

УДК 533.95

ЭВОЛЮЦИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ ХАРРИСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. В. Артемьев

(кафедра математики, ИКИ РАН)

E-mail: ante0226@yandex.ru

Численно исследован процесс эволюции токового слоя Харриса в присутствии электрического поля. Для решения данной задачи использованы явная схема пересчета функции распределения частиц по скоростям. При помощи теоремы о сохранении фазового объема проанализирован механизм возникновения электрических полей. Получены эффекты сжатия одномерного слоя и ускорения электронов и ионов вблизи нулевой линии магнитного поля.

Введение

Магнитосфера Земли, образуемая в результате обтекания ее магнитного дипольного поля плазмой солнечного ветра, имеет сложную внутреннюю структуру и нелинейную временную динамику. Часть магнитосферы на ночной стороне, где магнитные силовые линии сильно вытянуты в антисолнечном направлении, образует так называемый «магнитосферный хвост». В этой области противоположно направленные магнитные силовые линии самосогласованно поддерживаются токовым слоем (ТС) толщиной в несколько радиусов Земли [1]. ТС магнитосферы Земли хорошо описывается в приближении одномерных моделей [2, 3], в которых учитывается крупномасштабная компонента вектора плотности тока $\mathbf{j} = j_y \mathbf{e}_y$ (Y — направление «утро–вечер»). Пространственное распределение плотности тока зависит от единственной координаты z (где Z — направление «юг–север»). Ток $j_y(z)$ создает магнитное поле $B_x(z)$ (X — направление «Земля–Солнце»). Таким образом, ТС лежит в плоскости XY , а его макропараметры зависят от координаты z , лежащей в плоскости перпендикулярной к плоскости XY .

Спутниковые наблюдения и теоретические исследования [4, 5] показали, что в процессе развития различных возмущений в магнитосфере Земли возможно возникновение вихревого электрического поля E_y , влияющего на эволюцию ТС [5, 6]. Показано, что внешнее электрическое поле может экранироваться внутри ТС, проникая только в некоторый скин-слой по его краям [7].

Однако следует отметить, что динамические плазменно-кинетические процессы, под действием которых происходит сжатие ТС земной магнитосферы, сегодня до конца еще не поняты.

Целью настоящей работы является исследование процессов эволюции одномерного ТС под действием внешнего электрического поля E_y с разными профилями. С этой целью была исследована самосогласованная модель ТС Харриса [2]. Для

решения самосогласованной задачи использовался подход, основанный на численном решении уравнения переноса в фазовом пространстве для функции распределения частиц [8, 9]. В отличие от более распространенного метода частиц [10], этот подход позволяет непосредственно изучать поведение функции распределения частиц по скоростям, но обладает значительно меньшим числом ограничений, чем приближение магнитной гидродинамики [11].

1. Постановка задачи

Рассмотрим систему уравнений Власова–Максвелла [12] для одномерного ТС с магнитным полем $\mathbf{B} = B_x \mathbf{e}_x$ и электрическим полем $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{ext}} + E_z \mathbf{e}_z$

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + V_z \left(\frac{\partial f_j}{\partial z} \right) + \left(\frac{q_j}{m_j} \right) \left(\mathbf{E} + c^{-1} B_x [\mathbf{V} \times \mathbf{e}_x] \right) (\nabla_{\mathbf{V}} f_j) = 0, \quad (1)$$

$$j_y = \sum_j q_j \int_{-\infty}^{\infty} V_y f_j d\mathbf{V}, \quad \rho = \sum_j q_j \int_{-\infty}^{\infty} f_j d\mathbf{V},$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = 4\pi c^{-1} j_y, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \lambda_D^{-2} \varphi = 4\pi \rho, \quad \mathbf{E}^{\text{ext}} = E_y \mathbf{e}_y.$$

Здесь j означает сорт частиц ($j = e$ для электронов и $j = i$ для ионов), λ_D — дебаевская длина экранировки. Магнитное поле B_x на границе ТС ($|z| = 4L$) выходит на константу и является асимметричным относительно точки $z = 0$. Рассмотрено электрическое поле $E_z = -\partial\varphi/\partial z$. Потенциал φ обращается в ноль на границе ТС и симметричен относительно точки $z = 0$. Температура ионов $T_i = 1$ кэВ. Электроны имеют температуру в пять раз меньшую, чем ионы, т.е. $T_e = 0.2$ кэВ, что характерно для магнитосферного хвоста ($T = T_i + T_e$). Концентрация частиц $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$. Рассматривается характерная величина

