

## ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТОХАСТИЗАЦИЯ И УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ

А.В. Артемьев<sup>1</sup>, А.И. Нейштадт<sup>1,2</sup>, Л.М. Зелёный<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт Космических Исследований РАН, Москва

<sup>2</sup>Loughborough University, Loughborough, United Kingdom

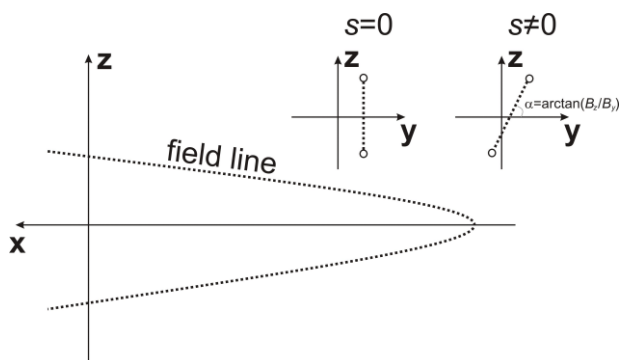
E-mail: ante0226@gmail.com

**Аннотация.** В работе исследуется динамика заряженных частиц в токовых слоях, сформированных в окрестности области пересоединения силовых линий магнитного поля. Показано, что при наличии сдвиговой компоненты магнитного поля и электрического поля конвекции динамика частиц становится хаотической за счёт быстрого разрушения адиабатического инварианта. Стохастизация движения сопровождается эффективным ускорением частиц.

### 1. Введение

Токовые слои играют существенную роль в различных плазменных системах, включая солнечную корону [1], планетарные магнитосферы [2] и лабораторные установки [3]. При этом, динамика частиц в токовых слоях во многом определяет свойства этих плазменных структур [4]. Таким образом, исследование особенностей данной динамики для различных конфигураций магнитного поля токового слоя представляет существенный интерес [5]. На данный момент хорошо исследована динамика частиц в токовых слоях с «классической» конфигурацией силовых линий магнитного поля [6] (см. Рис. 1) и с конфигураций поля, включающей сдвиговую компоненту [7] (см. Рис. 1). Для обеих конфигураций были определены границы применимости адиабатической теории, в рамках которой можно описать динамику частиц, опираясь на сохранение адиабатических инвариантов движения. Разрушение этих инвариантов происходит за достаточно длительное время. С другой стороны, теория адиабатических инвариантов предсказывает их быстрое разрушение в системах с асимметрией траекторий в фазовом пространстве [8]. Такая асимметрия возникает в системах, описывающих токовый слой, сформированный в окрестности

области пересоединения силовых линий магнитного поля, где динамика процесса пересоединения приводит к генерации электрического поля [9]. Особенности динамики частиц в таких конфигурациях и посвящена данная работа.



**Рисунок 1.** Конфигурация силовых линий магнитного поля в токовых слоях без сдвига магнитного поля ( $s=0$ ) и со сдвигом магнитного поля ( $s \neq 0$ ).

## 2. Динамика и ускорение заряженных частиц

Динамика заряженных частиц в токовом слое с магнитным полем  $\mathbf{B} = B_0(z/L)\mathbf{e}_x + B_y\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z$  и электрическим полем  $\mathbf{E} = E_0\mathbf{e}_y$  описывается безразмерным гамильтонианом [9]

$$H = \frac{1}{2} p_z^2 + \frac{1}{2} (p_x - sz)^2 + \frac{1}{2} \left( \kappa x - \frac{1}{2} z^2 - \varepsilon t \right)^2$$

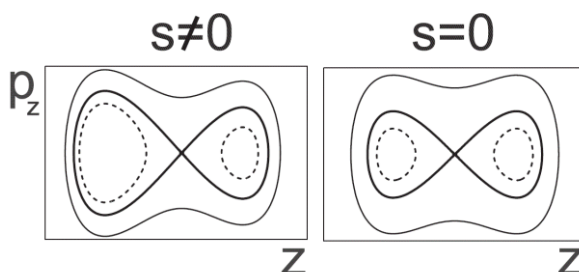
где  $(p_z, z)$ ,  $(p_x, x)$ , - пары безразмерных сопряжённых переменных, параметры  $\kappa = (B_z/B_0)(L/\rho_0)^{1/2}$ ,  $s = (B_y/B_0)(L/\rho_0)^{1/2}$ ,  $\varepsilon = cE_0/B_0v_0$ , и время  $t \rightarrow tv_0/(L\rho_0)^{1/2}$  обезразмерены на амплитуду скорости частиц  $v_0$  и гирорадиус частиц  $\rho_0$  в поле  $B_0$ . В реалистичных условиях токовых слоёв магнитосферы Земли и солнечной короны [5] параметр  $\kappa \ll 1$ , параметр  $s \in [0, 1]$ , параметр  $\varepsilon/\kappa \in [0.1, 1]$ .

