТл. Шаг сетки в пространстве скоростей для каждого сорта ионов ( $\alpha = p, O^+, S^+$ ) был равен 1/16 от их тепловой скорости в потоках:  $\Delta v_\alpha = V_{T\alpha}/16$ . Значения температуры и продольной скорости потоков каждой ионной компоненты выбирались как характерные значения из данных аппарата Juno и составляли  $T_p = 10$  кэВ,  $T_O = 20$  кэВ,  $T_S = 40$  кэВ,  $V_{D\alpha} = 2V_{T\alpha}$ , т.е. параметр потока  $\delta_\alpha = V_{D\alpha}/V_{T\alpha}$  был одинаков для всех сортов ионов:  $\delta_p = \delta_O = \delta_S = 2$ . Температура электронов была  $T_e = 1$  кэВ.

Важным параметром для модели является характерный тепловой гирорадиус  $R_{c\alpha}^\infty$  в потоках каждой ионной компоненты плазмы на краю ТС, который определяется формулами

$$R_{c\alpha}^\infty = V_{T\alpha}/\omega_{c\alpha}^\infty, \quad V_{T\alpha} = \sqrt{eT_\alpha/m_\alpha}, \quad (8)$$

$$\omega_{c\alpha}^\infty = (q_\alpha B_\infty)/m_\alpha, \quad B_\infty = \sqrt{B_{x0}^2 + B_z^2},$$

Полуширина  $L_{\alpha 0}$  ТТС, образованного потоками ионов сорта  $\alpha$ , связана с гирорадиусом  $R_{c\alpha}^\infty$  эмпирической оценкой [8, 9]:

$$L_{\alpha 0} \sim 4R_{c\alpha}^\infty. \quad (9)$$

При этом полуширина области моделирования  $L_\alpha$  должна быть достаточно большой, чтобы

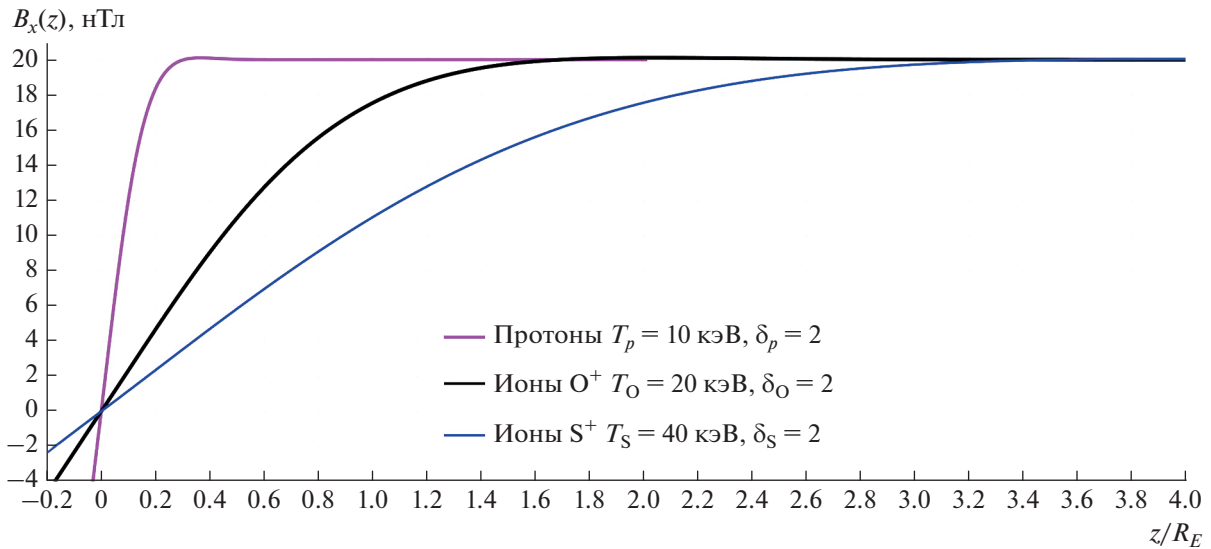


Рис. 2. Профили тангенциальной компоненты магнитного поля  $B_x(z)$  в нТл.

