

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ С НОРМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И КИНЕТИЧЕСКИМ ОПИСАНИЕМ ЗАМАГНИЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

¹П.В. Сецко, ¹О.В. Мингалев, ¹И.В. Мингалев, ^{3,2}Х.В. Малова, ¹М.Н. Мельник, ²Л.М. Зелёный

¹Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия
setsko@pgia.ru

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия

ONE-DIMENSIONAL MODEL OF THIN CURRENT SHEET OF THE EARTH'S MAGNETOTAIL WITH A NORMAL COMPONENT OF THE MAGNETIC FIELD AND A KINETIC DESCRIPTION OF MAGNETIZED ELECTRONS

¹P.V. Setsko, ¹O.V. Mingalev, ¹I.V. Mingalev, ^{3,2}H.V. Malova, ¹M.N. Melnik, ²L.M. Zelenyi

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia
setsko@pgia.ru

²Space Research Institute, Moscow, Russia

³Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Аннотация. В работе рассматривается новая версия пространственно 1-мерной модели стационарного тонкого токового слоя, с помощью которой исследуется влияние анизотропии электронов и дрейфовой скорости образующих слой встречных потоков протонов на конфигурацию тонкого токового слоя.

Ключевые слова: тонкий токовый слой, кинетическое описание электронов, параллельные вычисления

Abstract. Influence of electron anisotropy and hydrodynamic velocity of proton streams on configuration of thin current sheet is investigated by new version of one-dimensional model of stationary thin current sheet.

Keywords: thin current sheet, kinetic model, parallel programming

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, на предварительной фазе суббури в ближнем и среднем хвосте магнитосферы образуется квазистационарный тонкий токовый слой (далее ТТС) с существенной нормальной компонентой магнитного поля, который играет важную роль в процессе развития суббури (см., например, [Зелёный и др., 2011]). В работе рассматривается усовершенствованная теория стационарного ТТС, на основе которой создана значительно улучшенная версия численной модели ТТС с заданной нормальной компонентой магнитного поля, учетом электростатических эффектов и кинетическим описанием замагниченных электронов.

Модель является одномерной по пространству и трехмерной по скорости (с размерностью $1D3V$). Протоны описываются уравнением Власова, которое численно решается методом характеристик. Электроны описываются уравнением Власова в дрейфовом приближении, для которого получено точное решение в виде распределения Максвелла–Больцмана в стационарном магнитном и электрическом полях. Это позволяет учесть вклад электронов аналитически.

Для численного решения стационарного уравнения Власова применен новый вариант метода характеристик, который работает с функцией распределения и сочетает достоинства как метода частиц, так и сеточных методов, но свободен от их недостатков. Новый метод удобен для построения эффективных параллельных алгоритмов с выполнением основной части вычислений на графических процессорах (GPU). На основе нового метода созданы два варианта программы: в первом расчеты выполнялись на 8 нитях 4-ядерного процессора Intel i7 с практически

100 % распараллеливанием при помощи системы OpenMP, а во втором варианте основной объем вычислений — расчет фазовых траекторий — выполнялся на GPU Titan 1080. Второй вариант программы продемонстрировал примерно в 20 раз более высокое быстродействие.

С помощью созданной модели получен набор стационарных конфигураций ТТС в случае изотропных и в случае анизотропных электронов, что позволило исследовать влияние анизотропии электронов на стационарную конфигурацию ТТС.

ГЕОМЕТРИЯ СИСТЕМЫ

Рассмотрим кратко основные детали модели стационарного ТТС в пространственно 1-мерном случае на основе теории представленной в работе [Мингалев и др. 2018]. Используется система координат GSM, где ось x направлена от Земли к Солнцу, ось y — с утра на вечер, а ось z — вдоль дипольного магнитного момента. Обозначим векторы декартова базиса через e_x, e_y, e_z , компоненты вектора координат через $x = xe_x + ye_y + ze_z \in \mathbb{P}^3$ и компоненты вектора скорости как $v = v_x e_x + v_y e_y + v_z e_z \in \mathbb{P}^3$. Будем считать, что плазма состоит из не замагниченных протонов и замагниченных электронов и выполнены следующие предположения.