За счёт малости параметра  $\kappa$  эволюция переменных  $(p_x, \kappa x)$  во времени происходит существенно медленнее эволюции переменных  $(p_z, z)$ . Более того, время  $\varepsilon t$  меняется ещё медленнее, чем переменные  $(p_x, \kappa x)$ . Как следствие, можно исследовать динамику частиц на плоскости  $(p_z, z)$  при «замороженных» значениях  $(p_x, \kappa x)$  и  $\varepsilon t$ . Фазовый портрет системы на плоскости  $(p_z,$

z) представлен на рисунке 2. Частицы движутся по замкнутым траекториям, и мы можем ввести соответствующий адиабатический инвариант – инвариант действия [10]:

$$I_z = \frac{1}{2\pi} \oint p_z dz$$

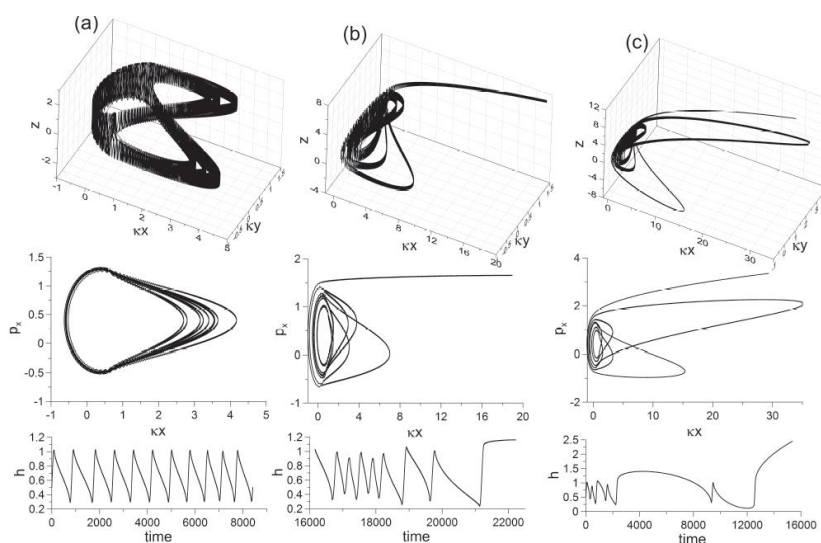
Сохранение этого инварианта в системе с  $s=0$  гарантирует адиабатичность движения частиц [5]. То есть, если пренебречь небольшими изменениями инварианта  $\sim \kappa$ , то при заданном  $I_z$  частица движется по одной и той же траектории на плоскости медленных переменных  $(p_x, \kappa x)$ .



**Рисунок 2.** Фазовый портрет системы на плоскости  $(p_z, z)$  при фиксированных  $(p_x, \kappa x)$  и  $\varepsilon$ .

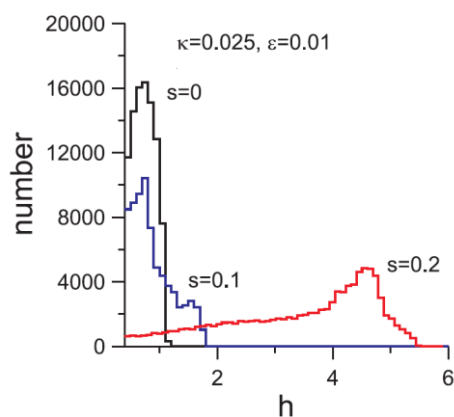
Наличие сдвига магнитного поля ( $s \neq 0$ ) приводит к асимметрии фазового пространства исследуемой системы (рисунок 2). Как следствие, в системе возникают геометрические скачки адиабатического инварианта [7, 8], которые в случае  $\varepsilon \neq 0$  являются случайными и нескоррелированными [9]. Наличие таких скачков приводит к разрушению  $I_z$  и диффузии частицы на плоскости медленных переменных  $(p_x, \kappa x)$ . Пример такого поведения представлен на рисунке 3, где мы показываем три траектории частиц (в системе с  $s=0$  и с  $s \neq 0$ ). Из рисунка хорошо видно два эффекта разрушения адиабатического инварианта в системе с  $s \neq 0$ . Траектория частицы на плоскости  $(p_x, \kappa x)$  охватывает существенно большее пространство, а энергия частиц растёт при выходе из токового слоя (движение в области  $\kappa x > 1$ ). За счёт разрушения  $I_z$  и быстрого дрейфа частиц на плоскости  $(p_x, \kappa x)$ , частица может достичь границы токового слоя. Данная граница соответствует некоторому  $\kappa x_b \gg 1$ . Как следствие, такие частицы

покинут токовый слой. Энергии, с которыми они покидают слой, будут существенно выше энергий, доступных для частиц в токовом слое с  $s=0$ . Таким образом, наличие сдвига магнитного поля ( $s \neq 0$ ) приводит к тому, что частица будет ускорена и относительно быстро покинет токовый слой.



