

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Физический Факультет

На правах рукописи

Васько Иван Юрьевич

Математические модели токовых слоев в магнитосферных хвостах планет

01.04.02 - теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н. В. Ю. Попов

Москва

2014

Пользуюсь возможностью выразить свою благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. В.Ю. Попову за поддержку во время работы над диссертацией. Автор глубоко признателен академику Л.М. Зеленому и к.ф.-м.н. А.В. Артемьеву за постановку задач и обсуждения. Автор признателен всем соавторам статей, результаты которых легли в основу диссертации, за совместную работу: Петрукович А.А., Малова Х.В., Nakamura R.

Оглавление

Введение	7
1.1 Межпланетная среда	7
1.2 Типы планетарных магнитосфер	8
1.3 Магнитосфера Земли	10
1.3.1 Морфология магнитосферы	10
1.3.2 Магнитосферный хвост и токовый слой	12
1.4 Магнитосфера Юпитера	16
1.5 Магнитосфера Нептуна	19
1.6 Магнитосфера Венера	21
1.6.1 Морфология магнитосферы	22
1.6.2 Магнитосферный хвост и токовый слой	24
1.7 Модели токовых слоев	30
1.7.1 Кинетический подход к описанию плазменных равновесий	30
1.7.2 МГД подход к описанию плазменных равновесий	34
1.7.3 Модели плоских токовых слоев	37
1.7.4 Модели осесимметричных токовых слоев	42
1.8 Актуальность исследования	44
Часть 1.	
Двумерные кинетические модели осесимметричных и плоских токовых слоев	47
2.1 Модели осесимметричных токовых слоев	47
2.1.1 Уравнение на векторный потенциал	47
2.1.2 Групповой анализ уравнения	49

2.1.3	Функции распределения частиц	52
2.1.4	Инвариантные решения	54
2.2	Модели плоских ТС	60
2.2.1	Уравнение на векторный потенциал	60
2.2.2	Групповой анализ уравнения	61
2.2.3	Функции распределения частиц	62
2.2.4	Инвариантные решения	63
2.3	Обсуждение результатов	68

Часть 2

Модель ускорения заряженных частиц в магнитосферном хвосте Нептуна.	71
--	-----------

3.1	Механизмы ускорения частиц	71
3.2	Модель топологической перестройки магнитосферного хвоста	73
3.2.1	Модель магнитного поля	73
3.2.2	Модель электрического поля	75
3.3	Теоретические оценки	77
3.3.1	Оценка максимальной энергии	78
3.3.2	Зависимость средней по спектру энергии от времени перестройки .	80
3.4	Моделирование процесса ускорения	82
3.4.1	Постановка численного эксперимента	82
3.4.2	Результаты численного моделирования	83
3.5	Обсуждение результатов	88
3.5.1	Сравнение с наблюдениями аппарата Voyager-2	88
3.5.2	Обсуждение модели магнитного и электрического полей	88

Часть 3

Модель электростатического потенциала в наклонных токовых слоях	91
--	-----------

4.1	Горизонтальный и наклонный токовые слои	91
4.2	Экспериментальные данные	93
4.2.1	Данные аппарата Cluster	93
4.2.2	Методы анализы данных	93
4.3	Пример пересечения наклонного токового слоя	95

4.4	Статистическое исследование наклонных ТС	101
4.4.1	Магнитное поле и плазменные параметры	101
4.4.2	Метод восстановление электростатического поля поляризации	106
4.4.3	Структура электростатического поля поляризации	108
4.5	Результаты экспериментального исследования	112
4.6	Теоретическая модель наклонного ТС	112

Часть 4

Продольная структура магнитосферного хвоста Венеры	117	
5.1	Постановка задачи	117
5.2	Основные предположения и обозначения	118
5.3	Движение вершины силовой трубы	119
5.4	Оценка длины хвоста без учета эффекта убегания частиц	122
5.5	Влияние эффекта убегания частиц на процесс распрямления силовой трубы	123
5.5.1	Эволюция плотности плазмы за счет эффекта убегания частиц	123
5.5.2	Оценка длины хвоста с учетом эффекта убегания частиц	125
5.6	Влияние эффекта затекания плазмы магнитослоя	126
5.7	Обсуждение результатов	128

Часть 5

Поперечная структура токового слоя в магнитосферном хвосте Венеры	131	
6.1	Поперечная структура токового слоя	131
6.2	Критерии отбора пересечений токового слоя	132
6.3	Анализ пересечений токового слоя	136
6.3.1	Одномасштабные и двухмасштабные токовые слои	136
6.3.2	Механизмы формирования двухмасштабной структуры токового слоя	138
6.4	Объяснение наблюдаемых профилей магнитного поля	139
6.4.1	Модель ТТС	139
6.4.2	Интерпретация наблюдаемых профилей	140
6.5	Обсуждение	142

Введение

With magic, you can turn a frog into a prince. With science, you can turn a frog into a Ph.D and you still have a frog you started with.