орбиты влетающих с краев тепловых ионов сорта  $\alpha$  проходили достаточно далеко от токового слоя в ее центре. При выборе шага пространственной сетки  $(\Delta z)_\alpha$  нужно исходить из требования обеспечить разрешение возможной тонкой структуры профилей в центре ТТС. Из этих соображений вытекают оценки

$$L_\alpha \sim L_{\alpha 0} + (5-6) \cdot R_{c\alpha}^\infty \sim (8-10) \cdot R_{c\alpha}^\infty, \quad (10)$$

$$(\Delta z)_\alpha \leq \frac{R_{c\alpha}^\infty}{25}.$$

которые позволяет оценить размер области моделирования и шаг сетки по пространству.

При указанных выше параметрах гирорадиус  $R_{c\alpha}^\infty$  составляет для протонов  $R_{c_p}^\infty \approx 500$  км, для ионов кислорода  $R_{c_O}^\infty \approx 2830$  км, и для ионов серы  $R_{c_S}^\infty \approx 5660$  км. В соответствии с оценками (10) полуширина области моделирования и шаг сетки по пространству в случае ТТС, образованного потоками протонов составляли  $L_p = 2R_E = 12800$  км и  $(\Delta z)_p = 20$  км. В случае ТТС, образованного потоками ионов серы, эти параметры составляли  $L_S = 6.5R_E = 41600$  км и  $(\Delta z)_S = 100$  км, а для ТТС, образованного потоками ионов кислорода, они составляли  $L_O = 4.5R_E = 28800$  км и  $(\Delta z)_O = 50$  км.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Для каждого из описанных выше трех вариантов были получены стационарные конфигурации ТТС. На рис. 2 показаны полученные профили тангенциальной компоненты магнитного поля

$B_x(z)$  в нТл. На рис. 3 показаны профили компоненты плотности тока  $j_{cy}(z)$  в  $\text{нА}/\text{м}^2$ , а на рис. 4 показаны профили концентрации  $n_\alpha(z)$  в  $\text{см}^{-3}$ . На всех рисунках фиолетовая линия показывает профиль для ТТС, образованного потоками протонов, черная линия показывает профиль для ТТС, образованного потоками ионов кислорода, а синяя линия отображает профили для ТТС, образованного потоками ионов серы.

Полученные результаты показали хорошее соответствие с данными измерений. Концентрации плазмы в рассчитанных конфигурациях попали в

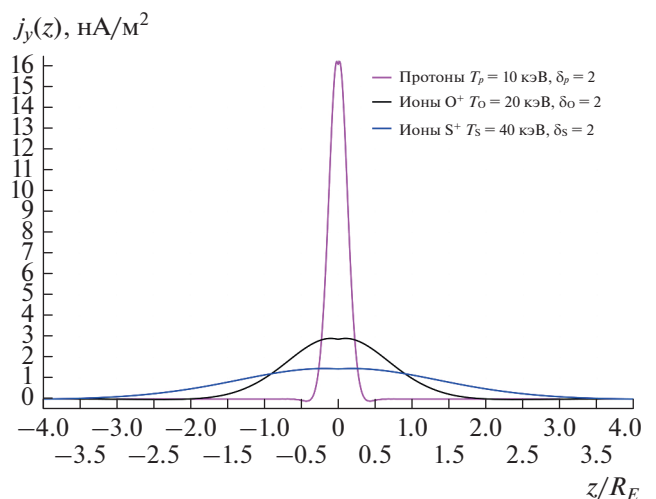


Рис. 3. Профили компоненты плотности тока  $j_{cy}(z)$ .