**Рисунок 3.** Три траектории частицы, проекции траекторий на плоскость  $(p_x, kx)$  и энергия частиц. Параметры системы: (a)  $s=0$ , (b)  $s=0.1$ , (c)  $s=0.2$ ;  $\kappa=0.025$ ,  $\varepsilon=\kappa/2.5$ .

Чтобы проверить эффективность ускорения частиц в токовых слоях с  $s \neq 0$ , мы численно проинтегрировали траектории ансамбля из  $10^6$  частиц с начальными энергиями  $h=1/2$ . Для каждой частицы траектория интегрировалась достаточно длительное время, чтобы проявился эффект разрушения инварианта  $I_z$ . Финальные распределения частиц по энергии показаны на рисунке 4. Для системы с  $s=0$  распределение по энергиям сосредоточено на интервале  $h \in [0, 1]$ . То есть, частицы не могут набрать энергию, превышающую их начальную энергию более чем в два раза. Для системы с  $s=0.1$  в распределении есть частицы с энергиями  $h \in [1, 2]$ , а в системе с  $s=0.2$  энергии частиц доходят до  $h \sim 5$ . То есть, в системе с  $s=0.2$  мы наблюдаем десятикратный рост энергии.



**Рисунок 4.** Распределение по энергии частиц, покинувших токовый слой. Показаны результаты моделирования для трёх значений параметра  $s$ .

### 3. Выводы

В этой работе мы продемонстрировали эффект быстрого разрушения адиабатического инварианта движения частиц в токовом слое со сдвигом магнитного поля. Данное разрушение связано с геометрическими скачками адиабатического инварианта в системе с асимметричным фазовым портретом. При этом, можно показать, что необходимым условием стохастизации движения частиц в токовом слое за счёт геометрических скачков адиабатического инварианта является наличие асимметрии как на плоскости быстрых переменных  $(p_z, z)$ , так и на плоскости медленных переменных  $(p_x, \kappa x)$  [9]. В первом случае асимметрия связана с наличием сдвига магнитного поля  $s \neq 0$ , а во втором случае для асимметрии необходимо наличие и электрического поля  $\varepsilon \neq 0$ . Если в системе присутствует только асимметрии фазовой плоскости быстрых переменных, то геометрические скачки адиабатического инварианта не приводят к стохастизации движения, а лишь существенно усложняют его [7]. Кроме того, можно отметить, что стохастизация движения частиц сопряжена и с ростом эффективности их ускорения. Полученные результаты показывают, что использование сохраняемости адиабатического инварианта для интегрирования траекторий заряженных частиц в

токовых слоя со сдвигом магнитного поля невозможно в системах с ненулевым электрическим полем.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-01-00251.

### Литература

- [1]. Parker, E.N.: 1994, Spontaneous current sheets in magnetic fields: with applications to stellar x-rays. International Series in Astronomy and Astrophysics, Vol. 1. New York : Oxford University Press, 1994.
- [2]. Artemyev A.A., Zelenyi L.M. Kinetic Structure of Current Sheets in the Earth Magnetotail. 2013 Space Science Review V. 178, pp. 419–440, doi:10.1007/s11214-012-9954-5
- [3]. Frank, A.G.: 2010, Dynamics of current sheets underlying flare-type events in magnetized plasmas. Physics Uspekhi 53, 941-947.
- [4]. Zelenyi L.M., Malova H.V., Artemyev A.V., Popov V.Yu., and Petrukovich A.A. Thin Current Sheets in Collisionless Plasma: Equilibrium Structure, Plasma Instabilities, and Particle Acceleration. Plasma Physics Reports, 2011, Vol. 37, No. 2, pp. 118–160.
- [5]. Zelenyi L. M., A. I. Neishtadt, A. V. Artemyev, D. L. Vainchtein, H. V. Malova. Quasiadiabatic dynamics of charged particles in a space plasma, 2013, Physics-Uspekhi, V. 56, N 4, pp. 347-394.
- [6]. Buechner, J., Zelenyi, L.M.: 1989, Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals. I - Basic theory of trapped motion. J. Geophys. Res. 94, 11821-11842.
- [7]. Artemyev, A.V., Neishtadt, A.I., Zelenyi, L.M.: 2013, Ion motion in the current sheet with sheared magnetic field - part 1: Quasi-adiabatic theory. Nonlinear Processes in Geophysics 20(1), 163 -178. doi:10.5194/npg-20-163-2013.
- [8]. V. I. Arnold, V. V. Kozlov, and A. I. Neishtadt, Mathematical Aspects of Classical and Celestial Mechanics, 3rd ed. (Springer-Verlag, New York, 2006).
- [9]. Artemyev A. V., Neishtadt A. I., Zelenyi L. M., Rapid geometrical chaotization in slow-fast Hamiltonian systems. Physical Review E, 89, 060902(R), 2014, doi: 10.1103/PhysRevE.89.060902
- [10]. Landau, L.D., Lifshitz, E.M.: 1988, Vol. 1: Mechanics, Course of Theoretical Physics, Oxford: Pergamon.