На правах рукописи

ВАСЬКО Иван Юрьевич

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В МАГНИТОСФЕРНЫХ ХВОСТАХ ПЛАНЕТ

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

fires

Москва 2014

Работа выполнена на Физическом Факультете Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова

Научный руководитель:

д.ф.-м.н. В.Ю. Попов (МГУ им. М.В. Ломоносова, ИКИ РАН)

Официальные оппоненты:

чл.-корр. РАН д.ф.- м.н., В.В. Кочаровский (Институт прикладной физики РАН)

к.ф.-м.н., И.Ф. Шайхисламов (Институт лазерной физики СО РАН)

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный университет

Защита состоится апреля 2014 г. в 13 ч. 00 мин. на заседании Диссертационного Совета Д 002.113.03 ИКИ РАН по адресу, Москва, Профсоюзная ул., 84/32, 2-й подъезд, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИКИ РАН Автореферат разослан 10 марта 2014 г.

Ученый секретарь Диссертационного совета, к.ф.-м.н. Буринская Т.М.

Aby

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Токовые слои являются универсальными магнитоплазменными структурами [1], формирующимися в солнечном ветре [2], магнитосферных хвостах планет [3], магнитосферах комет [4]. Токовые слои формируются в солнечной короне [5] и, вероятно, в магнитосферах экзопланет [6] и пульсаров [7]. В токовых слоях происходит накопление энергии магнитного поля. В результате развития плазменных неустойчивостей в токовом слое может взрывным образом происходить диссипация энергии магнитного поля, ускорение и нагрев заряженных частиц. В свою очередь возможность и темп развития неустойчивостей токового слоя определяются его равновесной структурой. Таким образом, изучение равновесной структуры токовых слоев важно с точки зрения понимания процессов нагрева и ускорения частиц в планетарных магнитосферах, солнечной короне, магнитосферах удаленных астрофизических объектов и в лабораторных установках [8,9].

Исследование структуры токовых слоев в магнитосферах планет Солнечной системы представляет особый интерес. Благодаря многочисленным спутниковым миссиям к настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал о конфигурации магнитных полей и распределении параметров плазмы в токовых слоях планетарных магнитосфер. Сопоставление выводов теоретических моделей токовых слоев с данными прямых спутниковых наблюдений приводит к пониманию механизмов формирования, структуры и динамики токовых слоев. Кроме того, магнитосферы планет Солнечной системы предлагают широкий спектр конфигураций токовых слоев. Предполагается, что схожие конфигурации токовых слоев характерны для магнитосфер удаленных астрофизических объектов, солнечной короны, токовых слоев в лабораторных установках.

Индуцированные магнитосферы Венеры и Марса имеют структуру схожую с магнитосферами комет. Исследование токовых слоев в магнитосферных хвостах Венеры и Марса позволяет понять структуру особых токовых слоев, которые формируются при взаимодействии потоков плазмы с незамагниченными объектами. В настоящее время данные аппарата Venus Express (выведен на орбиту в 2006 г.) позволяют проводить сопоставление выводов теоретических моделей со спутниковыми измерениями. Исследования структуры индуцированной магнитосферы Венеры актуальны в связи с интерпретацией данных аппарата Mars Express, аппарата MAVEN, который был запущен к Марсу 18 ноября 2013 г., а также аппарата Rozetta, который в 2014 г. приблизится к комете Чурюмова-Герасименко.

Благодаря измерениями четырехспутниковой миссии Cluster при ис-

следовании магнитосферы Земли может быть проведено наиболее полное сопоставление выводов теоретических моделей с данными прямых спутниковых наблюдений [10]. Кроме того, в токовом слое магнитосферного хвоста Земли могут быть наиболее полным образом изучены плазменные процессы, которые приводят к неустойчивости токового слоя [11,12], что имеет важное значение для интерпретации динамических процессов в магнитосферных хвостах удаленных планет, а также в солнечной короне. Наблюдения аппарата Cluster позволили обнаружить крупномасштабные волны, которые распространяются из центральной области магнитосферного хвоста на фланги и приводят к существенной деформации токового слоя. В результате формируются так называемые наклонные токовые слои, конфигурация которых существенно отличается от классической конфигурации токового слоя. Исследование конфигурационных особенностей распределения электромагнитного поля в таких токовых слоях важно для понимания динамики магнитосферного хвоста.

Магнитосфера Юпитера представляет пример магнитосферы быстровращающейся планеты, обладающей сильным магнитным полем, со значительными внутренними источниками плазмы. Это позволяет провести аналогию между магнитосферой Юпитера и магнитосферами пульсаров [13]. Во внутренней магнитосфере Юпитера формируется осесимметричный токовый слой называемый магнитодиском. Подобные токовые слои формируются в магнитосферах экзопланет, называемых "горячими Юпитерами" [6]. Таким образом, исследование структуры токовых слоев в магнитосфере Юпитера позволит лучше понять структуру токовых слоев в магнитосферах пульсаров и экзопланет.

Магнитосфера Нептуна представляет пример магнитосферы планеты, для которой ось магнитного диполя образует большой угол по отношению к оси вращения планеты и потоку звездного ветра. Аналогичная ситуация может иметь место для экзопланет и пульсаров. Изучение структуры токовых слоев и динамики магнитосферы Нептуна, обусловленной прецессией магнитного диполя, представляет интерес с точки зрения генерации ускоренных частиц в магнитосферах удаленных астрофизических объектов.

Отметим, что исследования планетарных магнитосфер инициировали работы по лабораторному моделированию соответствующих конфигураций магнитного поля [9,14,15]. Несмотря на количественное различие значений параметров космической и лабораторной плазмы, в лабораторном эксперименте удается моделировать многие структурные элементы магнитосферы (бесстолкновительная ударная волны, токовый слой, системы токов). Исследование планетарных магнитосфер по данным прямых спутниковых наблюдений позволит лучше понять соотношение между лабораторным моделированием и магнитоплазменными структурами, которые встречаются в космической плазме.

Цель работы

Проблемой, на решение которой направлена данная диссертационная работа, является построение моделей токовых слоев в магнитосферных хвостах Венеры, Земли, Юпитера и Нептуна. В рамках диссертации поставлены следующие задачи

- 1. Построение двумерных кинетических моделей плоских и осесимметричных токовых слоев, описывающих структуру магнитодиска Юпитера.
- 2. Построение модели токового слоя магнитосферного хвоста Нептуна. Изучение процесса ускорения заряженных частиц в магнитосферном хвосте в ходе суточного вращения планеты.
- 3. Построение модели наклонных токовых слоев в магнитосферном хвосте Земли и сравнение с данными наблюдений аппарата Cluster.
- 4. Построение модели магнитного поля в магнитосферном хвосте Венеры и оценка длины магнитосферного хвоста.
- 5. Построение модели, описывающей поперечную структуру токового слоя в магнитосферном хвосте Венеры. Сравнение с данными наблюдений аппарата Venus Express.

Научная новизна работы

- Впервые построены двумерные кинетические модели осесимметричных токовых слоев. Впервые построены двумерные кинетические модели плоских токовых слоев со степенными функциями распределения частиц по энергии.
- 2. Предложен механизм ускорения ионов в магнитосферном хвосте Нептуна до энергий порядка 300 кэВ за счет топологических перестроек магнитного поля, возникающих в ходе суточного вращения планеты.
- 3. По данным измерений аппарата Cluster впервые получены профили электростатического потенциала, который возникает в токовом слое за счет разделения движения ионов и электронов.
- 4. На основе МГД модели дана оценка длины магнитосферного хвоста Венеры.