1) Все функции зависят только от одной пространственной координаты z поперек слоя.

2) Магнитное поле имеет две компоненты: самосогласованную $B_x(z)$ и постоянную B_z , которая рассматривается как заданное внешнее поле. Электрическое поле имеет одну самосогласованную компоненту $E_z(z)$. Таким образом, поля и плотность тока имеют вид:

$$\mathbf{B}(z) = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_z\mathbf{e}_z, \quad \mathbf{j}(z) = j_y(z)\mathbf{e}_y,$$

$$\mathbf{E}(z) = E_z(z)\mathbf{e}_z = -\frac{d\varphi(z)}{dz}\mathbf{e}_z.$$

3) Слой считается симметричным, т. е. выполнены равенства:

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

$$f_\alpha(z, v_x, v_y, v_z) \equiv f_\alpha(-z, v_x, v_y, -v_z), \quad \alpha = p, e$$

4) Выше и ниже области $\{|z| < L_z\}$ магнитное поле считается постоянным, а электрическое – нулевым:

$$\mathbf{B}|_{z \geq L_z} \equiv B_{x0}\mathbf{e}_x + B_z\mathbf{e}_z, \quad \mathbf{B}|_{z \leq -L_z} \equiv$$

$$= -B_{x0}\mathbf{e}_x + B_z\mathbf{e}_z, \quad \mathbf{E}|_{z \geq L_z} \equiv 0$$

5) Слой поддерживается встречными потоками протонов, которые движутся вдоль силовых линий магнитного поля от границы области расчетов к ее центру. Функция распределения протонов $f_p^{(+)}(z, \mathbf{v})$ в падающих потоках плазмы на границе области расчетов имеет вид (смещенного) распределения Максвелла с гидродинамической (средней) скоростью $\mathbf{U}_p(z) = -zV_D\mathbf{b}(z)/|z|$, которая имеет величину V_D и направлена вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя:

$$f_p^{(+)}(z, \mathbf{v}) = \frac{n_p^{(+)}}{(V_{Tp0}\sqrt{2\pi})^3} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{1}{2V_{Tp0}^2} \left| \mathbf{v} + \frac{z}{|z|}V_D\mathbf{b}(z) \right|^2\right),$$

$$|z| \geq L_z, \quad \frac{z}{|z|}(\mathbf{b}(z), \mathbf{v}) < 0$$

где $\mathbf{b}(z) = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор вдоль \mathbf{B} , $n_p^{(+)}$ — концентрация, $V_{Tp0} = \sqrt{eT_{p0}/m_p}$ — тепловая скорость, а T_{p0} — температура в электронвольтах в этих потоках.

Для аппроксимации функции распределения протонов используется фиксированная регулярная сетка в координатном пространстве и подвижная регулярная сетка в пространстве скоростей с возможностью ориентации ее осей по магнитному полю. Такой прием позволяет отслеживать носитель функции распределения в пространстве скоростей при помощи сетки минимального размера.

Теоретический анализ, проведенный в [Мингалев и др., 2018], показывает, что для замагниченных электронов имеется точное решение в виде распределения Максвелла-Больцмана, функция распределения ведущих центров электронов в ТС примет следующий вид, где $T_{e\parallel} \equiv \text{Const}$, $V_{Te\parallel} = \sqrt{eT_{e\parallel}/m_e}$:

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

$$\times \exp\left(-\frac{v_L^2}{2V_{Te\parallel}^2} \left(1 + \frac{\gamma_0 B_0}{B(z)}\right)\right)$$

Это точное решение дает следующие формулы, связывающие концентрацию, скалярный потенциал и величину магнитного поля, в приближении квазинейтральности:

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

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

а также формулы для продольного и поперечного давления:

$$p_{e\parallel}(z) = en(z)T_{e\parallel},$$

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

и выражение для тока электронов:

$$j_{ey}(z) = \frac{\gamma_0 B_0 e T_{e\parallel}}{B^2(B(z) + \gamma_0 B_0)} \times$$

$$\times \left(B_x \frac{dn}{dz} - \frac{n}{B^2} \frac{dB_x}{dz} \left(B_x^2 \left(1 + \frac{B}{B(z) + \gamma_0 B_0} \right) - B_z^2 \right) \right).$$

В рассматриваемом случае уравнение Ампера принимает вид

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{dB_x(z)}{dz} = j_y(z) = j_{py}(z) + j_{ey}(z),$$

причем ток протонов рассчитывается численно.