Terry Pratchett, *The Science of Discworld*

1.1 Межпланетная среда

В 50х-60х годах XX века было выдвинуто предположение о том, что межпланетное пространство заполнено плазмой, истекающей из Солнца (см. обзор [104]). К этому заключению привело, в частности, обнаружение корреляций между наблюдениями вспышек на Солнце, магнитосферных суббурь и полярных сияний. Предполагалось, что в момент вспышки в межпланетное пространство выбрасывается облако заряженных частиц, которое при столкновении с магнитным полем Земли приводит к инициации суббури (т.е. вариаций магнитного поля на поверхности планеты). Наблюдения кометных хвостов [37], а также наблюдения суббурь при отсутствии солнечных вспышек показали, что, в действительности, межпланетное пространство заполнено непрерывным потоком заряженных частиц, скорость которых $\sim 500 - 1500$ км/с. Регулярные и спорадические вариации интенсивности галактических космических лучей, наблюдавшиеся на Земле, позволили предположить, что межпланетное пространство пронизано магнитным полем (см. обзор [104]).

Таким образом, реализуется некоторый механизм, обеспечивающий пополнение межпланетного пространства солнечной плазмой и формирование межпланетного магнитного поля (ММП). Концепция данного механизма была предложена в работе [129]. Оказалось, что при существующем распределении температуры плазмы солнечной короны невозможно ее гидростатическое равновесие. Плазма непрерывно истекает из

Солнца за счет радиального градиента давления. Поскольку плазма солнечной короны обладает большой проводимостью ее истечение приводит к тому, что магнитное поле Солнца “вытягивается” в межпланетное пространство. Межпланетное магнитное поле лежит практически в плоскости эклиптики, а силовые линии имеют спиральную форму (т.н. модель Паркера [129, 130]). Поток плазмы солнечной короны принято называть солнечным ветром (СВ). Потоки СВ простираются вплоть до гелиосферной ударной волны, где они перемешиваются с потоками межзвездного газа.

На данный момент собрана относительно подробная информация об эволюции параметров СВ и ММП с удалением от Солнца (далее в этом разделе r - радиальное расстояние от Солнца в а.е.). На орбите Меркурия поток СВ является уже сверхзвуковым. Скорость солнечного ветра за орбитой Меркурия практически не варьируется и равна ~ 400 км/с, концентрация плазмы $n \sim 7 \cdot r^{-2}$ см $^{-3}$, радиальное магнитное поле $B_r \sim 5 \cdot r^{-2}$ нТ, азимутальное магнитное поле $B_\varphi \sim 5 \cdot r^{-1}$ нТ, температуры ионов и электронов $\sim 1 \cdot r^{-4/3}$ эВ и $\sim 10 \cdot r^{-4/3}$ эВ [91, 130]. Модель Паркера согласуется с данными спутниковых наблюдений при их усреднении по достаточно большим промежуткам времени (порядка дней). На фоне крупномасштабной структуры СВ наблюдаются существенные вариации его параметров, связанные со спорадическими процессами на Солнце (вспышки, корональные выбросы массы).

Таким образом, планеты солнечной системы погружены в поток плазмы СВ с вморо-женным в нее ММП. Взаимодействие магнитных полей планет (или атмосфер планет) с потоком СВ приводит к ряду явлений, которые интересны с фундаментальной точки зрения. В частности данное взаимодействие приводит к формированию планетарных магнитосфер.

