

УДК 533.9

## ВОЗМОЖНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ В БЛИЖНЕМ ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ПОТОКАМИ ИОНОВ КИСЛОРОДА

© 2022 г. О. В. Мингалев<sup>1,2</sup>, П. В. Сецко<sup>1,\*</sup>, М. Н. Мельник<sup>1</sup>, И. В. Мингалев<sup>1,2</sup>,  
Х. В. Малова<sup>3,4</sup>, А. В. Артемьев<sup>4</sup>, Л. М. Зеленый<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Мурманский арктический государственный университет”, Апатиты, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцина, Москва, Россия

<sup>4</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: setsko@pgia.ru

Поступила в редакцию 15.10.2021 г.

После доработки 05.11.2021 г.

Принята к публикации 22.11.2021 г.

С помощью численной модели показано, что в возмущенных условиях магнитосферы Земли возможно формирование тонкого токового слоя в ближней части хвоста магнитосферы за счет встречных потоков ионов кислорода ионосферного происхождения, когда потоки магнитосферных протонов пренебрежимо малы по сравнению с ионными. Получены равновесные конфигурации пологого токового слоя, которые вполне согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676522030152

### ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизмах формирования тонкого токового слоя (далее ТТС) в ближнем хвосте магнитосферы Земли на предварительной фазе суббури и его последующего распада во время взрывной фазы является одной из важных и до конца не решенных проблем физики магнитосферной суббури. Экспериментальные данные указывают на часто наблюдаемые различия между суббуриями, происходящими в возмущенных условиях, и изолированными суббуриями. Это отличие давно связывают с ионами кислорода ионосферного происхождения [1, 2]. Основанием для такого предположения является наблюдаемое на предварительной фазе суббури в возмущенных условиях повышение относительной доли ионов кислорода в плазменном слое от значений порядка 1–2% до значений свыше 50% [3, 4], а также неоднократное обнаружение в околоземной магнитосфере потоков ионов кислорода, направленных от Земли в хвост [5–10]. Кроме того, в работе [11] было обнаружено присутствие токонесящих ионов кислорода при пересечении токового слоя (ТС) ближнего хвоста аппаратами миссии CLUSTER.

До недавнего времени известные экспериментальные данные не позволяли достаточно точно оценить характерные параметры встречных потоков ионов кислорода в плазменном слое, знание которых необходимо для детального численного моделирования ТТС. В недавней работе [12] этот пробел был восполнен. В результате анализа данных миссии THEMIS было показано, что в плазменном слое наблюдаются потоки ионов кислорода  $O^+$  ионосферного происхождения, направленные в хвост вдоль силовых линий магнитного поля, которые достигают токовый слой хвоста в интервале расстояний примерно  $20R_E \leq -x \leq 40R_E$ , а также были получены следующие оценки параметров этих потоков. Характерное значение температуры ионов кислорода составляет сотни эВ:  $T_O \sim 0.1 - 0.9$  кэВ, и меньше температуры электронов  $T_e$ , которая имеет характерное значение в 1 кэВ, а температура протонов обычно лежит в диапазоне  $T_p = 4 - 10$  кэВ. Величина гидродинамической скорости потоков ионов кислорода вдоль силовых линий  $V_{DO}$  имеет типичные значения примерно 100–250 км/с. Отсюда следует, что

гирорадиусы  $R_{cO}$  ионов  $O^+$  и протонов  $R_{cp}$  оказываются сравнимыми:  $\frac{R_{cO}}{R_{cp}} = \sqrt{\frac{m_O T_O}{m_p T_p}} \approx 4 \sqrt{\frac{T_O}{T_p}} \sim 0.4 - 1$ .

Отметим, что для температур из указанных диапазонов тепловые скорости ионов кислорода  $V_{TO} = \sqrt{eT_O/m_O}$  и протонов  $V_{Tp} = \sqrt{eT_p/m_p}$  лежат в пределах примерно  $V_{TO} \approx 25-75$  км/с и  $V_{Tp} \approx 619-1000$  км/с, т.е. для ионов кислорода значения безразмерного параметра потока  $\delta_O = V_{DO}/V_{TO}$  лежат в диапазоне примерно  $\delta_O \sim 3-10$ .