Входными параметрами модели являются B_z , B_{x0} , $T_{e\parallel}$, T_{p0} , V_D и параметр анизотропии электронов γ_0 . В случае изотропных электронов $\gamma_0=0$ их температура T_e является постоянной, а их ток равен нулю. При этом уравнения для определения полей максимально упрощаются и принимают вид

$$\varphi(z) = T_e \ln(n_p(z)/n_0),$$

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{dB_x(z)}{dz} = j_{py}(z).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В представленных расчетах полуширина слоя L составляет $L = RE = 6400$ км, шаг пространственной сетки $h = R_E/640 = 10$ км. Входные параметры выбирались следующими: температура протонов $T_{p0} = 4$ кэВ, что дает $V_{Tp0} = \sqrt{eT_{p0}/m_p} \approx 619$ км/с, температура электронов $T_{e\parallel} = 0.5$ кэВ, что дает $V_{Te\parallel} = \sqrt{eT_{e\parallel}/m_e} \approx 9377.7$ км/с, $V_D = 2.5V_{Tp0}$, $B_{x0} = 20$ нТл, $B_z = B_{x0}/5 = 4$ нТл. Отметим, что на границе слоя в маг-

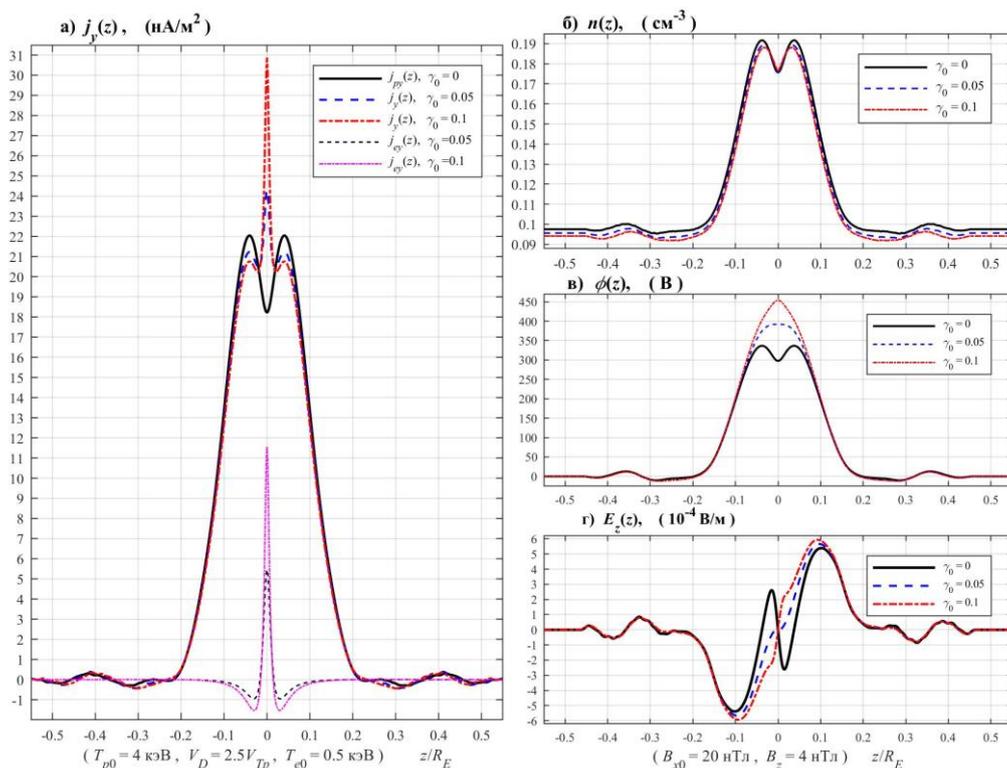


Рис. 1. Профили конфигурации ТТС при трех значениях параметра анизотропии электронов: $\gamma_0=0$ — изотропный случай, $\gamma_0=0.05$ и $\gamma_0=0.1$ — два анизотропных случая