5. По данным измерений аппарата Venus Express показано, что токовый слой в магнитосферном хвосте Венеры является кинетической структурой с толщиной порядка нескольких ионных гирорадиусов. Показано, что многокомпонентный ионный состав плазмы токового слоя приводит к многомасштабному профилю магнитного поля.

Научная и практическая ценность работы

Модели плоских и осесимметричных токовых слоев с максвеловскими и степенными функциями распределения заряженных частиц по энергии имеют широкий спектр применимости. Осесимметричные токовые слои формируются в магнитосферах быстровращающихся планет, при наличии во внутренней магнитосфере источников плазмы. Примерами являются токовые слои магнитодисков Юпитера и Сатурна. Осесимметричные токовые слои могут формироваться в магнитосферах пульсаров, а также магнитосферах экзопланет, называемых "горячими Юпитерами". Формирование плоских токовых слоев характерно для магнитосферных хвостов планет солнечной систем, комет, солнечной короны и солнечного ветра. Построенный класс моделей плоских токовых слоев представляет собой существенное расширение предыдущих моделей на случай степенной функции распределения заряженных частиц по энергии. Подобные функции распределения частиц характерны для бесстолкновительной плазмы.

Механизм ускорения заряженных частиц в магнитосферном хвосте Нептуна может реализовываться в магнитосферах пульсаров и экзопланет, для которых, как и для Нептуна, магнитный диполь сильно наклонен к оси вращения и к направлению потока звездного ветра.

Модель наклонных токовых слоев может быть использована при изучении устойчивости данной конфигурации к различного рода возмущениям. Обнаруженные свойства наклонных токовых слоев (доминирование токов электронов, особая структура магнитного поля) могут быть использованы при анализе механизмов формирования наклонных токовых слоев. Полученные профили электростатического потенциала важны с точки зрения верификации моделей токовых слоев в магнитосферном хвосте Земли.

Подход, использованный при оценке длины магнитосферного хвоста Венеры, может быть применен для оценки длины магнитосферных хвостов космических тел, не обладающих собственным магнитным полем. Анализ поперечной структуры токового слоя по данным аппарата Venus Express показывает, что токовые слои в магнитосферных хвостах немагнитных тел могут являться кинетическими структурами с толщиной порядка нескольких ионных гирорадиусов. Ионосферные ионы (или ионы комы кометы) будучи захвачены силовыми трубками солнечного ветра на дневной стороне при обтекании планеты могут играть важную роль в формировании токового слоя.

Достоверность полученных результатов

Достоверность результатов, полученных в первой и четвертой главах, подтверждается тем, что предложенные модели основаны на классических уравнениях Власова-Максвелла и МГД уравнениях, а также строгих математических методах, таких как групповой анализ. Достоверность результатов второй главы подтверждается согласием теоретических оценок с данными численного моделирования и данными измерений на аппарате Voyager-2. Достоверность результатов, полученных в третьей и пятой главах подтверждается сопоставлением моделей с данными измерений на аппаратах Cluster и Venus Express.

Апробация работы

Результаты диссертации неоднократно были представлены автором диссертации на различных международных и российских конференциях:

- 1. Международная конференция "Week of Doctoral Students 2012", Prague, Czech Republic (2012).
- 2. IX,X Курчатовская молодежная научная школа, РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия (2011, 2012).
- 3. 39th COSPAR Assembly, Mysore, India (2012).
- 4. VI Международная конференция "Солнечно-земные связи и физика предвестников землетрясений", Паратунка, Россия (2013).
- 5. 9th International conference "Problems of Geocosmos", Saint Petersburg, Russia (2012).
- 6. EGU General Assembly, Vienna, Austria (2013).
- 7. XXI,XX Научная сессия совета РАН по нелинейной динамике, Институт океанологии РАН, Москва, Россия (2012, 2013).
- 8. Chapman conference "Fundamental properties and processes of magnetotails", Reykjavik, Islandia (2013).
- 9. 7,8,9 Международная конференция "Физика плазмы в Солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, Россия (2012, 2013, 2014).
- 10. VIII, IX Конференция молодых ученых, ИКИ РАН, Москва, Россия (2011, 2012)
- 11. The XI Russian-Chinese Workshop on Space Weather, Irkutsk, Russia (2012).
- 12. Международная конференция Venus Workshop 2013, Catania, Italy (2013)

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертации, были получены лично автором диссертации при поддержке научного руководителя и других соавторов публикаций. Соавторы публикаций, материал которых вошел в настоящую диссертацию, не возражали против использования в данной работе совместно полученных научных результатов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из «Введения», пяти глав основного текста и «Заключения». Объем диссертации – 171 страницы. Библиография включает 220 наименований. Диссертация содержит 42 рисунков.

Благодарности

Пользуюсь возможностью выразить благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. В.Ю. Попову за поддержку при работе над диссертацией. Автор глубоко признателен академику Л.М. Зелёному и к.ф.-м.н. А.В. Артемьеву за постановку задач и внимание к полученным результатам. Автор признателен также всем соавторам статей, результаты которых легли в основу диссертации, за совместную работу: А.А. Петруковичу, Х.В. Маловой, R.Nakamura, T. Zhang, А. Федорову и С. Барабашу. Кроме того, хочется выразить особую благодарность Л.М. Зеленому и А.В. Артемьеву за ценные замечания по тексту диссертации и автореферата.

Содержание работы

Во Введении в первых шести разделах приведен краткий обзор основных экспериментальных данных о магнитосферах Земли, Юпитера, Нептуна и Венеры, а также обсуждается структура магнитосфер экзопланет. Основной акцент сделан на структуре токового слоя. Обсуждается постановка задач, рассматриваемых в диссертации. В седьмом разделе приведен краткий обзор моделей плоских и осесимметричных токовых слоев. В восьмом разделе обосновывается актуальность изучения структуры токовых слоев в планетарных магнитосферах.

<u>Глава 1</u> состоит из трёх разделов. Первый раздел посвящен построению двумерных кинетических моделей осесимметричных токовых слоев. Используются цилиндрические координаты: *r* - радиальное расстояние, *z* - координата вдоль оси симметрии, φ - азимутальный угол. В двумерном осесимметричном токовом слое магнитное поле имеет вид $\mathbf{B}=B_r(r,z)\mathbf{e}_r$ + $B_z(r,z)\mathbf{e}_z$ и описывается векторным потенциалом $\mathbf{A}=A_{\varphi}(r,z)\mathbf{e}_{\varphi}$. Электростатическое поле, возникающее за счет поляризации плазмы, описывается ска-

лярным потенциалом $\phi = \phi(r, z)$. Функции распределения $f_{i,e}$ ионов и электронов выбираются в виде функций точных интегралов движения частиц энергии $H=m\mathbf{v}^2/2+q\phi$ и обобщенного импульса $p_{\varphi}=r(mv_{\varphi}+qA_{\varphi}/c)$, где m, q масса и заряд частицы. Нижними индексами *i*,*e* обозначаются величины, имеющие отношение к ионам и электронам. Будем считать ионы однозарядными, так что $q_i=-q_e=q>0$.

В первом разделе введены безразмерные переменные и получено уравнение на функцию магнитного потока $\Psi(r,z)=rA_{\varphi}$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\sqrt{x}} \int v_{\varphi} (f_i - f_e) d^3 \mathbf{v} = F(\Psi, x)$$

где $x=r^2$. Функциональный вид зависимости $F(\Psi, x)$ определяется видом функций распределения частиц. Для выделенного класса функций распределения таких, что $F(\Psi, x) = F(\Psi + x \cdot \text{const})$, последнее уравнение приведено к виду

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = F(u)$$
(1)

где $u = \Psi + x \cdot \text{const.}$

С помощью группового анализа показано, что уравнение (1) допускает однопараметрические группы преобразований при $F(u)=u^{-(\kappa-1/2)}$ (κ =const) и $F(u)=e^{-u}$. Функции $F(u)=e^{-u}$ соответствует Максвелловское распределение частиц. Степенной функции $F(u)=u^{-(\kappa-1/2)}$ (κ =const) соответствует κ распределение. Рассматриваются функции распределения при κ >3/2, поскольку в противном случае невозможно определить давление плазмы.