1.2 Типы планетарных магнитосфер

Характер взаимодействия планеты с потоком СВ определяется наличием у планеты собственного магнитного поля [114]. Среди планет солнечной системы собственным магнитным полем обладают Меркурий, Земля, Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун (см., например, обзор [46]). Магнитное поле планеты на достаточном от нее расстоянии яв-ляется дипольным. Поэтому в первом приближении взаимодействие таких планет с потоком СВ представляет собой обтекание магнитного диполя потоком замагниченной

плазмы. Первые работы, посвященные структуре земной магнитосферы, были выполнены именно в рамках такого приближения [218]. Магнитное поле планеты является эффективным препятствием для плазмы СВ. Из условия равенства кинематического давления плазмы и давления магнитного поля нетрудно оценить расстояние D_P , на котором происходит стагнация потока СВ (см., например, обзор [91])

$$D_P = R_P \left(\frac{B_P^2}{8\pi\rho_{sw}v_{sw}^2} \right)^{1/6} \quad (1.1)$$

где R_P , B_P - радиус планеты и магнитное поле на ее поверхности, ρ_{sw} , v_{sw} - плотность и кинематическая скорость СВ на орбите планеты.

Собственное магнитное поле Венеры на поверхности планеты не превышает ~ 0.1 нТ [152]. Тогда для точки стагнации получим $D_V \sim 0.3R_V$, поэтому магнитное поле Венеры не играет никакой роли при взаимодействии с потоком СВ. Отметим, что крупномасштабное магнитное поле отсутствует и у Марса (имеются лишь отдельные намагниченные области на поверхности планеты). Однако, Венера и Марс имеют атмосферы с высотой порядка 400 км. Верхние слои атмосферы ионизованы и обладают высокой проводимостью. В первом приближении взаимодействие Венеры и Марса с потоком СВ представляет обтекание высокопроводящего тела потоком замагниченной плазмы. Эффективным препятствием для СВ является магнитное поле, которое создается токами в ионосфере, индуцированными электрическим полем конвекции в СВ (см. детальное обсуждение в разделе 1.6). Поэтому для планет, не обладающих собственным магнитным полем, стагнация потока плазмы происходит приблизительно на уровне верхних слоев ионосферы, т.е. $D_P \sim R_P$.

Торможение СВ вблизи эффективного препятствия приводит к формированию на дневной стороне планеты отошедшей ударной волны на расстоянии $\sim 1.3D_P$ (см., например, обзор [91]) и формированию полости, называемой магнитосферой. Глобальная структура магнитосферы существенно зависит от типа эффективного препятствия и ряда факторов: величины собственного магнитного поля, размеров магнитосферы, скорости вращения планеты, характеристик ионосферы планеты, источников магнитосферной плазмы и др. По этой причине для каждой планеты характерны свои структурные особенности. В следующих разделах приведен краткий обзор магнитосфер планет, которые рассматриваются в диссертации.

1.3 Магнитосфера Земли

По понятным причинам наиболее полная информация получена о свойствах околоземного пространства. Исследованию последнего было посвящено множество односпутниковых миссий (например, Explorer 33, 35, IMP, AMPTE, Geotail, советские спутники Прогноз), двухспутниковых миссий (ISEE, Interball), а также многоспутниковых миссий Cluster и THEMIS, действующих по настоящее время. Далее мы остановимся на некоторых результатах этих исследований.

1.3.1 Морфология магнитосферы

На рис. 1.1 представлен схематический рисунок околоземного пространства. Далее будет использоваться система координат GSM: ось X направлена от Земли к Солнцу, ось Z направлена вдоль проекции Земного диполя на плоскость, перпендикулярную оси X , ось Y дополняет систему координат до правой и направлена с утра на вечер. Головная ударная волна в подсолнечной точке расположена на расстоянии $\sim 13R_E$. Магнитопауза - граница между магнитосферой и потоком СВ. Область между ударной волной и магнитопаузой называется магнитослоем. За ударной волной на дневной стороне поток СВ становится дозвуковым, однако за плоскостью терминатора (т.е. плоскостью YZ) является уже сверхзвуковым (см. например [179, 180]). Поток СВ деформирует дипольное поле Земли на дневной стороне, тогда как наочной стороне магнитное поле вытягивается вдоль направления потока СВ. В зависимости от расстояния до Земли наочной стороне выделяют три области: плазмосфера, радиационные пояса, магнитосферный хвост.