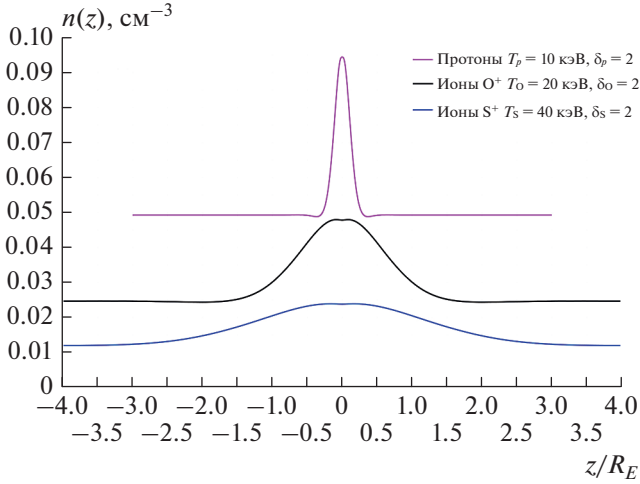


Рис. 4. Профили концентрации  $n_\alpha(z)$ .

наблюдаемый диапазон значений для всех трех сортов ионов. Из графиков видно, что потоки более горячих ионов дают изменение магнитного поля при переходе через слой в  $\Delta B_\tau = 2B_{\tau 0} = 40$  нТл при меньших значениях концентрации, и выполняется соотношение

$$T_\alpha n_\alpha(z) \approx T_\beta n_\beta(z), \quad (11)$$

которое вытекает из условия силового баланса в пространственно одномерном ТТС, изложенного в [10].

Также расчеты подтвердили эмпирическую оценку (9) на полуширину ТТС. Из этой оценки и значений температуры потоков протонов, температуры ионов серы и температуры ионов кислорода вытекает, что полуширина ТТС для рассчитанных вариантов различается в разы:

$$\frac{L_\alpha}{L_\beta} \sim \frac{R_{c\alpha}^\infty}{R_{c\beta}^\infty} = \frac{\sqrt{m_\alpha T_\alpha}}{\sqrt{m_\beta T_\beta}}, \quad (12)$$

что подтверждается результатами расчетов. Образованный потоками протонов ТТС является наиболее тонким: полуширина основной его части без овершутов составляет примерно  $L_{p0} \approx 0.31R_E$ , а концентрация и плотность тока в центре ТТС имеют значения вблизи максимально наблюдаемых:

$$n_p^\infty \approx 0.05 \text{ см}^{-3}, \quad \max n_p \approx 0.095 \text{ см}^{-3}, \\ \max j_{py} \approx 16.2 \text{ нА/м}^2.$$

В случае образования ТТС потоками одних ионов серы  $S^+$  он получился наиболее широким с полушириной  $L_{S0} \approx 3.54R_E \approx 8\sqrt{2}L_{p0}$ , т.е. оценка (12) выполняется с хорошей точностью. Концентрация и

плотность тока в центре ТТС имеют значения вблизи минимально наблюдаемых:

$$n_S(z) \approx \frac{1}{4} n_p(z), \quad n_S^\infty \approx 0.0125 \text{ см}^{-3},$$

$$\max n_S \approx 0.024 \text{ см}^{-3}, \quad \max j_{Sy} \approx 1.5 \text{ нА/м}^2.$$

Образованный потоками одних ионов кислорода  $O^+$  ТТС занимает промежуточное положение с полушириной  $L_{O0} \approx 1.78R_E \approx 4\sqrt{2}L_{p0}$ , т.е. оценка (12) также выполняется с хорошей точностью. Концентрация и плотность тока в центре ТТС также имеют значения примерно посередине наблюдаемого диапазона:

$$n_O(z) \approx \frac{1}{2} n_p(z), \quad n_O^\infty \approx 0.025 \text{ см}^{-3},$$

$$\max n_O \approx 0.048 \text{ см}^{-3}, \quad \max j_{Oy} \approx 3 \text{ нА/м}^2.$$