на магнитного поля, равная $B_0 = B_x(4L) \approx 20$ нТ. Полуширина слоя L равна пяти ионным гирорадиусам $r_i \approx 10^7$ м: $L = 5r_i$ ($r_i = (m_i c V_{Ti}) / (e B_0)$, где V_{Ti} — тепловая скорость ионов). В начальный момент времени задаются функции распределения частиц, соответствующих модели Харриса [2] с концентрацией частиц $n_j(z) = n_0 \text{ch}^{-2}(z/L)$, магнитным полем $B_x(z) = B_0 \text{th}(z/L)$ и функцией распределения $f_{0j}(\mathbf{V}, z) = n_j(z) (\pi V_{Tj}^{-2}) \exp(-V_{Tj}^{-2} \{ (V_y - U_j)^2 + V_z^2 \})$. Из условия квазинейтральности плазмы в начальный момент времени следует соотношение $U_j = (2cT_j) / (q_j B_0 L)$. Условие выполнения баланса давлений имеет вид $B_0^2 = 8\pi n_0 T$.

Ниже будет показано, что если электрическое поле E_y экранируется внутри ТС, то слой может существовать неограниченное время, при этом происходит его медленное сужение до нового стационарного состояния. Если же электрическое поле всюду однородно внутри ТС, то происходит разделение зарядов. Этот эффект обусловлен тем, что в неоднородном магнитном поле динамика электронов и ионов различна. В результате разделения зарядов возникает амбиполярное электрическое поле $E_z(z)$. В полях $E_z(z)$, $B_x(z)$ частицы начинают дрейфовать со скоростями $v_y = c(E_z(z)/B_x(z))$, что приводит к изменению знака ионного тока и увеличению амплитуды электронного тока. ТС перестает поддерживаться токами обоих типов частиц и переходит в новое состояние, где ключевую роль играют электроны.

Под действием внешнего электрического поля E_y ТС сужается до размеров одного ионного ларморовского радиуса, что согласуется с теоретическими исследованиями, проведенными в работе [13]. Магнитное поле такого тонкого ТС в сочетании с внешним электрическим полем E_y и самосогласованным амбиполярным полем E_z обуславливает ускорение частиц вблизи центра ТС.

2. Случай однородного поля

Рассмотрим поведение системы в случае пространственно однородного поля $\mathbf{E}^{\text{ext}} = \text{const} \cdot \mathbf{e}_y$

(\mathbf{E}^{ext} проникает в центральную область ТС). В этом случае все частицы начинают дрейфовать к центру ТС со скоростью $cE_y/B_x(z)$. Из-за неоднородности магнитного поля на всей протяженности ТС возникает разделение зарядов ρ , вследствие чего появляется электростатический потенциал φ и поле E_z . Особенно сильно эффект разделения зарядов будет проявляться в центральной области ТС. Это связано с соотношением между электронным и ионным ларморовскими радиусами $r_i = \sqrt{m_i/m_e} r_e$. Из-за различия величин гирорадиусов ионов и электронов на масштабах порядка $r_i \gg \lambda_D$ возникает зарядовая плотность ρ . При этом с возникновением поля E_z сильно меняется динамика частиц (их потоковая скорость, создающая ток j_y , перестает быть однородной по пространству из-за дрейфа $cE_z(z)/B_x(z)$).

3. Случай неоднородного поля

Рассмотрим случай, когда внешнее электрическое поле E_y неоднородно по пространственной координате. Зададим профиль E_y как поле экранирования с минимумом в центре ТС [14]. При данной конфигурации электрического и магнитного полей, частицы в периферийной области, где эти поля сильные, будут дрейфовать к центру. Поскольку скорость дрейфа на краях ТС (с магнитным полем $B_x(z) = \text{const}$) не зависит от типа частиц, то и не произойдет существенного разделения зарядов.