Плазмосфера простирается от нижних слоев ионосферы (~ 500 км) до $\sim 4R_E$. Основным источником плазмы в этой области является ионосфера. Магнитное поле в плазмосфере практически не отклоняется от дипольного, поскольку тепловое давление плазмы существенно меньше давления магнитного поля. Электрическое поле, генерируемое в ионосфере за счет суточного вращения планеты $\sim 20(R_E/r)^2$ мВ/м приводит к коротации плазмы в области плазмосферы [80, 91]. На расстоянии большем $4R_E$ электрическое поле коротации становится сравнимым с электрическим полем конвекции, ~ 0.3 мВ/м [10], которое возникает за счет обтекания планеты потоком СВ (см. обзор [91]). Поэтому вне плазмосферы динамика плазмы определяется во многом влиянием

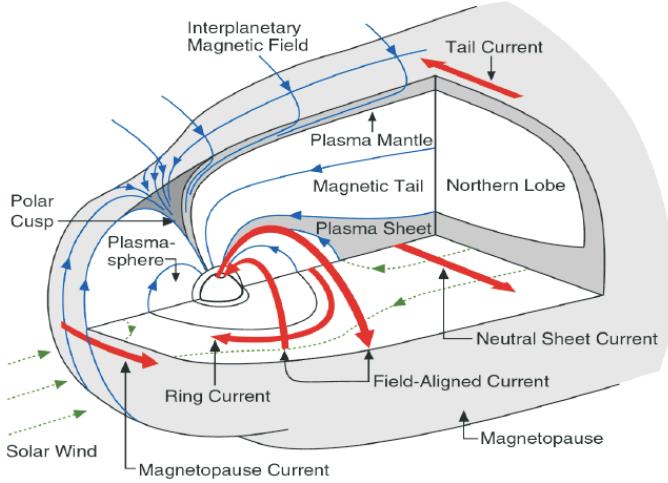


Рис. 1.1: Схематическая картина магнитосферы Земли

СВ.

Область от $\sim 5R_E$ до $\sim 9R_E$ является областью внешнего радиационного пояса. Эта область магнитосферы пополняется в основном за счет инжекций энергичных потоков горячей плазмы (со скоростями > 200 км/с и температурой ~ 5 кэВ) из магнитосферного хвоста [29]. При распространении из магнитосферного хвоста к Земле, быстрые потоки частиц (bursty bulk flows) [9, 151] останавливаются на расстоянии $\sim 10R_E$ сильным магнитным полем земного диполя. Определенная доля частиц проникает в область радиационных поясов. Интенсивность инжекций плазмы определяет интенсивность кольцевого тока (см. рис. 1.1). В возмущенных условиях кольцевой ток оказывает существенное влияние на магнитное поле в области радиационных поясов.

Измерения магнитного поля на спутнике IMP показали, что на расстоянии больше $10R_E$ магнитное поле существенно отклоняется от дипольного [77, 124]. В этой области, называемой магнитосферным хвостом, необходимо принимать во внимание плазменные токи. Оказалось, что плазменный ток распределен поперек магнитосферного хвоста неравномерно. Существенная часть тока сконцентрирована в сравнительно тонкой области, называемой токовым слоем (ТС). Токовый слой представляет собой самосогласованную магнитоплазменную структуру - движение частиц в поле ТС приводит к возникновению тока, который поддерживает конфигурацию магнитного поля ТС. Спутниковые наблюдения показали, что устойчивость ТС во многом определяет

динамику магнитосферного хвоста (см. обзоры [4, 13, 30, 41, 45]). Далее основной акцент сделан на обзоре результатов исследований, посвященных структуре магнитосферного хвоста и токового слоя.

1.3.2 Магнитосферный хвост и токовый слой

Магнитосферный хвост состоит из двух долей, которые разделены нейтральной плоскостью $z = 0$. В северной доле ($z > 0$) магнитное поле направлено практически на Солнце, а в южной доле ($z < 0$) имеет противоположное направление. Силовые линии сильно вытянуты вдоль потока СВ (т.е. вдоль оси X). Вытянутая конфигурация хвоста поддерживается плазменным током в направлении утро-вечер (вдоль оси Y), который сконцентрирован в ТС. В первом приближении структура магнитного поля в магнитосферном хвосте описывается следующей феноменологической моделью

$$\mathbf{B} = B_{ext}(x) \tanh\left(\frac{z}{L(x)}\right) \mathbf{e}_x + B_z \mathbf{e}_z \quad (1.2)$$

где B_{ext} - величина магнитного поля в долях, L - характерный масштаб вариации магнитного поля поперек ТС, B_z - магнитное поле перпендикулярное плоскости ТС ($B_z \ll B_{ext}$). Модель (1.2) дает представление о геометрии силовых линий, однако не отражает действительного распределения плотности тока в магнитосферном хвосте (см. обсуждение ниже).