Получены однопараметрические группы преобразований для уравнения (1) при $F(u)=u^{-(\kappa-1/2)}$ и $F(u)=e^{-u}$, которые используются для построения автомодельных (инвариантных) решений. При $F(u)=e^{-u}$ автомодельное решение уравнения (1) имеет вид $u=2 \ln(x)+\psi(\eta)$, где $\eta = z/(z^2+4x)^{1/2} \in [-1,1]$. При $F(u)=e^{-u}$ автомодельное решение имеет вид $u=x^{4/(2\kappa+1)}\psi(\xi)$, где $\xi=z/2x^{1/2} \in [-\infty,+\infty]$. При $F(u)=e^{-u}$ функция ψ удовлетворяет уравнению

$$(1-\eta^2)^2 \psi_{\eta\eta} = 4(2+e^{-\psi})$$
 (2)

тогда как при *F*(*u*)=*u*^{-(к-1/2)} - уравнению

$$(1+\xi^2)\psi_{\xi\xi} + \frac{6\kappa - 13}{2\kappa + 1}\xi\psi_{\xi} = \frac{16(2\kappa - 3)}{(2\kappa + 1)^2}\psi + 4\psi^{-(\kappa - 1/2)}$$
(3)

Задание двух начальных условий $\psi(0) = \psi_0$ и $\psi'(0) = \psi'_0$ позволяет получить численные решения уравнений (2,3) и соответствующие автомодельные решения уравнения (1). На рис. 1а,б представлены силовые линии для токовых слоев с Максвеловскими распределением и κ распределением. На рис. 1в,г приведены профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль линий представленных на рис. 1 а,б. В частном случае, κ =7/2, получено аналитическое решение уравнения (3), зависящее от двух произвольных параметров ε и η_0 . Соответствующее аналитическое решение уравнения (1) имеет вид



Рис.1 (а) Силовые линии в токовом слое с Максвеловской функцией распределения (параметры модели ψ_0 =-4, ψ'_0 =0); (в) Профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль линий, показанных на панели (а) (*r*=5, *r*=15). (б) Профили магнитного поля в токовом слое с *к*-распределением (*к*=7/2) (параметры модели ψ_0 =0.4, ψ'_0 =0); (г) профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль линий, показанных на панели (б).

Принципиальным отличием моделей с Максвелловским и краспределением является поведение магнитного поля B_z и плотности плазмы *п* в нейтральной плоскости. В модели с Максвелловским распределением в нейтральной плоскости $B_z \sim -1/r^2$, тогда как в модели с краспределением $B_z \sim r^{-\gamma}$, где $\gamma = 2(2\kappa-3)/(2\kappa+1) \in (0,2]$ (поскольку $\kappa > 3/2$). Соответственно плотность плазмы в модели с Максвеллоским распределением $n \sim r^{-4}$, тогда как в модели с κ -распределением $n \sim r^{-(\gamma+2)}$, где и $\gamma+2 \in (2,4]$. При конечных значениях параметра κ магнитное поле B_z и плотность плазмы n в модели с κ -распределением падают с ростом r медленнее, чем в модели с Максвелловским распределением. При $\kappa \to \infty$ поведение магнитных полей и плотности плазмы в обеих моделях согласуются.

Во втором разделе первой главы построены двумерные кинетические модели плоских токовых слоев. Магнитное поле имеет вид $\mathbf{B}=B_x\mathbf{e}_x+B_z\mathbf{e}_z$ и описывается векторным потенциалом $\mathbf{A}=A_y(x,z)\mathbf{e}_y$. Функции распределения ионов и электронов выбираются как функции энергии $H=m\mathbf{v}^2/2+q\phi$ и обобщенного импульса $p_y=mv_y+qA_y$.

Во втором разделе введены безразмерные переменные и получено уравнение на безразмерный векторный потенциал *А_у(x,z*)

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -\int v_y (f_i - f_e) d^3 \mathbf{v} = F(A_y)$$
(4)

Функциональный вид $F(A_y)$ определяется видом функций распределения частиц. Уравнение (2) допускает однопараметрические группы преобразований при $F(A_y)=e^{-A_y}$ и $F(A_y)=A_y^{-(\kappa-1/2)}$ ($\kappa=$ const). Функция $F(A_y)=e^{-A_y}$ соответствует Максвелловскому распределению частиц. Функция $F(A_y)=A_y^{-(\kappa-1/2)}$ соответствует κ -распределению.

Во втором разделе получены однопараметрические группы преобразований, допускаемые уравнением (4) при $F(A_y)=e^{-A_y}$ и $F(A_y)=A_y^{-(\kappa-1/2)}$. При $F(A_y)=e^{-A_y}$ уравнение допускает бесконечное число однопараметрических групп преобразований (в согласии с [16]). Для одной из групп найден вид автомодельного (инвариантного) решения $A_y=\ln(x)+\psi(\eta)$, где $\eta=\arctan(z/x)$ $\in [-\pi/2, \pi/2]$. При $F(A_y)=A_y^{-(\kappa-1/2)}$ уравнение (4) допускает только одну однопараметрическую группу преобразований. Соответствующее автомодельное (инвариантное) решение уравнения (4) имеет вид $A_y=x^{4/(2\kappa+1)}\psi(z/x)$, где $\xi=z/x\in[-\infty,+\infty]$. При $F(A_y)=e^{-A_y}$ функция ψ удовлетворяет уравнению

$$\cos^{2}(\eta)\psi_{nn} = 1 + e^{-\psi}$$
 (5)

тогда как при $F(A_y) = A_y^{-(\kappa-1/2)}$ - уравнению

$$(\xi^{2}+1)\psi_{\xi\xi} + \frac{2(2\kappa-3)}{2\kappa+1}\xi\psi_{\xi} = \frac{4(2\kappa-3)}{(2\kappa+1)^{2}}\psi + \psi^{-(\kappa-1/2)}$$
(6)

Задание двух начальных условий $\psi(0) = \psi_0$ и $\psi'(0) = \psi'_0$ позволяет получить численные решения уравнений (5) и (6) и соответствующие решения уравнения (4). На рис. 2а,б представлены силовые линии для токовых сло-

ев, для которых функция распределения является Максвеловской или κ распределением (κ =5/2). На рис. 2в,г приведены профили магнитного поля поперек TC вдоль линий, показанных на рис. 2а,б. В частном случае, κ =7/2, получено аналитическое решение уравнения (6), зависящее от двух постоянных параметров ε и η_0 , и соответствующее аналитическое решение уравнения (4)

$$A_{y} = \left(-2\varepsilon x + \sqrt{1+\varepsilon^{2}}e^{-\eta_{0}}\left(z + \sqrt{z^{2}+x^{2}}\right) + \sqrt{1+\varepsilon^{2}}e^{\eta_{0}}\frac{x^{2}}{z + \sqrt{z^{2}+x^{2}}}\right)^{1/2}$$



Рис.2 (а) Силовые линии в токовом слое с Максвеловской функцией распределения (параметры модели ψ_0 =-1.8, ψ'_0 =0); (в) Профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль линий, показанных на панели (а) (*r*=5, *r*=15). (б) Профили магнитного поля в токовом слое с *к*-распределением (*к*=7/2)(параметры модели ψ_0 =0.5, ψ'_0 =0); (г) профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль линий, показанных на панели (б).