4. Численные результаты. Случай однородного поля

Выбрав значения начальной ширины ТС в десять ионных ларморовских радиусов и модельное соотношение масс $m_i/m_e = 64$, электрическое поле E_y определим так, чтобы $(cE_y)/V_{Ti}B_0 = 0.1$. До разделения зарядов ионный и электронный токи имеют одинаковое направление, а суммарный ток имеет колокообразную форму, что показано на рис. 1, а. На временах, превышающих один ионный период $\omega_i^{-1} = r_i V_{Ti}^{-1}$ с момента появления электрического поля E_y , происходит разделение зарядов,

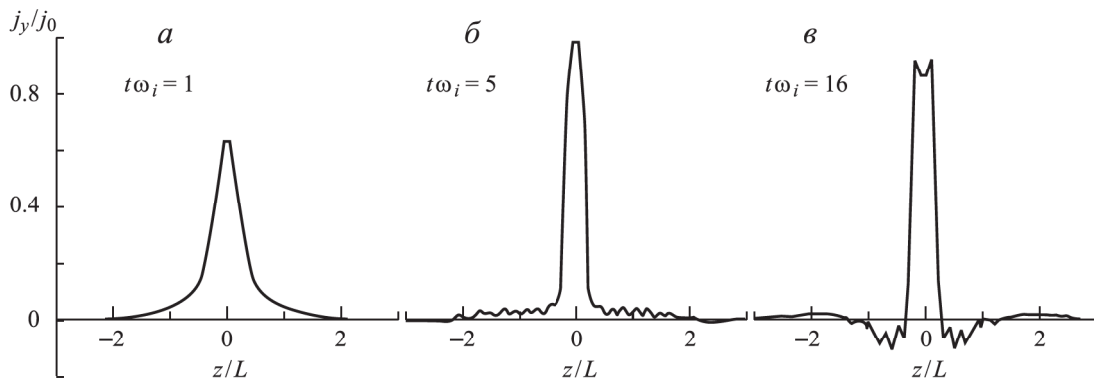


Рис. 1. Профили суммарного тока $j_y = \sum_j j_y^{(j)} (T_j/T q_j U_j n_0)$ для различных моментов времени

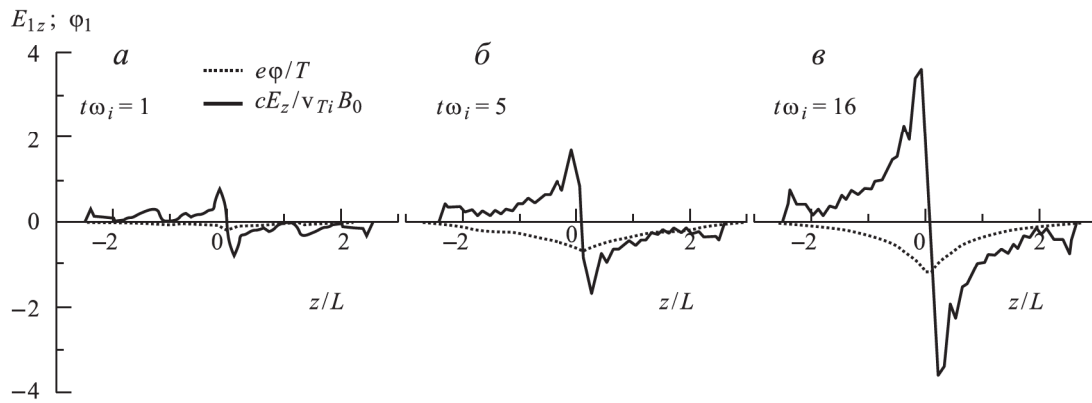


Рис. 2. Профили потенциала $\varphi_1 = e\varphi/T$ и электрического поля $E_{1z} = (cE_z)/(v_{Ti}B_0)$ для различных моментов времени

приводящее к возникновению электрического поля $E_z(z)$ (рис. 2, а). В скрещенных полях $E_z(z)$ и $B_x(z)$ частицы начинают дрейфовать со скоростями $cE_z(z)/B_x(z)$, при этом увеличивается амплитуда электронного тока, а ионный ток меняет свое направление. В результате этого профиль магнитного поля становится круче в центральной области (рис. 3). Дальнейшее увеличение разделения зарядов и электрического поля $E_z(z)$ (рис. 2, б) приводит к увеличению амплитуд электронного тока в центре ТС и образованию отрицательных минимумов суммарного тока в окрестностях точки $z = 0$ (рис. 1, б). Последний эффект вызван изменением направления движения ионов. Скорость дрейфа $cE_z(z)/B_x(z)$ совпадает с начальной скоростью электронов, но противоположна по направлению начальной скорости ионов. В результате этого, если поле $E_z(z)$ достаточно сильное, ионы меняют направление своего движения и как следствие знак переносимого ими тока.