Существенная информация о структуре магнитосферного хвоста была получена уже в рамках первых односпутниковых миссий (см. обзор [125]). Радиус магнитосферного хвоста растет от $\sim 10R_E$ при $x \sim -15R_E$ до $\sim 20R_E$ при $x \sim -30R_E$ и остается постоянным при $x < -30R_E$. Магнитное поле в долях падает с удалением от планеты $B_{ext} \sim |x|^{-h}$, где $h \sim 0.3 - 0.8$ [31, 117]. На расстоянии $x \sim -15R_E$ магнитное поле в долях составляет ~ 30 нТ. Измерения на аппарате IMP показали, что толщина ТС существенно меньше радиуса магнитосферного хвоста [177].

Магнитосферный хвост (и ТС) находится в непрерывном движении (“flapping”-колебания), так что при пересечении магнитосферного хвоста обычно наблюдается несколько пересечений ТС [177]. “Flapping”-колебания магнитосферного хвоста (и ТС) могут быть обусловлены изменением направления потока СВ или развитием собственных мод неустойчивости ТС. Поскольку скорость движения ТС не может быть определена в рамках односпутниковых миссий, в первых миссиях не удалось определить

толщину ТС.

Основным источником плазмы ТС является СВ и ионосфера Земли. Протоны СВ проникают в магнитосферный хвост с флангов магнитосферы, а также при конвекции плазмы из дальнего хвоста. Ионосферные ионы (в основном ионы O^+) инжектируются в магнитосферный хвост во время геомагнитных возмущений [96]. Температура протонов и электронов в ТС составляет $\sim 1 - 5$ кэВ и $\sim 0.1 - 1$ кэВ, плотность плазмы в ТС составляет $\sim 0.1 - 1$ см $^{-3}$.

Одновременные измерения магнитного поля на двух аппаратах были впервые выполнены в рамках миссии ISEE-1,2 [113]. Авторы работы [113] рассмотрели три пересечения ТС. По временным задержкам между наблюдениями магнитного поля на двух аппаратах авторы определили, что ТС движется со скоростью $\sim 20 - 100$ км/с. По известной скорости движения были получены профили плотности тока и была дана оценка толщины ТС. Оказалось, что плотность тока распределена поперек ТС неравномерно - интенсивный ТС (плотность тока ~ 10 нА/м 2) вложен в более широкий и менее интенсивный ТС (плотность тока ~ 2 нА/м 2). Толщина вложенного интенсивного ТС составляла ~ 3000 км - 10000 км. Именно вложенная структура ТС не учитывается в модели (1.2).

Качественно новый этап в исследовании структуры ТС магнитосферного хвоста Земли начался с запуском в 2000 г. четырех спутниковой миссии Cluster. Расстояние между спутниками варьируется в течение миссии, что позволяет исследовать структуры различных масштабов. Например, среднее расстояние между спутниками в 2002 г. составляло ~ 3600 км, тогда как в 2003 г. спутники были разнесены на расстояние ~ 230 км. Измерения магнитного поля в четырех точках позволили достоверно определить многие характеристики ТС, которые невозможно было получить по данным измерений односпутниковых и двухспутниковых миссий: плотность тока, скорость движения ТС, направление нормали к ТС. Таким образом, измерения аппаратов Cluster позволили впервые получить статистически достоверную информацию о структуре ТС [13, 30, 41].

Оказалось, что толщина ТС может быть сопоставима с гирорадиусом тепловых протонов и составляет $\sim 500 - 3000$ км [148, 150]. Характерная величина плотности тока в подобных тонких ТС составляет ~ 10 нА/м 2 [150]. Наблюдаются и весьма интенсивные ТС, толщина которых ~ 300 км, а плотность тока достигает ~ 60 нА/м 2 [19, 123]. Измерения аппарата Cluster подтвердили вложенную структуру ТС: тонкий ТС вложен в

более широкий плазменный слой. Другими словами, профиль плотности тока вложен в профиль плотности плазмы, так что при пересечении ТС плотность тока существенно падает к границам ТС, тогда как плотность плазмы варьируется менее чем на 30% [149]. Магнитное поле на границе ТС составляет в среднем $\sim 40\%$ от магнитного поля в долях [17, 138].

Измерения аппарата Cluster позволили достоверно определить профили плотности тока поперек ТС. По типу профиля плотности тока наблюдаемые ТС были классифицированы на три группы [150]: ТС с максимумом плотности тока в нейтральной плоскости; бифуркованные ТС с двумя максимумами плотности тока вне нейтральной плоскости; асимметричные ТС, в которых максимум плотности тока смещен относительно нейтральной плоскости.