Таким образом, для возмущенных условий на предварительной фазе суббури вполне возможной представляется ситуация, когда вблизи нейтрального слоя ближнего хвоста имеются встречные потоки ионов  $O^+$  с температурой  $T_O \sim 0.1-0.4$  кэВ и гидродинамической скоростью вдоль линий магнитного поля  $V_{DO} \sim 200-250$  км/с, а протоны либо являются фоном, либо имеют небольшое значение параметра потока  $\delta_p = V_{Dp}/V_{Tp} < 1$ .

В этой работе с помощью численной модели стационарного ТТС, которая детально описана в [13], получены его конфигурации, образованные встречными потоками ионов кислорода для случая, когда потоками протонов можно пренебречь, то есть протоны являются фоновой компонентой. Параметры ТТС в полученных конфигурациях согласуются с известными экспериментальными данными. Полученные конфигурации ТТС на ионах кислорода имеют ряд отличий от ТТС, образованных потоками протонов, которые было бы интересно проверить на данных спутниковых миссий MMS, THEMIS и CLUSTER.

Отметим, что эта работа является продолжением и уточнением работы [14], в которой при помощи приближенной аналитической модели были получены стационарные конфигурации ТТС с учетом потоков ионов кислорода для следующего набора вариантов значений безразмерных параметров вне слоя  $n_O/n_p = 0, 0.1, 0.25, 0.5, 1$  и  $T_O/T_p = 0, 0.1, 0.25, 0.5, 1$ . В ней впервые было показано, что при наличии потоков ионов кислорода возможно значительное расширение токового слоя, но были получены только безразмерные профили концентрации ионов кислорода и протонов, что затрудняет сравнение с данными измерений, а также не рассматривался важный вариант, когда имеются только потоки ионов кислорода, а протоны являются фоном. Кроме того, в рассмотренных вариантах продольная гидродинамическая скорость потоков ионов кислорода считалась равной скорости потоков протонов:  $V_{DO} = V_{Dp} \sim V_{Tp} \approx 600-1000$  км/с, что является существенно завышенным значением, поскольку

из анализа последних экспериментальных данных [12] получена оценка  $V_{DO} \leq 250$  км/с.

### МЕХАНИЗМ ВЫТЯГИВАНИЯ ИОНОВ ИЗ ИОНОСФЕРЫ

В возмущенных условиях в высокоширотных областях F-слоя ионосферы Земли усиливается ионизация и происходит дополнительный нагрев заряженных компонент, что приводит к повышению давления электронов. В результате, по сравнению со спокойными условиями, в этих областях ионосферы и в примыкающей к ним области ближней магнитосферы усиливается продольное электрическое поле. Это поле определяется из условия продольного силового равновесия электронов, которое в случае пренебрежения столкновениями электронов и учета их замагничности принимает вид [15]:

$$(\vec{B} \cdot \vec{E}) = -\frac{1}{en_e} ((\vec{B} \cdot \nabla p_{e\parallel}) - (p_{e\parallel} - p_{e\perp})(\vec{B} \cdot \nabla \ln B)), \quad (1)$$

где  $\vec{B}(\vec{x}, t)$  и  $\vec{E}(\vec{x}, t)$  – векторы индукции магнитного поля и напряженности электрического поля,  $n_e(\vec{x}, t)$  – концентрация электронов, через  $(\vec{u} \cdot \vec{v})$  обозначено скалярное произведение векторов,  $p_{e\parallel}(\vec{x}, t)$  и  $p_{e\perp}(\vec{x}, t)$  – продольное и поперечное давление электронов по отношению к направлению магнитного поля. В случае изотропии давления электронов это уравнение примет вид

$$(\vec{B} \cdot \vec{E}) = -(\vec{B} \cdot \nabla p_e)/(en_e). \quad (2)$$

Как известно, давление электронов падает по мере удаления от Земли, поэтому его градиент  $\nabla p_e$  направлен к Земле, а определяемое формулой (2) продольное электрическое поле в высокоширотной ионосфере направлено от Земли. Такое поле вытягивает ионы кислорода из F-слоя высокоширотной ионосферы в плазменный слой и ускоряет их.

### ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОГО ТТС

В рассматриваемой модели ТТС с размерностью 1D3V магнитное поле имеет заданную постоянную нормальную компоненту  $B_z \equiv Const$  и самосогласованные компоненты  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$ , а электрическое поле имеет одну самосогласованную компоненту  $E_z(z)$ :

$$\begin{aligned} \vec{B}(z) &= B_x(z)\vec{e}_x + B_y(z)\vec{e}_y + B_z\vec{e}_z, \\ \vec{E}(z) &= E_z(z)\vec{e}_z = -\frac{d\phi(z)}{dz}\vec{e}_z, \end{aligned} \quad (3)$$

где через  $\phi(z)$  обозначен скалярный потенциал, а через  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  и  $\vec{e}_z$  обозначены векторы декартова ба-

зиса системы координат. Вне области моделирования  $\{|z| < L\}$  магнитное поле считается постоянным, а электрическое нулевым:

$$\vec{B}|_{z \geq L} \equiv \vec{B}^{(+)}, \quad \vec{B}|_{z \leq -L} \equiv \vec{B}^{(-)}, \quad \vec{E}|_{|z| \geq L} \equiv 0. \quad (4)$$

Здесь и далее верхние индексы (+) и (-) обозначают, соответственно, значения функции на верхней и нижней границах ТС. Удобно выбрать ось  $X$  вдоль вектора изменения магнитного поля при переходе через слой:

$$\vec{e}_x = \Delta \vec{B} / \Delta B, \quad \Delta \vec{B} = \vec{B}^{(+)} - \vec{B}^{(-)}, \quad \Delta B = |\Delta \vec{B}|. \quad (5)$$

Тогда компонента  $B_y(z)$  будет сдвиговой (шировой), т.е.  $B_y(z)$  может изменяться внутри слоя, но не меняется при переходе через слой, а компонента  $B_x(z)$  будет тангенциальной:  $B_x(-L) = B_x(L)$ ,  $\Delta B = B_x(L) - B_x(-L)$ .

Слой поддерживается встречными потоками ионов вдоль силовых линий магнитного поля. Функция распределения  $f_\alpha^{(\pm)}(z, \vec{v})$  каждого сорта ионов в падающих потоках плазмы на границе области расчетов имеет вид распределения Максвелла с гидродинамической скоростью  $\vec{U}_\alpha^{(\pm)} = -\frac{z \vec{B}^{(\pm)} V_{D\alpha}^{(\pm)}}{|z| |\vec{B}^{(\pm)}|}$ , которая направлена вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя и имеет величину  $V_{D\alpha}^{(\pm)}$  (свою для каждого сорта ионов):

$$f_\alpha^{(\pm)}(\vec{v}) = \frac{n_\alpha^{(\pm)}}{(V_{T\alpha}^{(\pm)} \sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{1}{2(V_{T\alpha}^{(\pm)})^2} |\vec{v} - \vec{U}_\alpha^{(\pm)}|^2\right), \quad (6)$$

$$\frac{z}{|z|} (\vec{B}^{(\pm)} \cdot \vec{v}) < 0.$$

Здесь  $n_\alpha^{(\pm)}$  – концентрация,  $T_\alpha^{(\pm)}$  – температура в эВ,  $V_{T\alpha}^{(\pm)} = \sqrt{eT_\alpha^{(\pm)}/m_\alpha}$  – тепловая скорость в этих потоках.

В модели ионные компоненты описываются стационарными уравнениями Власова, которые решаются численно. Замагниченные электроны описываются стационарным уравнением Власова в дрейфовом приближении (см. [13, 15, 16–20]), а их плотность тока в соответствии с дрейфовой теорией описывается формулой

$$\vec{j}_e(z) = j_{e\parallel}(z) \vec{b}(z) - en_e \vec{v}_E + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \times \frac{[\vec{b} \times (\vec{b} \cdot \nabla) \vec{b}]}{B} + \frac{[\vec{b} \cdot \nabla p_{e\perp}]}{B}, \quad (7)$$

где  $\vec{b}(\vec{x}, t) = \vec{B}/B$  – единичный вектор вдоль магнитного поля. Электрическое поле определяется из условия продольного силового равновесия

электронов (2), которое в рассматриваемом случае принимает вид

$$E_z = \frac{1}{en_e} \left( -\frac{dp_{e\parallel}}{dz} + \frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp}) dB}{B dz} \right). \quad (8)$$

Продольный ток электронов в квазинейтральной плазме с замагниченными электронами определяется из условия  $\text{div} \vec{j} = 0$ , которое в рассматриваемой задаче с полями вида (3) равносильно отсутствию  $z$ -компоненты у плотности полного тока:  $j_z(z) \equiv 0$ . Плотность полного тока определяется формулой

$$\vec{j}(z) = \vec{j}_i(z) + \vec{j}_e(z) = \vec{j}_i(z) + \vec{j}_{e\perp}(z) + j_{e\parallel}(z) \vec{b}(z), \quad (9)$$