Принципиальным отличием моделей с Максвелловским и краспределением является поведение магнитного поля B_z и плотности плазмы *n* в нейтральной плоскости. В модели с Максвелловским распределением $B_z \sim 1/x$, тогда как в модели с κ -распределением $B_z \sim x^{\delta}$, где $\delta = (2\kappa - 3)/(2\kappa + 1) \in (0,1]$. Соответственно плотность плазмы в модели с Максвеллоским распределением $n \sim x^{2}$, тогда как в модели с κ -распределением $n \sim x^{-(\delta+2)}$, $\delta + 2 \in (2,4]$. При конечных значениях параметра κ магнитное поле B_z и плотность плазмы n в модели TC с κ -распределением падают с ростом x медленнее, чем в модели TC с Максвелловским распределением. При $\kappa \to \infty$ поведение магнитных полей и плотности плазмы в обеих моделях согласуются.

В последнем разделе главы обсуждаются полученные результаты и применимость моделей для описания токовых слоев в планетарных магни-тосферах.

Глава 2 состоит из пяти разделов и посвящена исследованию процесса ускорения заряженных частиц в магнитосферном хвосте Нептуна. В первом разделе предложен механизм ускорения частиц, который может реализовываться в магнитосферах, схожих по структуре с магнитосферой Нептуна: диполь планеты сильно наклонен к оси вращения и потоку солнечного (звездного) ветра. В ходе суточного вращения магнитный диполь Нептуна оказывается то практически перпендикулярным потоку солнечного ветра, то направленным практически вдоль по потоку солнечного ветра. В первом случае магнитосфера Нептуна имеет конфигурацию похожую на конфигурацию земной магнитосферы (конфигурация "Earth-like" на рис. За). Во втором случае магнитосфера имеет цилиндрически симметричную конфигурацию (конфигурация "pole on" на рис. 3б) [17]. В ходе суточного вращения Нептуна (период обращения 16 ч.) магнитосфера перестраивается от конфигурации "Earth-like" к конфигурации "pole on" и обратно [18]. При перестройке магнитного поля в магнитосферном хвосте возникают индукционные электрические поля, наличие которых может приводить к ускорению заряженных частиц.

Второй раздел состоит из двух параграфов. В первом параграфе предложены модели магнитного поля в магнитосферном хвосте для конфигураций "Earth-like" и "pole on", а также модель перестройки магнитного поля в ходе суточного вращения планеты. Предполагается, что магнитное поле в хвосте может быть представлено, как сумма дипольного поля планеты \mathbf{B}_N =(3r(µr)-µr²)/|r|⁵ (µ - магнитный диполь Нептуна) и магнитного поля токового слоя. В конфигурации "Earth-like" токовый слой является плоским. В качестве модели плоского токового слоя принимается модель Харриса [19]. Таким образом, магнитное поле \mathbf{B}_P в магнитосферном хвосте в конфигурации "Earth-like" описывается формулой

$$\mathbf{B}_{P} = B_{0} \tanh(z/L)\mathbf{e}_{x} + \mathbf{B}_{N}$$

где *B*₀ - магнитное поле в долях, *L* - толщина токового слоя. В конфигурации "pole on" токовый слой является цилиндрически симметричным [17]. В качестве модели цилиндрического токового слоя примем модель из работы [20]. В конфигурации "pole on" магнитное поле в магнитосферном хвосте описывается формулой

$$\mathbf{B}_{C} = -B_{0}(1+b)^{-1}\left(b + \tanh\left(\frac{r^{2}-r_{0}^{2}}{L^{2}}\right)\right)\mathbf{e}_{x} + \mathbf{B}_{N}$$

где *b*=const<tanh(r_0^2/L^2) - параметр модели, $r=(z^2+y^2)^{1/2}$ - расстояние от оси *x*, r_0 =const - параметр, определяющий положение цилиндрической поверхности, на которой *x*-компонента магнитного поля меняет знак.



Рис. 3 Конфигурации магнитосферы Нептуна в моменты, когда магнитный диполь µ практически перпендикулярен потоку солнечного ветра (а) и направлен практически вдоль по потоку солнечного ветра (б).

В ходе суточного вращения планеты магнитное поле в магнитосферном хвосте перестраивается от конфигурации "Earth-like" к конфигурации "pole on". Предложена следующая модель магнитного поля **В** в магнитосферном хвосте

$$\mathbf{B} = (1 - h(t, \tau))\mathbf{B}_P + h(t, \tau)\mathbf{B}_C$$

где h(t, t) - периодическая функция с периодом вращения Нептуна $T_N=16$ ч. Параметр τ определяет время перестройки магнитосферного хвоста от одной конфигурации к другой (в эти моменты 0 < h < 1). При $\tau = T_N/2$ магнитосферный хвост все время находится в процессе перестройки от одной конфигурации к другой. Вообще говоря, небольшое отклонение диполя от положений, соответствующих конфигурациям "Earth-like" и "pole on", может не приводить к мгновенному изменению топологии магнитного поля в магнитосферном хвосте. При этом перестройка магнитного поля будет происходить за время меньшее половины периода вращения планеты T_N . Поэтому параметр τ предполагается свободным параметром модели.

Во втором параграфе данного раздела обсуждается модель электрического поля. Электрическое поле является суммой индукционного поля, возникающего за счет перестройки магнитного поля в магнитосферном хвосте, и электрического поля конвекции, возникающего за счет обтекания магнитосферы потоком солнечного ветра. Считается, что поле конвекции направлено с вечера на утро и равно 0.01 мВ/м [21], так что перепад потенциала поперек магнитосферного хвоста Нептуна составляет 20 кВ. Из суммы индукционного поля и поля конвекции устраняется компонента, направленная вдоль магнитного поля (обнуление данной компоненты связано с эффектом поляризации плазмы).

В третьем разделе рассматривается предложенный механизм ускорения. Направление магнитного поля в южной доле в конфигурациях "Earth-like" и "pole on" совпадают. Напротив, магнитные поля в северной доле имеют противоположные направления. В результате в ходе перестройки магнитное поле в южной доле остается постоянным, тогда как в северной доле в некоторые моменты времени магнитное поле становится достаточно малым. В этой области может происходить существенное ускорение частиц. В первом параграфе получена оценка максимальной энергии, которая может быть набрана частицей в северной доле в ходе одной топологической перестройки

$$\Delta W_{\rm max} \approx \pi^2 q B_0 R_{tail}^2 / c\tau \tag{7}$$

где R_{tail} =40 R_N - характерный радиус магнитосферного хвоста, q - заряд частицы, c - скорость света. Для максимального времени перестройки $\tau = T_N/2$ получим $\Delta W_{max} \approx 330$ кэВ. Отметим, что оценка (7) не позволяет указать до какой максимальной энергии ускоряются частицы в ходе нескольких топологических перестроек, поскольку не принимается во внимание эффект убегания ускоренных частиц за границы магнитосферного хвоста.

Во втором параграфе обсуждается зависимость энергии <*W*>, усредненной по энергетическому спектру частиц, от времени перестройки *т*. В предположении, что в ходе топологических перестроек ускорение частиц происходит, главным образом, в северной доле, получена оценка

$$\langle W \rangle = W_* + \delta W \left(\frac{T_N - 2\tau}{\tau} \right)$$
 (7)

где W_* и δW - положительные постоянные. При $\tau = T_N/2$ средняя энергия равна W_* . При более быстрой перестройке ускорение частиц более эффективно.