Структура ТС определяет возможность развития различных неустойчивостей, которые, как считается на данный момент, приводят к разрыву ТС и иницииации суббури [103, 132]. Данные аппарата Cluster позволили провести детальное сопоставление свойств наблюдаемых ТС с предсказаниями теоретических моделей (подробный обзор моделей ТС приведен в разделе 1.7). Одна из первых моделей ТС магнитосферного хвоста Земли была построена в работе [76]. В этой модели не учитывается, однако, магнитное поле B_z перпендикулярное плоскости ТС. Существует два класса моделей, в рамках которых удается учесть магнитное поле B_z . Магнитное поле B_z учитывается в двумерных изотропных моделях [42, 89, 155], в которых предполагается, что магнитное поле варьируется как в направлении перпендикулярном нейтральной плоскости, так и с удалением от планеты (т.е. магнитное поле зависит от x и z). Давление плазмы полагается изотропным, поэтому в подобных двумерных моделях натяжение силовых линий вдоль осей X и Z поддерживается градиентом давления плазмы. В работах [60, 166, 205] были развиты одномерные модели ТС (т.н. модели тонкого токового слоя (ТТС)) с $B_z = \text{const}$. В модели ТТС баланс давления вдоль оси Z поддерживается за счет градиента давления, тогда как баланс давления вдоль оси X поддерживается за счет анизотропии плазменного давления. В модели ТТС предполагается, что ток переносится протонами на разомкнутых “спайсеровских” траекториях [175, 176].

Анализ измерений аппарата Cluster показал, что профили магнитного поля и вариация параметров плазмы поперек ТС удовлетворительно описываются моделью ТТС [1, 14]. Более того, параметры наблюдаемых ТС попадают в область устойчивости по

отношению к развитию разрывной неустойчивости для модели ТТС [2]. Функции распределения протонов, наблюдаемые в ТС, согласуются с предсказаниями модели ТТС [15, 219]. В рамках модели ТТС удается объяснить структуру бифурцированных ТС - подобная структура объясняется вкладом в ток захваченных частиц [206]. Кроме того, наблюдения аппарата Cluster показали, что основной ток в ТС переносится электронами. В рамках модели ТТС, согласно которой ток переносится "спайсеровскими" ионами, эти наблюдения объясняются эффектом Холла [209]. Именно, за счет разделения движения ионов и электронов (поляризация плазмы) в ТС возникает электростатическое поле направленное к Земле. Данное электростатическое поле приводит к дрейфу заряженных частиц на утренний фланг, что уменьшает вклад в полный ток протонов и увеличивает вклад электронов.

Не смотря на успех модели ТТС в объяснении свойств ТС в магнитосферном хвосте Земли, имеющиеся данные не позволяют однозначно ответить на вопрос о том, за счет чего поддерживается баланс давления в ТС вдоль оси X . Так, в работе [15] было отмечено, что свойства наблюдаемых ТС могут непротиворечиво объяснены также в рамках двумерных моделей. С экспериментальной точки зрения отличие моделей ТТС и двумерных моделей заключается в структуре функции распределения ионов. В модели ТТС функция распределения пролетных ионов в нейтральной плоскости имеет характерную серповидную форму. Однако, по оценкам данным в работе [17] доля пролетных ионов, которые могли бы создавать тонкий ТС, составляет менее 10 – 20%. Остальные 80% частиц представляют собой фоновую плазму, которая переносит лишь небольшой ток. Наблюдаемые функции распределения ионов не позволяют однозначно выделить пролетные ионы с характерной серповидной функцией распределения из фоновой плазмы (см. обзор [1]). Отметим, что данное замечание относится к наблюдениям ТС в спокойных условиях. В работе [219] было показано, что в возмущенных условиях (перед разрывом ТС), доля пролетных частиц увеличивается и наблюдаемая функция распределения согласуется с предсказаниями модели ТТС. Также отметим, что в работах [50, 167] были предложены модели бифурцированных ТС альтернативные модели ТТС [206].