где плотность тока ионов  $\vec{j}_i(z)$  рассчитывается численно. Подстановка равенства  $j_z(z) \equiv 0$  в  $z$ -компоненту уравнения (9) позволяет выразить продольную компоненту плотности тока электронов через остальные слагаемые:

$$j_{e\parallel}(z) = -\frac{(j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z))}{(\vec{b}(z) \cdot \vec{e}_z)} = -\frac{B(z)}{B_z} (j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z)), \quad (10)$$

что дает следующие формулы для плотности тока электронов:

$$\vec{j}_e(z) = \vec{j}_{e\perp}(z) - (j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z)) \frac{\vec{B}(z)}{B_z}. \quad (11)$$

Таким образом, уравнение Ампера  $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$  в модели сводится к системе из двух обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка относительно самосогласованных компонент магнитного поля:

$$\frac{dB_x(z)}{dz} = \mu_0 j_y(z), \quad \frac{dB_y(z)}{dz} = -\mu_0 j_x(z), \quad (12)$$

в которой правая часть может зависеть от  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$ , а также от их производных.

Подстановка выражения электрического поля по формуле (8) во второе слагаемое в правой части формулы (7), с учетом вида полей (3), позволяет представить плотность тока электронов в форме

$$\vec{j}_e(z) = -j_{iz} \frac{\vec{B}}{B_z} - \frac{d}{dz} \left( \frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} [\vec{B} \cdot \vec{e}_z] \right). \quad (13)$$

Из этой формулы вытекает, что в случае изотропного давления электронов  $p_{e\parallel} = p_{e\perp} = p_e$  они могут давать только нейтрализующий продольный ток, который в рассматриваемом ниже симметричном случае отсутствует.

В [13] показано, что для описывающего электроны пространственно 1-мерного стационарного уравнения Власова в дрейфовом приближении с полями вида (3) функция распределения Максвелла–Больцмана является точным решением при отсутствии шировой компоненты магнитного поля (т.е. при  $B_y(z) \equiv 0$ ), и является приближенным решением, если  $B_y(z) \neq 0$ . Это распределение удобно представить в виде

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_L) = \frac{(1 + \gamma_0)n_0}{(V_{Te\parallel}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(\frac{\varphi(z)}{T_{e\parallel}}\right) \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{2V_{Te\parallel}^2}\right) \times \exp\left(-\frac{v_L^2}{2V_{Te\perp}^2}\left(1 + \frac{\gamma_0 B_0}{B(z)}\right)\right), \quad (14)$$

где постоянные  $B_0 = B(z_0)$ ,  $n_0 = n(z_0)$ ,  $\gamma_0 = \gamma(z_0) = \frac{p_{e\parallel}(z_0) - p_{e\perp}(z_0)}{p_{e\perp}(z_0)}$ , являются значениями соответствующих функций в некоторой точке слоя  $z_0$ , т.е.  $\gamma_0$  – безразмерный параметр анизотропии ( $\gamma_0 = 0$  в случае изотропии),  $T_{e\parallel}$  – продольная электронная температура в эВ, а  $V_{Te\parallel} = \sqrt{\frac{eT_{e\parallel}}{m_e}}$  – соответствующая тепловая скорость электронов. Функция распределения (14) дает следующие формулы, которые связывают концентрацию электронов  $n_e(z) = n(z)$  со скалярным потенциалом и магнитным полем:

$$n(z) = \frac{(1 + \gamma_0)n_0 B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)} \exp\left(\frac{\varphi(z)}{T_{e\parallel}}\right), \quad (15)$$

$$\varphi(z) = T_{e\parallel} \cdot \ln\left(\frac{(B(z) + \gamma_0 B_0)n(z)}{(1 + \gamma_0)B(z)n_0}\right),$$

а также дает следующие формулы для давлений и температур электронов:

$$p_{e\parallel}(z) = en(z)T_{e\parallel}, \quad p_{e\perp}(z) = \frac{p_{e\parallel}(z)B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)}, \quad (16)$$

$$T_{e\perp}(z) = \frac{T_{e\parallel}B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)},$$