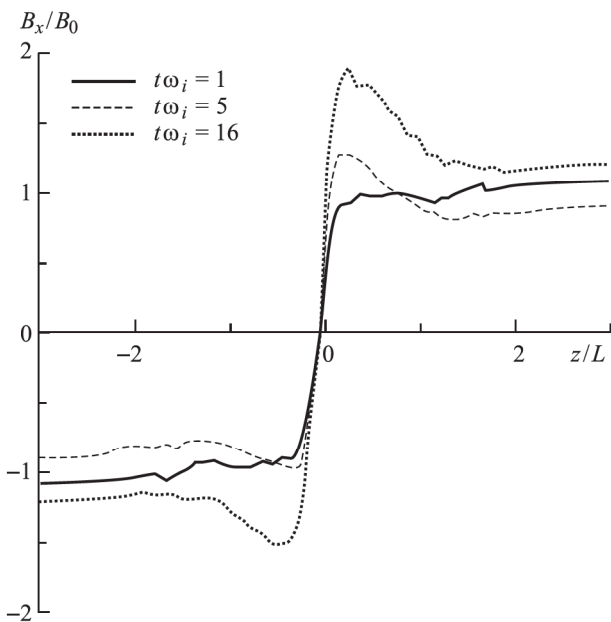


Рис. 3. Профили магнитного поля $B_{1x} = B_x/B_0$ для различных моментов времени

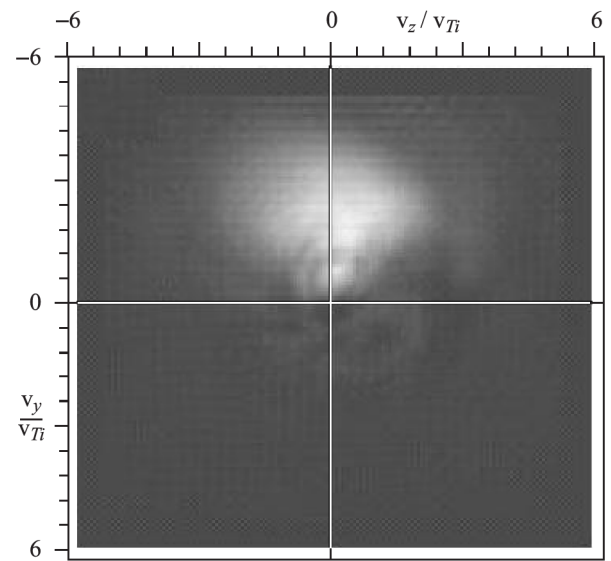


Рис. 4. Поверхность $f_{1i}(v_y, v_z, z) = f_i(v_y, v_z, z)/n_0$ для координаты $z = r_i$ в момент времени $t = 16\omega_i^{-1}$

Из рис. 4 видно, как максимум функции распределения $f_i(v_y, v_z)$ смещается от максимума в положительной области скоростей (в начальный момент времени) в область отрицательных скоростей. При такой структуре тока максимумы магнитного поля оказываются не на бесконечности, как для модели Харриса, а в симметричных областях около центра ТС (рис. 3). В результате частицы, которые остались за пределами максимумов магнитного поля по краям ТС, замедляют свой дрейф к центральной области. Из-за этого увеличивается разделение зарядов (рис. 2, в). Отрицательный ионный ток создает вокруг электронного пика в центральной области ТС симметричные минимумы плотности тока (рис. 1, в).

5. Численные результаты для системы в присутствии неоднородного электрического поля

Как было описано в п. 3, в случае электрического поля $E_y(z)$, имеющего максимальные значения на

границе ТС и спадающего до нуля к центральной области, ожидается сужение ТС. При таком профиле электрического поля в работе [14] была получена потоковая скорость ионов $u_z(z)$ с характерным профилем (асимметричный профиль с выходом на константу cE_y/B_0 на границе ТС). На рис. 5 представлены профили концентраций ионов, которые в данном случае совпадают с электронными концентрациями из-за отсутствия разделения зарядов. Как видно из рисунка, ТС сужается до толщины в один ионный ларморовский радиус.