Неожиданным оказалось обнаружение наклонных ТС в хвосте Земной магнитосфера [214]. В работе [214] были представлены пересечения ТС, для которых градиент магнитного поля направлен практически вдоль линии утро-вечер (т.е. вдоль оси Y), а

плотность тока имеет существенную компоненту вдоль оси Z [158]. Подобная структура ТС кардинально отличается от классической конфигурации ТС, для которой градиент магнитного поля направлен практически вдоль оси Z и поддерживается током в направлении утро-вечер (т.н. горизонтальный ТС). При последовательном пересечении нескольких наклонных ТС Z - компонента плотности тока меняет знак. Наблюдение наклонных ТС объясняется распространением вдоль ТС нелинейной волны. Волна распространяется из центральной части магнитосферного хвоста на переферию [158]: наклонные ТС, наблюдаемые на утреннем (вечернем) фланге, движутся на утренний (вечерний) фланг. В работе [215] представлены одновременные наблюдения наклонного ТС на спутниках Cluster ($x \sim -17R_E$) и спутнике Double-Star ($x \sim -11R_E$). Таким образом, волна, распространяющаяся по ТС, является крупномасштабной структурой вдоль оси X . В отличие от горизонтальных ТС, внутренняя структура наклонных ТС изучена относительно слабо. Ее исследование представляет интерес как с точки зрения устойчивости наклонного ТС, так и с точки зрения изучения механизма генерации волн, которые приводят к формированию наклонных ТС. В настоящей диссертации исследованию равновесной структуры наклонных ТС посвящена Глава 3.

1.4 Магнитосфера Юпитера

Первые экспериментальные данные о магнитосфере Юпитера были получены на аппаратах Pioneer-10,11 (пролет 1979 г.), Voyager-2 (пролет 1981 г.) и Galileo (выведен на орбиту в 1995 г.). Магнитное поле Юпитера на его поверхности составляет $\sim 4 \cdot 10^5$ нТ [126, 171], угол между осью вращения и магнитным диполем составляет $\sim 10^\circ$, период суточного обращения равен ~ 10 ч. Pioneer-10 обнаружил, что стагнация потока СВ происходит на расстоянии $\sim 60R_J$ (см. рис. 1.2), что на 30% превышает оценку расстояния до точки стагнации по формуле (1.1) [72]. Это расхождение связано с давлением плазмы во внутренней магнитосфере. Существенным источником плазмы во внутренней магнитосфере Юпитера является спутник Ио. Вулканическая активность Ио приводит к инжекции порядка ~ 1 т/с тяжелых нейтральных частиц, которые ионизуются за счет столкновений с энергичными электронами, приводя к возникновению ионов S^+ , O^+ и т.д.).

Электрическое поле коротации, возникающее за счет вращения планеты, равно

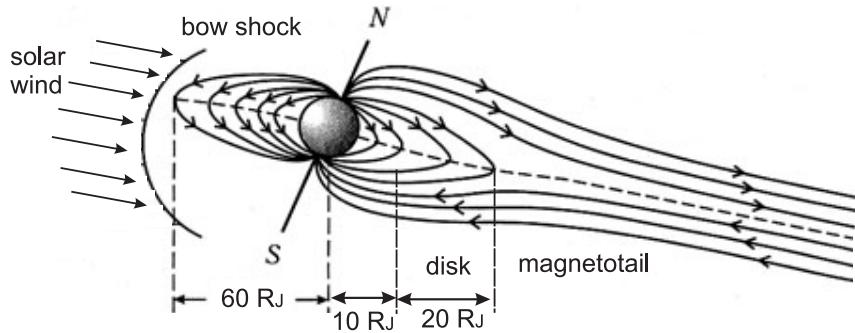


Рис. 1.2: Схематическая картина магнитосферы Юпитера

$\sim 4(R_J/r)^2$ мВ/м, тогда как электрическое поле конвекции составляет ~ 0.03 мВ/м [91]. Вплоть до расстояний $\sim 20R_J$ поле коротации сопоставимо с полем конвекции и существенно влияет на динамику плазмы. На расстоянии $r > 30R_J$ динамика плазмы определяется уже влиянием СВ.