В четвертом разделе, состоящем из двух параграфов, проведено численно моделирование процесса ускорения частиц в магнитосферном хвосте Нептуна. В первом параграфе обсуждается постановка численного эксперимента. На рис. 3 приведены пространственные масштабы области моделирования. Поперечное сечение хвоста магнитосферы моделируется квадратом со стороной 40 *R*_N, длина магнитосферного хвоста считается равной 250 R_N. Протоны солнечного ветра с энергиями от 0.3 кэВ - 1 кэВ и ионосферные ионы N⁺ с энергиями от 10 эВ до 30 эВ непрерывно инжектируются в центральную область магнитосферного хвоста в ходе первого цикла вращения планеты. Уравнения движения каждой из 20000 частиц интегрируются численно до тех пор пока частица не пересечет боковую или дальнюю границу магнитосферного хвоста. В моделировании не рассматриваются процессы захвата частиц в область радиационных поясов, поэтому частицы, пересекающие плоскость x=-40 R_N, отражаются от нее как от зеркальной стенки (за счет сильного дипольного поля) обратно в магнитосферный хвост. Численное моделирование процесса ускорения проведено для различных времен перестройки. По умолчанию далее обсуждаются результаты моделирования для $\tau = T_N/2$.

Во втором параграфе четвертого раздела обсуждаются результаты численного моделирования. На рис. 46 представлен полный спектр протонов после одного цикла вращения планеты (черные точки), а также спектр протонов, которые остаются в магнитосферном хвосте (серые точки). Можно видеть, что после одного цикла частицы с энергиями больше ~ 50 кэВ покидают магнитосферный хвост. На рис. 4а представлены начальный и финальный спектры протонов, т.е. спектры в начальный момент времени и после семи циклов вращения планеты (после того как все частицы покинули магнитосферный хвост). Финальный спектр обрывается на энергии ~330 кэВ. Данный результат находится в согласии с теоретической оценкой (6), согласно которой максимальная энергия частиц в ходе многих топологических перестроек не превысит ~50 кэВ + ΔW_{max} ~380 кэВ. На рис. 4в,г представлены аналогичные спектры для ионов N⁺. Финальный спектр тяжелых ионов обрывается на энергии порядка ~150 кэВ.

Во втором параграфе получены также значения энергии, усредненные по энергетическим спектрам для различных значений времени перестройки *т*. Зависимость средней энергии от времени перестройки хорошо описывается зависимостью (7), где *W*=16 кэВ и δW =3.7 кэВ. Численный эксперимент показывает, что частицы покидают магнитосферный хвост преимущественно через утренний фланг. Данный эффект связан с наличием поля конвекции, которое приводит к тому, что больше частиц попадает в северную долю (область ускорения) во время перестроек от конфигурации "pole on" к конфигурации "Earth-like".

В пятом разделе обсуждаются наблюдения аппарата Voyager-2 в магнитосферном хвосте [18]. Протоны с энергиями ~20-50 кэВ, наблюдавшиеся в южной доле, могут быть сгенерированы представленным механизмом. В заключение обсуждаются допущения, сделанные при построении модели, а также применимость результатов для описания процесса ускорения частиц в магнитосферах подобных магнитосфере Нептуна.



Рис. 4 На рисунке представлены спектры протонов и ионов N⁺ в формате log₁₀ *N*-log₁₀ *W* (кэВ), где *N* - количество частиц. (а) Полный спектр протонов после одного цикла вращения планеты (черные точки) и спектр протонов, которые остаются в магнитосферном хвосте (серые точки). (б) Начальный спектр протонов (серые точки) и финальный спектр протонов после семи циклов ращения планеты. На панелях (в,г) для тяжелых ионов N⁺ представлены те же данные, что и на панелях (а,б) для протнов.

<u>Глава 3</u> состоит из шести разделов и посвящена исследованию структуры наклонных токовых слоев в магнитосферном хвосте Земли. Во введении описаны основные данные о структуре наклонных токовых слоев, полученные в результате измерений аппарата Cluster. Далее используется система координат GSM: ось *x* направлена на Солнце, ось *z* направлена вдоль проекции магнитного диполя на плоскость, перпендикулярную оси *x*, ось *y* дополняет систему до правой. В классической конфигурации токового слоя градиент магнитного поля направлен практически вдоль оси *z* и поддерживается током, бегущим с утра на вечер (вдоль оси *y*). Напротив, в наклонных токовых слоях градиент магнитного поля направлен практически вдоль оси *y* и поддерживается током, бегущим вдоль оси *z* [22,23]. Наблюдение наклонных токовых слоев объясняется распространением по токовому слою нелинейной волны из центральной области магнитосферного хвоста на фланги. При этом структура магнитного поля описывается следующей феноменологической моделью [24]

$$\mathbf{B} = B_0 \tanh\left(\frac{z - z_0(y - v_0 t)}{L}\right) \mathbf{e}_x + B_y \mathbf{e}_y + B_z \mathbf{e}_z$$
(8)

где $z=z_0(y-v_0t)$ - положение нейтральной плоскости токового слоя (пунктир на рис. 5), v_0 - фазовая скорость распространения волны, B_0, B_y, B_z - постоянные магнитные поля. На рис. 5 представлена нелинейная волна (8) и соответствующие наклонные токовые слои.



Рис. 5 (а) Волна, распространяющаяся по токовому слою, которая приводит к наблюдению наклонных токовых слоев. На рисунке представлены деформированная нейтральная плоскость (пунктир), проекции силовых линий магнитного поля, **n** - направление градиента магнитного поля *B*_x, стрелками показано направление тока. Точки C1-C4 изображают четыре спутника аппарат Cluster.

Во втором разделе описаны используемые данные аппарата Cluster и методы их анализа. В третьем разделе методы анализа описываются на примере типичного пересечения наклонного токового слоя: восстановление локальной системы координат (I,m,n); определение плотности тока по измерениям магнитного поля в четырех точках, и плотности тока по данным измерений магнитного поля на одном аппарате; определение плотности токового слоя и его толщины; определение электрического поля, перпендикулярного плоскости токового слоя.

Четвертый раздел посвящен статистическому исследованию (собрана статистика из 29 пересечений наклонных токовых слоев) и состоит из двух параграфов. В первом параграфе показано, что в наклонных токовых слоях ток переносится, главным образом, электронами. Компонента тока, направленная вдоль магнитного поля, составляет 60% от полного тока, т.е. существенная часть тока бежит вдоль магнитного поля. Для наклонных токовых слоев характерна большая компонента магнитного поля B_z ~7 нТ (компонента направленная вдоль тока). В среднем магнитное поле B_z составляет 50% от величины магнитного поля *B*_x на границе TC. Параметр адиабатичности, представляющий собой отношение радиуса кривизны силовой линии к характерному гирорадиусу частицы [25], для ионов превышает 0.5. Таким образом, движение ионов в наклонном токовом слое либо хаотично, либо может быть описано в рамках теории ведущего центра. Параметр адиабатичности электронов превышает 3, так что электроны замагниченны. Толщина наклонных токовых слоев лежит в диапазоне от 500 км до 3000 км, магнитное поле на границе токового слоя составляет в среднем 18 нТ, тогда как плотность тока составляет ~8 нА/м², что находится в согласии со аналогичными характеристиками горизонтальных токовых слоев.