подстановка которых в формулу (7) приводит к следующим выражениям для компонент плотности тока

$$j_x(z) = j_{ix}(z) - j_{iz}(z) \frac{B_x(z)}{B_z} - eT_{e\parallel}\gamma_0 B_0 \frac{d}{dz} \times \left(\frac{B_y(z)n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)B^2(z)}\right), \quad (17)$$

$$j_y(z) = j_{iy}(z) - j_{iz}(z) \frac{B_y(z)}{B_z} + eT_{e\parallel}\gamma_0 B_0 \frac{d}{dz} \times \left(\frac{B_x(z)n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)B^2(z)}\right). \quad (18)$$

Из формул (16) следует, что если давление электронов изотропно вне токового слоя ( $\gamma_0 = 0$ ), то оно будет также изотропно и внутри слоя, а температура электронов будет постоянной:  $T_e \equiv \text{const}$ . Тогда формулы (14) и (15) примут следующий вид:

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_L) = \frac{n_0}{(V_{Te}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(\frac{\varphi(z)}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_L^2}{2V_{Te}^2}\right), \quad (19)$$

$$\varphi(z) = T_e \cdot \ln\left(\frac{n(z)}{n_0}\right).$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В результате расчетов были получены стационарные симметричные плоские конфигурации ТТС, образованные либо потоками протонов, либо потоками ионов кислорода. В этом случае магнитное поле имеет две компоненты, и выполнены условия симметрии ТС:

$$\vec{B}(z) = B_x(z)\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad (20)$$

$$\vec{j}(z) = j_{iy}(z)\vec{e}_y, \quad B_y(z) \equiv 0,$$

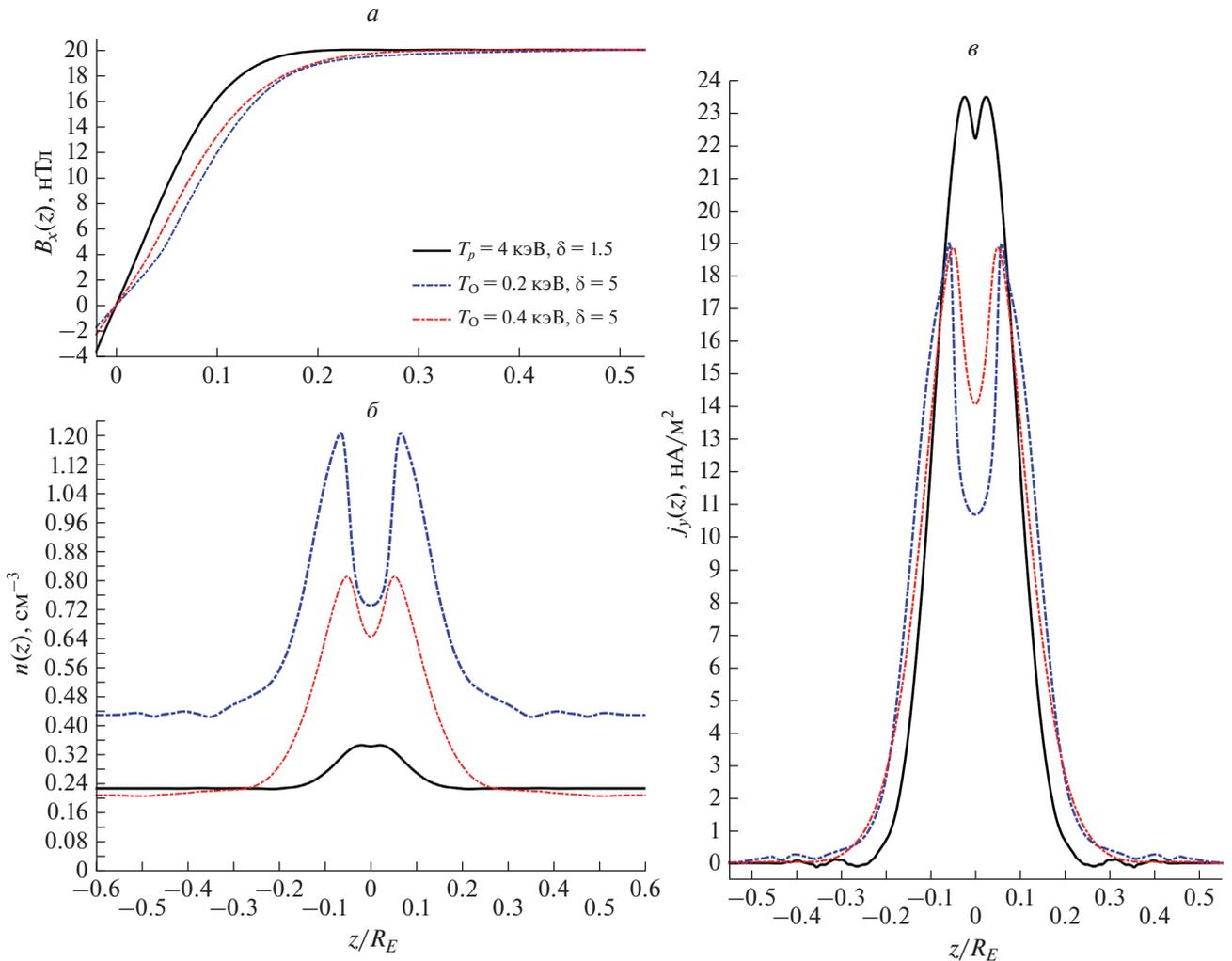
$$B_x(-z) \equiv -B_x(z), \quad E_z(-z) \equiv -E_z(z), \quad (21)$$