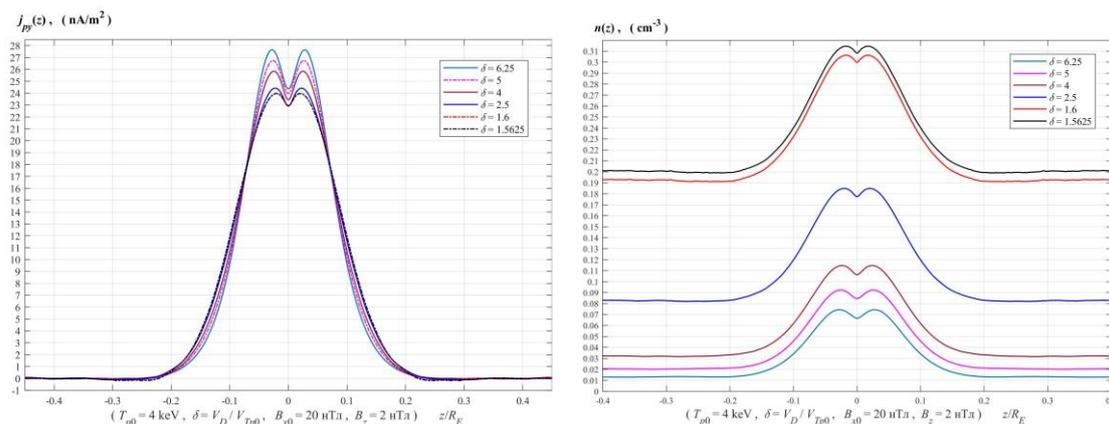


Рис. 2. Плотность тока (слева) и концентрация (справа) в случае изотропных электронов при различных значениях параметра $\delta=V_D/V_{Tp0}$

нитном поле $B_0 \approx 20$ нТл циклотронный радиус для ионов составляет примерно $R_{ci} \approx 322$ км, а для электронов составляет примерно $R_{ce} \approx 2.7$ км. При этом для концентрации $n \sim 0.1-0.2$ см⁻³ дебаевский радиус электронов составляет $\lambda_{De} = V_{Te}/\omega_{pe} \sim 0.5$ км.

Численное моделирование подтвердило результаты аналитической модели ТТС, описанные, например, в [Зеленый и др., 2011], что в пространственно 1-мерной постановке анизотропия электронов практически не вносит вклад в полный ток через слой (то есть в перепад магнитного поля), но существенно перераспределяет плотность тока в узкой центральной части ТТС. Отметим, что в пространственно 2-мерной постановке ситуация меняется.

Также моделирование выявило влияние величины гидродинамической скорости V_D образующих ТТС потоков протонов на конфигурацию ТТС. Как видно из правой панели на рис. 2, при больших V_D концен-

трация в падающих потоках, необходимая для поддержания ТТС с фиксированным изменением магнитного поля, понижается в разы. При этом профиль плотности тока и магнитного поля в слое от V_D зависит относительно слабо. Это соответствует экспериментальным данным для ТТС в хвосте магнитосферы Земли и в солнечном ветре.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-01-00100.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Зеленый Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы. 2011. Т. 37, № 2. С. 137–182.
- Мингалев О.В., Малова Х.В., Мингалев И.В. и др. Модель тонкого токового слоя в хвосте магнитосферы Земли с кинетическим описанием замагниченных электронов. // Физика плазмы. 2018. Т. 44, № 10. С. 769–790.