Во втором параграфе предложен метод выделения из наблюдаемого электрического поля составляющей, которая возникает за счет разделения зарядов ионов и электронов (поле поляризации). Третий параграф посвящен структуре электростатического поля поляризации, перпендикулярного нейтральной плоскости токового слоя. Восстановлен потенциал поля поляризации поперек токового слоя. На рис. 6 показан характерный профиль потенциала поля поляризации попрек токового слоя. Подобный профиль наблюдается в большинстве наклонных токовых слоев. Потенциалы имеют параболический профиль с минимум в нейтральной плоскости, перепад потенциала между нейтральной плоскостью и границей токового слоя лежит в диапазоне от 200 В до 8 кВ. Показано, что наблюдаемые потенциалы согласуются с законом Ома (\mathbf{E} - электрическое поле, \mathbf{B} - магнитное поле, \mathbf{j}_e - плотность тока электронов, n - плотность плазмы, p_e - давление электронов)

$$-\nabla p_e = -en\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{j}_e \times \mathbf{B}]$$
(9)

Наблюдаемый профиль потенциала принципиально не может быть обусловлен градиентом электронного давления (рис. 6), тогда как учет слагаемого [**j**_e×**B**] при условии, что ток в наклонном токовом слое переносится электронами, приводит к более чем удовлетворительному согласию теоретического и наблюдаемого профилей потенциала (рис. 6).

В пятом разделе суммированы результаты экспериментальных данных о структуре наклонных токовых слоев, полученные в рамках данного исследования.

В шестом разделе построена МГД модель наклонного токового слоя. Предполагается, что баланс давления в токовом слое поддерживается ионами, тогда как большая часть тока переносится электронами. Показано, что в рамках такой модели профиль потенциала поляризации имеет вид

$$\phi \approx T_p \left(B_x / B_{ext} \right)^2$$

где T_p - температура протонов в нейтральной плоскости, B_{ext} - магнитное поле в долях. Таким образом, перепад потенциала между нейтральной плоскостью и границей токового слоя составляет ~ $T_p(B_0/B_{ext})^2$, где B_0 - поле на границе токового слоя. Согласно данной модели для типичных условий в магнитосферном хвосте (B_0/B_{ext} ~0.4, T_p ~ 5 кэВ) перепад потенциала составляет ~800 эВ, что согласуется с наблюдениями.



Рис. 6 Характерный профиль потенциала поперек токового слоя, восстановленный по измерениям электрических полей на четырех аппаратах (черные линии). Электростатический потенциал, вычисленный по формуле (9) (серя линия) в предположении, что ток переносится электронами, а также электростатический потенциал, полученный в предположении, что ток электронов равен нулю (пунктир).

<u>Глава 4</u> состоит из семи разделов и посвящена оценке длины магнитосферного хвоста Венеры. В первом разделе обсуждается постановка задачи. При обтекании Венеры силовые трубки солнечного ветра деформируются за счет торможения в области магнитного барьера и нагружения ионосферной плазмой. В магнитосферном хвосте данные силовые трубки имеют геометрию "растянутой рогатки" (рис. 7). Центральные части силовых трубок двигаются с ускорением за счет силы натяжения силовых линий. В результате на некотором расстоянии от планеты центральные части силовых трубок догоняют свои концы, двигающиеся в солнечном ветре. При этом силовая трубка распрямляется, а магнитосферный хвост с характерной геометрией силовых линий заканчивается. Цель главы состоит в оценке расстояния, на котором распрямляется силовая трубка.

Во втором разделе введены обозначения и обсуждаются основные предположения. Используется система координат "привязанная" к направ-

лению межпланетного магнитного поля (ММП): ось х направлена на Солнце, ось у направлена вдоль компоненты ММП перпендикулярной оси х, ось z дополняет систему координат до правой. Нейтральной плоскостью является у=0, магнитное поле В, меняет знак в нейтральной плоскости и достигается значения B_0 в долях, магнитное поле B_{ν} перпендикулярно нейтральной плоскости токового слоя. Толщина токового слоя обозначается /, радиус магнитосферного хвоста *R*, растянутость силовой трубки *L* (расстояние от вершины V до концов K вдоль оси x, см. рис. 7). Плотность плазмы в вершине силовой трубки обозначается $\rho(x)$. Вершина силовой трубки движется вдоль оси x со скоростью v(x). Считается, что концы силовой трубки также двигаются вдоль оси x по границе магнитосферного хвоста (|y|=R) со скоростью солнечного ветра v_{sw}=400 км/с. Начальные условия для движения силовой трубки задаются на расстоянии $x = x_0 = 12R_V (R_V - радиус Вене$ ры) на ночной стороне, где имеются измерения аппарата Pioneer Venus Orbiter [26]. Радиус магнитосферного хвоста $R=2.5R_V$, магнитное поле $B_0(x_0)=15$ нТ, $B_v(x_0)=4$ нТ, растянутость силовой трубки $L(x_0)=10$ R_v , скорость вершины $v(x_0)$ =400 км/с. Отметим, что при x_0 =12 R_V скорость вершины силовой трубки уже совпадает со скоростью ее концов, $v(x_0) \sim v_{sw}$, так что при x>12 R_v силовая трубка сокращается. Характерная альфвеновская скорость $v_A(x_0) = B_0(x_0)/(4\pi\rho(x_0))^{1/2}$ совпадает по порядку величины с тепловой скоростью ит~250 км/с.

В третьем разделе из системы МГД уравнений получена система двух уравнений, которые описывают движение вершины силовой трубки и эволюцию растянутости силовой трубки в зависимости от положения вершины *х*

$$\frac{1}{v_A^2(x_0)v(x_0)} \frac{L^2 l}{R} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{L}{v^2} - \frac{l}{2R} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{L^2}{v^2}\right)$$

$$L(x) = L(x_0) + \int_{x_0}^x (v_{sw} - v) \frac{dx}{v}$$
(9)

Толщина токового слоя не известна, поэтому уравнения (9) рассматриваются в двух предельных случаях. В пределе тонкого токового слоя толщина предполагается равной 0.25*R*_V [26]. В пределе широкого токового слоя толщина полагается равной радиусу магнитосферного хвоста, 2.5*R*_V [27].



Рис. 7 Геометрия силовой трубки в магнитосферном хвосте Венеры в два последовательны момента времени. В момент времени *t_x* силовая трубка деформирована - вершина *V* отстает от концов *K*. В момент времени *t_f* вершина догоняет концы, силовая трубка распрямляется.

В четвертом разделе система уравнений (9) рассматривается в пределе тонкого и широкого токового слоя. В пределе широкого токового слоя силовая трубка распрямляется за ~360 с на расстоянии $44R_V$ от планеты. Скорость вершины в момент распрямления составляет ~600 км/с, что на 30% превышает скорость ее концов в солнечном ветре. В пределе тонкого токового слоя сила натяжения в вершине силовой трубки оказывается больше, поэтому силовая трубка распрямляется за ~160 с на расстоянии $31R_V$ от планеты. Скорость вершины в момент распрямления составляет ~900 км/с, т.е. более чем вдвое превосходит скорость ее концов.

В пятом разделе, состоящем из двух параграфов, рассматривается влияние на процесс распрямления силовой трубки эффекта "убегания" из силовой трубки частиц с малыми питч углами. В четвертом разделе при оценке плотности плазмы в вершине силовой трубки считалось, что ее концы двигаются вдоль границы магнитосферного хвоста |*y*|=*R*. В действительности в процессе распрямления силовой трубки частицы с малыми питч углами убегают за принятые границы, поэтому концы силовой трубки смещаются вдоль оси *y*.

В первом параграфе получено уравнение, описывающее изменение плотности плазмы с учетом эффекта убегания: частицы с определенным питч углом начинают убегать из силовой трубки в тот момент, когда достигается соответствующее отношение магнитного поля в вершине к полю на границе токового слоя. Получена система уравнений, аналогичная системе (9), для скорости вершины силовой трубки и ее растянутости. Во втором параграфе полученная система уравнений рассматривается в пределах широкого и тонкого токового слоя. Показано, что убегание частиц не влияет существенным образом на процесс распрямления силовой трубки в обоих пределах. За время распрямления из силовой трубки убегает не более 25% частиц.