Отметим, что в реальности в хвосте магнитосферы Юпитера должна всегда присутствовать фоновая популяция протонов, которая не вносит вклад в плотность тока. Аналогичная фоновая популяция протонов всегда присутствует в хвосте магнитосферы Земли. В представленной модели она не учитывается. Концентрация этой популяции постоянна в ТТС и по величине сравнима с концентрацией “пролетной” популяции, которая рассматривается в расчетах. Поэтому учет этой популяции уменьшит отношение  $\rho_i(z)/\rho_{i0}$  во второй формуле в (7), а, значит, уменьшит величину электрического поля. При этом следует отметить, что в рассматриваемой задаче выполнены условия  $T_e \ll T_p < T_O < T_S$ , из которых следует, что электрическое поле очень мало и оказывает очень слабое влияние на движение ионов в ТТС, что подтверждают результаты расчетов. Поэтому пренебрежение фоновой популяцией вполне оправданно для постановки задачи, которая рассматривается в этой работе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые выполнено численное моделирование ТТС в хвосте магнитосферы Юпитера на кинетическом уровне. Результаты моделирования объясняют наблюдаемый диапазон значений концентрации в ТТС ближнего хвоста магнитосферы Юпитера: максимальные концентрации получаются в периоды длительных пауз в вулканической активности на Ио, когда в ближней магнитосфере Юпитера присутствуют в основном протоны. В этом случае для согласования расчетного изменения тангенциальной компоненты магнитного поля между долями хвоста с наблюдаемым значением необходима максимальная концентрация протонов, которые в магнитосфере Юпитера имеют меньшую температуру по сравнению с ионами кислорода  $O^+$  и серы

$S^+$ . При этом токовый слой будет наиболее тонким. Минимальные концентрации ионов будут наблюдаться в периоды длительной вулканической активности на Ио, когда в ближней магнитосфере Юпитера присутствуют значительная доля горячих ионов серы  $S^+$ . При этом токовый слой будет наиболее широким, на порядок шире ТС образованного только потоками протонов, а максимальное значение плотности тока в нем будет наименьшим.

Приведенные в этой статье результаты расчетов будут полезны для анализа и интерпретации данных измерений магнитного поля и параметров частиц с космического аппарата Juno по мере их обработки и опубликования.

Автор выражает благодарность Мингалеву О.В. за советы и ценные замечания при написании статьи, а также Артемьеву А.В. за предоставленные спутниковые данные, которые послужили входными параметрами для модели. Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artemyev A.V., Vasko I.Y., Kasahara S. // Planet. Space Sci. 2014. V. 96. P. 133.
2. Zhang X.-J., Ma Q., Artemyev A.V. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2020. V. 125. No. 8. Art. No. e2020JA027957.
3. Kistler L.M., Mouikis C.G., Cao X. et al. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. No. A11. Art. No. A11222.
4. Kronberg E.A., Ashour-Abdalla M., Dandouras I. et al. // Space Sci. Rev. 2014. V. 184. P. 173.
5. Artemyev A. V., Angelopoulos V., Runov A., Zhang X.-J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2020. V. 125. No. 7. Art. No. e2019JA027612.
6. Мингалев О.В., Малова Х.В., Мингалев И.В. и др. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 10. С. 769.
7. Мингалев О.В., Сецко П.В., Мельник М.Н. и др. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 3. С. 237.
8. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 2. С. 137.
9. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю. // УФН. 2016. Т. 186. № 11. С. 1153.
10. Мингалев О.В., Сецко П.В., Мельник М.Н. и др. // Солн.-земн. физ. 2021. Т. 7. № 2. С. 12.

**Simulation of current sheet in the Jupiter’s near magnetotail****P. V. Setsko\****Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia**\*e-mail: setsko@pgia.ru*

We considered numerical modeling of the current sheet in the Jupiter’s near magnetotail to estimate the possible range of parameters of this layer depending on the presence of hot sulfur and oxygen ions. The characteristics of the obtained stationary configurations of the current sheet formed by counterflows of either protons alone, or oxygen ions alone, or sulfur ions alone, are in good agreement with the Juno’s data.