$$f_{\alpha}(-z, v_x, v_y, -v_z) \equiv f_{\alpha}(z, v_x, v_y, v_z).$$

Давление электронов считалось изотропным, т.е. их ток, согласно (18), равен нулю.

На рис. 1 показаны две конфигурации, образованные потоками ионов кислорода с температурой  $T_0 = 0.4$  кэВ (красная линия), и  $T_0 = 0.2$  кэВ (синяя линия), для которых параметр потока равен  $\delta_0 = V_{D0}/V_{T0} = 5$ , что соответствует значениям продольной скорости  $V_{D0} \approx 250$  км/с и  $V_{D0} \approx 175$  км/с. Также для сравнения черной линией показана типичная конфигурация ТТС, образованного потоками протонов с температурой  $T_p = 4$  кэВ и с параметром потока  $\delta_p = 1.5$ , что соответствует продольной скорости  $V_{Dp} \approx 930$  км/с. Для всех случаев использовались значения нормальной компоненты магнитного поля  $B_z = 2.5$  нТл и его тангенциальной компоненты вне слоя  $B_{x0} = 20$  нТл.

Из рис. 1 видно, что ТТС, образованный потоками ионов кислорода, примерно в 1.5 раза шире по сравнению с ТТС, образованным потоками протонов, а провал в центре слоя (расщепление или бифуркация) в профилях плотности тока и концентрации на порядок глубже. Отметим, что для потоков ионов кислорода с понижением тем-



**Рис. 1.** Профили ТТС, образованных потоками ионов кислорода при  $\delta_O = 5$  и двух значениях температуры  $T_O = 0.4$  кэВ – красные линии, и  $T_O = 0.2$  кэВ – синие линии: компонента магнитного поля  $B_x(z)$  в нТл (а); концентрация  $n_O(z)$  в  $\text{см}^{-3}$  (б); компонента плотности тока протонов  $j_{Oy}(z)$  в  $\text{нА/м}^2$  (в). Для сравнения черными линиями показаны профили ТТС на протонах при  $\delta_p = 1.5$  и  $T_p = 4$  кэВ.

пературы в 2 раза ширина ТТС практически не изменилась, но провал в профиле плотности тока в центре ТС стал примерно в 1.7 раза глубже, а концентрация на краях ТТС изменилась в соответствии с оценкой  $T_{O1}n_O(L)|_{T_{O1}} \approx T_{O2}n_O(L)|_{T_{O2}}$ .

Также отметим, что вариант ТТС на ионах кислорода с температурой  $T_O = 0.2$  кэВ в центре имеет достаточно большую максимальную концентрацию  $n_{max} \approx 1.2 \text{ см}^{-3}$ , что превышает характерные наблюдаемые значения  $n \leq 1 \text{ см}^{-3}$ . Из этого можно сделать вывод, что в случае более холодных потоков ионов кислорода для получения в модели приемлемой концентрации  $n_{max} \leq 1 \text{ см}^{-3}$  их продольная гидродинамическая скорость должна быть примерно  $V_{DO} \approx 250 \text{ км/с}$ , что соответствует безразмерному параметру потока  $\delta_O \approx 7$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из результатов моделирования можно сделать вывод, что в возмущенных условиях в ближнем хвосте магнитосферы ТС может быть образован потоками ионов кислорода из ионосферы при пренебрежительно малых потоках протонов. Моделирование выявило ряд отличий такого ТТС от образованного потоками протонов. Эти отличия могут существенно влиять на устойчивость ТТС.