В шестом разделе оценено влияние на процесс распрямления силовой трубки эффекта затекания в силовую трубку плазмы магнитослоя. За время распрямления силовой трубки плазма магнитослоя не успевает заполнить ее полностью как в пределе широкого, так и тонкого токового слоя. Поэтому эффект затекания плазмы магнитослоя не влияет существенно на процесс распрямления силовой трубки и на оценку длины магнитосферного хвоста.

В седьмом разделе обсуждаются полученные результаты, проводится сопоставление с оценкой длины магнитосферного хвоста, полученной в работе [28], обсуждается структура магнитного поля при *x*>40*R*_v. В момент распрямления скорость центральной части силовой трубки превышает скорость ее концов в солнечном ветре. В результате за точкой распрямления вершина силовой трубки начинает обгонять концы, что вновь приводит к деформации силовой трубки. В системе отсчета, связанной с концами силовой трубки, вершина совершает квазипериодические колебания. Данные колебания являются затухающими, поскольку в трубку непрерывно проникается плазма магнитослоя. На некотором расстоянии от планеты колебания вершины полностью затухают и силовая трубка окончательно распрямляется.

<u>Глава 5</u> состоит из пяти разделов и посвящена исследованию поперечной структуры токового слоя в магнитосферном хвосте Венеры по данным аппарата Venus Express. Используется система координат, введенная в Главе 4. В первом разделе обсуждается постановка задачи.

Во втором разделе обсуждаются используемые данные, критерии отбора пересечений токового слоя, определение локальной системы координат и метод анализа профилей магнитного поля. Ориентация нейтральной плоскости токового слоя определяется направлением ММП. Поэтому отбирались пересечения токового слоя, для которых направление ММП остается практически постоянным в течение пересечения токового слоя. Кроме того, рассматривались лишь пересечения TC, наблюдаемые в магнитосферном хвосте, т.е. при x>1.2 R_V , $(y^2+z^2)^{1/2}<1.3 R_V$ [29]. За период с 2006 г. по 2010 г. было отобрано 13 пересечений токового слоя. Для каждого пересечения TC определяется локальная система координат (I,m,n). Вектор **n** направлен практически вдоль оси *y* и представляет собой нормаль к плоскости токового слоя, вектор I представляет направление максимальной вариации и направлен практически вдоль оси *x*. В локальной системе координат при пересечении токового слоя наиболее сильно варьируется магнитное поле *B_i*. Измерения на одном спутнике не позволяют оценить толщину токового слоя, поскольку не известна скорость его движения.

Во втором разделе описывается методика аппроксимации наблюдаемых профилей $B_{i}(t)$ (далее t=0 соответствует моменту пересечения нейтральной плоскости). Используются две модели. В первой модели $B_{t1}(t) = B_0 \tanh(t/T_0)$, т.е. магнитное поле характеризуется одним масштабом T_0 , тогда как во второй модели $B_p(t) = B_1 \tanh(t/T_1) + B_2 \tanh(t/T_2)$, т.е. магнитное поле характеризуется двумя масштабами T₁ и T₂. Параметры моделей определяются путем минимизация среднеквадратичного отклонения наблюдаемого профиля $B_{l}(t)$ от модельных профилей $B_{l1,2}(t)$. В случае, если $B_2 > 0.3B_0 \approx (B_1 + B_2)$ и $T_2 > 2T_1$ профиль $B_1(t)$ считается двухмасштабным. В противном случае профиль $B_{l}(t)$ считается одномасштабным. На рис. 8 представлены наблюдаемые и модельные профили В, для двух токовых слоев. Для токового слоя, представленного на панели (а), параметры одномасштабной модели - В₀=25.9 нТл, Т₀=8.7 с. Для двухмасштабной модели *B*₂<10⁻² нТл, поэтому данный токовый слой является одномасштабным. Для токового слоя, представленного на панели (б), параметры одномасштабной модели - В₀=14.9 нТл, T₀=18 с, параметры двухмасштабной модели - В₁=10.5 нТл, В₂=4.6 нТл, Т₁=10.9 с, Т₂=51 с, так что В₂≈0.3 В₀ и Т₂≈5Т₁. Поэтому, данный токовый слой является двухмасштабным. Рис. 8б подтверждает, что двухмасштабная модель лучше описывает наблюдаемый профиль, чем одномасштабная модель.

В третьем разделе анализируется 13 отобранных пересечений ТС. Показано, что магнитные поля В_n и В_m составляют лишь 10% от магнитного поля на границе токового слоя, В₀. Таким образом, силовые линии сильно вытянуты вдоль оси х. Показано, что 6 ТС являются одномасштабными, тогда как другие 7 ТС обладают двухмасштабной структурой. Обсуждаются физические механизмы, которые могут приводить к формированию одномасштабных и двухмасштабных профилей магнитного поля. Двухмасштабная структура профиля $B_{i}(t)$ может быть, например, обусловлена неравномерностью движения токового слоя в ходе пересечения или же отражает вложенную структуру токового слоя [30]. Кроме того, наблюдения аппарата Cluster в магнитосферном хвосте Земли показывают, что двухмасштабная структура может быть обусловлена многокомпонентностью ионного состава плазмы токового слоя. При наличии в токовом слое в магнитосферном хвосте Земли ионов кислорода О+ [31] профиль плотности тока имеет несколько характерных масштабов [12]. Внутренний масштаб соответствует току, который переносится протонами, тогда как внешний масштаб соответствует току, который переносится ионами O⁺. Толщины данных масштабов составляют несколько гирорадиусов протонов и ионов O⁺, соответственно. Ионная популяция плазмы в магнитосферном хвосте Венеры состоит из протонов и ионов кислорода [32]. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемая двухмасштабная структура профилей магнитного поля обусловлена многокомпонентностью ионной популяции плазмы.



Рис. 8 Профили магнитного поля $B_{l}(t)$ для двух пересечений токового слоя (серая линий). Профиль одномасштабной модели $B_{l1}(t)$ (пунктир) и двухмасштабной модели $B_{l2}(t)$ (сплошная кривая).

В четвертом разделе кратко описана модель тонкого токового слоя, построенная в работе [33] и на примере двух TC проведено сравнение наблюдаемых и модельных профилей. Показано, что одномасштабные TC могут быть объяснены в предположении, что ток переносится одним сортом ионов. Двухмасштабные TC объясняются в предположении, что ток переносится двумя ионными компонентами (протонами и ионами O⁺).

В пятом разделе обсуждаются полученные результаты. Полагая, что наблюдаемая двухмасштабная структура профилей магнитного поля обусловлена именно многокомпонентностью ионной популяции плазмы, показано, что толщина токового слоя составляет несколько ионных гирорадиусов. Отметим, что согласно данным аппарата РVО толщина токового слоя в дальнем хвосте также составляет несколько ионных гирорадиусов [26]. Поскольку плотность ионов O⁺ в TC определяется эффективностью их захвата на дневной стороне, предполагается, что в одномасштабных TC основной ток переносится протонами. Вклад в ток от ионов O⁺ в одномасштабных токовых слоях может быть мал ввиду их малой плотности. Предполагается, что в двухмасштабных TC плотность ионов O⁺ существенно выше, что приводит к формированию двухмасштабной структуры TC.