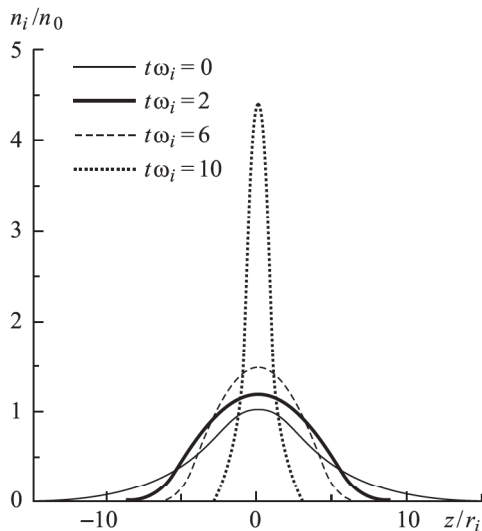


Рис. 5. Концентрации ионов $n_i(z) = \int f_i d^3v/n_0$

Выводы

Сравнение эволюции ТС Харриса под действием электрических полей с двумя разными профилями $E_y(z)$ позволяет сделать следующий вывод: в ходе эволюции токовый слой с полем E_y сужается до конечной толщины порядка одного ионного ларморовского радиуса. Таким образом, в присутствии электрического поля характерным масштабом ТС в модели Харриса является толщина в один ионный ларморовский радиус. Результат был теоретически предсказан в работе [9] и может служить объяснением существования в магнитосфере Земли предельно тонких ТС.

В случае постоянного электрического поля при сужении ТС Харриса возникают различные механизмы ускорения заряженных частиц электрическим полем E_y (в центральной области с $B_x \sim 0$ и на периферии с $B_x \sim B_0$ дрейф cE_y/B_0). Ускорение частиц вблизи центральной области не ограничено во времени ($v_y \sim tE_y$). Подобный эффект для

ТС изучался в статьях [15, 16] для несамосогласованной эволюции системы. Но, как показано выше, именно нелинейный процесс самосогласования приводит к возникновению нового механизма ускорения (поле E_z). Данный механизм доминирует над уже существующими в системе механизмами и переводит ТС Харриса в новое состояние. По мере развития электрического поля E_z и ускорения частиц система переходит из состояния ТС Харриса, в котором магнитное поле поддерживается ионами и электронами (в соответствии с их температурами $(B_x^{(j)}/B_0 \sim T_j/(T_e + T_j))$ в ТС, в котором магнитное поле поддерживается исключительно электронным током.

Предел эволюции ТС связан с конечной зоной однородности системы вдоль оси Y , т. е. в процессе моделирования частицы вдоль оси Y преодолевали расстояния в 100 ионных ларморовских радиусов, после этого моделирование заканчивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-00407, 06-05-90631) и программы «Ведущие научные школы» (грант НШ-472.2008.2).

Литература

1. Ness N.F. // J. Geophys. Res. 1965. **70**. P. 2989.
2. Harris E.G. // Nuovo Cimento. 1962. **23**. P. 115.
3. Zelenyi, L., Sitnov M.I., Malova H.V. et al. // Nonlinear processes in Geophysics. 2000. **7**. P. 127.
4. Kaufmann R.L. // J. Geophys. Res. 1987. **92**. P. 7471.
5. Pritchett P.L., Coroniti F.V. // J. Geophys. Res. 1995. **100**. P. 23551.
6. Sergeev V.A., Pulkkinen T.I., Pellinen R.J. // J. Geophys. Res. 1996. **101**. P. 13047.
7. Pritchett P.L. // J. Geophys. Res. 2001. **106**, N A3. P. 3783.
8. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М., 1975.
9. Nunn D. // J. Comput. Phys. 1993. **108**. P. 180.
10. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М., 1989.
11. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М., 1988.
12. Власов А.А. // ЖЭТФ. 1938. **8**, № 3. С. 291.
13. Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Perroomian V. et al. // J. Geophys. Res. 1994. **99**, N A8. P. 14891.
14. Hesse M., Winske D., Kuznetsova M. et al. // J. Geomag. Geoelectr. 1996. **48**. P. 749.
15. Hoshino M. // J. Geophys. Res. 2005. **110**. P. 5446.
16. Поляков. А.В // Физика плазмы. 2004. **30**, № 7. С. 654.

Поступила в редакцию
14.09.2007