Для дальнейшего изучения вопроса о формировании ТС в ближнем хвосте в возмущенных условиях необходим целенаправленный анализ данных спутниковых миссий MMS, THEMIS и CLUSTER, чтобы набрать статистику пересечения ими указанного ТС, и проверить наличие в этих данных потоков ионов кислорода.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lennartsson W., Shelley E.G.* // J. Geophys. Res. 1986. V. 91(A3). P. 3061.
2. *Vaisberg O.L., Burch J.L., Waite J.H. Jr.* // Adv. Space Res. 1996. V. 18. No. 8. P. 63.
3. *Baker D.N., Hones E.W. Jr., Young D.T., Birn J.* // Geophys. Res. Lett. 1982. V. 9. No. 12. P. 1337.
4. *Kistler L.M., Mouikis C., Möbius E. et al.* // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. No. A06213.
5. *Peterson W.K., Sharp R.D., Shelley E.G. et al.* // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. No. A2. P. 761.
6. *Sharp R.D., Carr D.L., Peterson W.K., Shelley E.G.* // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. No. A6. P. 4639.
7. *Lennartsson O.W.* // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. No. A2. P. 2387.
8. *Nose M., Lui T.Y., Ohtani S. et al.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No. A4. P. 7669.
9. *Yau A.W., Abe T., Peterson W.K.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. V. 69. No. 16. P. 1936.
10. *Kronberg E.A., Ashour-Abdalla M., Dandouras I. et al.* // Space Sci. Rev. 2014. V. 184. P. 173.
11. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M. et al.* // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 4075.
12. *Artemyev A.V., Angelopoulos V., Runov A., Zhang X.-J.* // J. Geophys. Res. 2020. V. 125. No. 7. Art. No. e2019-JA027612.
13. *Мингалева О.В., Малова Х.В., Мингалева И.В. и др.* // Физ. плазмы. 2018. Т. 44. № 10. С. 769; *Mingalev O.V., Malova H.V., Mingalev I.V. et al.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. No. 10. C. 899.
14. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y. et al.* // J. Geophys. Res. 2006. V. 33. Art. No. L05105.
15. *Мингалева О.В., Мингалева И.В., Малова Х.В. и др.* // Физ. плазмы. 2020. Т. 46. № 4. С. 329; *Mingalev O.V., Mingalev I.V., Malova H.V. et al.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. No. 4. P. 374.
16. *Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 3. М.: Изд. АН СССР, 1958. С. 268.
17. *Морозов А.И., Соловьев Л.С.* Вопросы теории плазмы. Вып. 2. М: Госатомиздат, 1963. С. 177.
18. *Волков Т.Ф.* Гидродинамическое описание сильно разреженной плазмы. Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М: Госатомиздат, 1964. С. 3.
19. *Калсруд Р.* Основы физика плазмы. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 122.
20. *Ilgisonis V.I.* // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 2387.

## Possibility of formation a current sheet in near-Earth magnetotail by oxygen ion fluxes

**O. V. Mingalev<sup>a, b</sup>, P. V. Setsko<sup>a, \*</sup>, M. N. Melnik<sup>a</sup>, I. V. Mingalev<sup>a, b</sup>,  
H. V. Malova<sup>c, d</sup>, A. V. Artemyev<sup>d</sup>, L. M. Zelenyi<sup>d</sup>**

<sup>a</sup> Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

<sup>b</sup> Murmansk Arctic State University, Apatity, 184209 Russia

<sup>c</sup> Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia

<sup>d</sup> Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

\*e-mail: setsko@pgia.ru

Using a numerical model, it is shown that, under disturbed conditions of the Earth's magnetosphere, a thin current sheet of the near tail of the magnetosphere can be formed due to the counter fluxes of only oxygen ions of ionospheric origin, when the fluxes of magnetospheric protons are negligible compared to ionic ones. Equilibrium configurations of such current sheet have been obtained, which are in complete agreement with the experimental data.