Положения, выносимые на защиту

- Построены модели двумерных кинетически плоских и осесимметричных токовых слоев, для которых функция распределения частиц является Максвеловской и к-распределением. Показано, что в параметр к определяет скорость убывания магнитного поля и плотности плазмы в нейтральной плоскости с ростом расстояния от планеты.
- Предложен механизм ускорения протонов и тяжелых ионов в магнитосферном хвосте Нептуна за счет топологических перестроек магнитного поля в ходе суточного вращения планеты. Показано, что данный механизм обеспечивает ускорение протонов до энергий ~380 кэВ, и тяжелых ионов N⁺ до энергии ~150 кэВ.
- 3. Показано, что в наклонных токовых слоях в магнитосферном хвосте Земли ток переносится главным образом электронами и более 60% тока течет вдоль магнитного поля. Магнитное поле, направленное вдоль тока, составляет ~50% от величины магнитного поля на границе токового слоя. Показано, что потенциал электрического поля поляризации имеет профиль с минимумом в нейтральной плоскости токового слоя. Перепад потенциала между нейтральной плоскостью и границей токового слоя составляет от 200 В до 12 кВ. Наблюдаемые профили потенциала позволяют сделать вывод о том, что большая часть тока переносится электронами. Построена МГД модель наклонного токового слоя.
- 4. Получена оценка длины магнитосферного хвоста Венеры. Показано, что в зависимости от толщины токового слоя длина магнитосферного хвоста лежит в диапазоне от 31 *R*_V до 44 *R*_V.
- 5. Показано, что поперечные профили магнитного поля в токовом слое в магнитосферном хвосте Венеры могут иметь двухмасштабную структуру. Предложено объяснение двухмасштабной структуры в рамках многокомпонентной модели тонкого токового слоя, в которой предполагается, что ток переносится протонами и ионами О⁺. Теоретически предсказано, что толщина токового слоя составляет несколько ионных гирорадиусов.

Публикации по теме диссертации

- I. Васько И.Ю., Попов В.Ю, Кинетическая модель двумерного цилиндрического токового слоя// Вестник МГУ. 2012. Т. 3. №1. С. 38-42.
- II. Vasko I.Y., Malova H.V., Artemyev A.V., Zelenyi L.M., Charged particle acceleration by induction electric field in Neptune magnetotail// Planetary and Space Science. 2012. V. 73. p. 168-177.
- III. Vasko I.Y., Artemyev A.V., Popov V.Y., Malova H.V., Kinetic models of twodimensional plane and axially symmetric current sheets: Group theory approach//Physics of Plasmas. 2013. V. 20, p. 022110-022110-9.
- IV. Васько И.Ю., Зеленый Л.М., Попов В.Ю., Оценка длины магнитосферного хвоста Венеры //Астрономический вестник (принято в печать).
- V. Vasko I.Y., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R., Zelenyi L.M., The structure of strongly titled current sheets in the Earth magnetotail// Ann. Geophys. (принято в печать).
- VI. Vasko I.Y., Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Malova H.V., Zhang T.L., Fedorov A.O., Popov V.Y., Barabash S., Nakamura R., The structure of the Venusian current sheet// Planetary and Space Science (отправлена в журнал).

Список литературы

- 1. Parker E.N. Spontaneous current sheets in magnetic fields// Oxford University Press. 1994.
- 2. Y.L.Sasunov, et.al., Kelvin-Helmholtz stability of reconnection exhausts in the solar wind// Geophys.Res.Lett. 2012. V. 39. P. L06104.
- Baumjohann W., Blanc M., Fedorov A., Glassmeier K.H., Current Systems in Planetary Magnetospheres and lonospheres// Space Sci. Rev. 2010. V. 152. P. 99.
- 4. McComas D.J., et al., The Giacobini-Zinner magnetotail Tail configuration and current sheet// J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 1139.
- 5. Buechner J., Locating current sheets in the solar corona// Space Sci. Rev. 2006. V. 122. P. 149.
- 6. Khodachenko M.L., et al. Magnetospheres of "Hot Jupiters": The Importance of Magnetodisks in Shaping a Magnetospheric Obstacle// Ap.J. 2012. V.744. P. 70.
- 7. Arons J., Pulsar Wind Nebulae as Cosmic Pevatrons: A Current Sheet's Tale// Space Sci. Rev. 2012. V. 173. P. 341.
- 8. Yamada M., Kulsrud R., Ji H., Magnetic reconnection// Rev. Modern Phys. 2010. V. 82. P. 603.
- 9. Франк А.Г. Динамика токовых слоев как основа вспышечных явлений в замагниченной плазме// УФН. 2010. Т. 180. № 9.

- 10. Artemyev A.V., Zelenyi L.M., Kinetic structure of current sheets in the Earth magnetotail// Space Sci. Rev. 2013. V. 178. P. 419.
- 11. Lui A.T., Potential Plasma Instabilities For Substorm Expansion Onsets// Space Sci. Rev. 2004. V. 113. P. 127.
- 12. Зеленый Л.М., и др., Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: рановесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц// Физика плазмы. 2011. Т. 37. №2. С. 137.
- 13. Kennel C.F., Coroniti F.V., Is Jupiter's magnetosphere like a pulsar's or earth's// Space Sci. Rev. 1975. V. 17. P. 857.
- 14. I.F.Shaikhislamov, et.al., Laboratory simulation of field-aligned currents in an experiment on laser produced plasma interacting with a dipole// Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 105005.
- 15. И.М. Подгорный, Р.З. Сагдеев, Физика межпланетной плазмы и лабораторные эксперименты// УФН. Т. 89. С. 409.
- 16.Н.Х. Ибрагимов, Опыт группового анализа обыкновенных дифференциальных уравнений// Математика и Кибернетика. 1991. Т. 7. С. 37.
- 17.Siscoe G.L., Two magnetic tail models for `Uranus' // Planet. Sp. Sci. 1971. V. 19. P. 983.
- 18. Belcher J.W., et al., Plasma observations near Neptune Initial results from Voyager 2// Science. 1989. V. 246. P. 1478.
- 19. Harris E.G., On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field// Nuovo Cimento. 1962. V. 23. P. 115.
- 20. Laval G., Pellat R., Vuillemin M., Instabilit'es 'electromagn'etiques des plasmas sans collisions// Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. V. II. P. 259.
- 21. Kennel C.F., Magnetospheres of the Planets// Space Sci. Rev. 1973. V. 14. P. 511.
- 22. Zhang T.L., et al., A wavy twisted neutral sheet observed by CLUSTER// Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. P. 1899.
- 23. Sergeev V., et al., Orientation and propagation of current sheet oscillations// Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. 5807.
- 24. Petrukovich A.A., et.al., Formation of current density profile in tilted current sheets// An. Geo. 2008. V. 26. P.3669.
- 25. Buechner J., Zelenyi L.M., Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals. I Basic theory of trapped motion// J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 11821.
- 26. Moore K.R., et a., A statistical study of ions and magnetic fields in the Venus magnetotail// J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 12005.
- 27. Saunders M.A., Russell C.T., Average dimension and magnetic structure of the distant Venus magnetotail// J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 5589.

- 28. Vaisberg O.L., Zelenyi L.M., Formation of the plasma mantle in the Venusian magnetosphere// ICARUS. 1984. V. 58. P. 412.
- 29. Zhang T.L., et al., Hemispheric asymmetry of the magnetic field wrapping pattern in the Venusian magnetotail// Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. 14202.
- 30. Petrukovich A.A., et al., Embedded current sheets in the Earth's magnetotail// J. Geophys. Res. 2011. V. 116. P. 0.
- Kistler L.M., et al., Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O⁺ dominated thin current sheet// J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. 6213.
- 32. Vaisberg O., et al., Structure of the Venus tail// American Geophysical Union Geophysical Monograph Series. 1994. V. 84. P. 207.
- 33. Zelenyi L.M., et al., ``Matreshka'' model of multilayered current sheet// Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. P. 5105

055(02)2

Ротапринт ИКИ РАН 117997, Москва, Профсоюзная 84.32

Подписано к печати

Заказ