Далее используется система JSE: ось X направлена от планеты к Солнцу, ось Z направлена перпендикулярно плоскости эклиптики, ось Y дополняет систему координат до правой. Будем также использовать радиальное расстояние $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Наочной стороне планеты в магнитосфере выделяют три области: внутренняя магнитосфера ($r < 10R_J$), магнитодиск ($r \sim 10 - 20R_J$), магнитосферный хвост ($r > 20R_J$) [72, 171]. Во внутренней магнитосфере давление плазмы существенно меньше давления магнитного поля [67], поэтому магнитное поле практически не отклоняется от дипольного [171]. В области магнитодиска давление плазмы уже сопоставимо с давлением магнитного поля [67]. Магнитное поле имеет не дипольную радиальную компоненту, которая поддерживается плазменными токами. Как во внутренней магнитосфере, так и в области магнитодиска существенную роль в динамике плазмы играет электрическое поле коротации. В магнитосферном хвосте магнитное поле имеет существенно не дипольный характер (с удалением от планеты величина магнитного поля падает $\sim r^{-1.2}$ [67]). Динамика плазмы в магнитосферном хвосте уже не определяется влиянием электрического поля коротации - на первый план выходит влияние электрического поля конвекции СВ.

Нейтральная плоскость в области магнитодиска совпадает с экваториальной плоскостью дипольного поля, тогда как в магнитосферном хвосте нейтральная плоскость

направлена вдоль по потоку СВ [32, 70, 95]. Суточная прецессия магнитного диполя приводит к колебаниям нейтральной плоскости с периодом ~ 10 ч. За счет суточной прецессии спутник, находящийся в магнитосферном хвосте, каждые 5 ч. пересекает нейтральную плоскость ТС. Кроме подобных крупномасштабных колебаний ТС наблюдаются и более быстрые “flapping”-колебания, обусловленные, вероятно, вариациями направления потока СВ или же собственными модами неустойчивости ТС [32].

Измерения на аппарата Galileo показали, что ионная компонента магнитосферного хвоста состоит из протонов и тяжелых ионов S^+ , O^+ , O^{++} и т.д. [67]. Температура плазмы составляет ~ 10 кэВ, плотность плазмы составляет $\sim 0.01 - 0.3$ см $^{-3}$. Характерное магнитное поле ТС на расстоянии $r \sim 20 - 80R_J$ составляет $\sim 10 - 30$ нТл.

Остановимся детальнее на структуре магнитодиска. Формирование магнитодиска обусловлено быстрым вращением планеты, и наличием внутренних источников плазмы. В общих чертах механизм формирования магнитодиска состоит в следующем [72]. Инжекции частиц со спутника Ио приводят к тому, что на расстоянии $r \sim 5R_J$ (оболочка $L \sim 5$) формируется область повышенной плотности заряженных частиц. В результате развития перестановочной неустойчивости, плазма дрейфует на более высокие L -оболочки, приобретая за счет поля коротации, азимутальную скорость, соответствующую угловой скорости вращения Юпитера. Центробежные силы, действующие на плазму, приводят к растяжению силовых линий и формированию магнитодиска, в котором магнитное поле имеет не дипольную радиальную компоненту. В отличие от плоского ТС в магнитосферном хвосте, ТС магнитодиска является осесимметричным.

До настоящего времени структура магнитодиска рассматривалась в рамках МГД моделей. Построение моделей магнитодиска Юпитера, было инициировано проблемой о положении его нейтральной плоскости [70, 71]. В работе [71] была предложена двумерная МГД модель в приближении вытянутых силовых линий. В работах [62, 70, 86, 220] построены МГД модели магнитодиска, в приближении бесконечно-тонкого токового слоя. В настоящее время имеются экспериментальные данные, которые показывают, что существенную роль в формировании ТС играют тяжелые ионы S^+ . Гирорадиус тяжелых ионов с энергией 10 кэВ составляет ~ 10000 км. Если толщина магнитодиска составляет порядка радиуса Юпитера, то толщина оказывается сопоставима с гирорадиусом ионов серы S^+ . Поэтому, вообще говоря, для описания структуры магнитодиска необходимо использовать кинетический подход. По этой причине представляет

интерес построение кинетических моделей осесимметричных ТС. Этому вопросу посвящена Глава 1.

1.5 Магнитосфера Нептуна

Ось вращения Нептуна наклонена к нормали к плоскости эклиптики под углом $\sim 30^\circ$. До прямых спутниковых наблюдений предполагалось, что магнитный диполь планеты направлен вдоль ее оси вращения. В этом случае диполь практически перпендикулярен потоку СВ, поэтому считалось, что структура магнитосферы Нептуна аналогична структуре магнитосферы Земли. В тоже время, до прямых спутниковых наблюдений было известно, что ось вращения Урана наклонена к нормали к плоскости эклиптики под углом $\sim 60^\circ$. Поэтому предполагая, что магнитный диполь направлен вдоль оси вращения, авторы работ [164, 165] пришли к выводу, что магнитосфера Урана должна иметь приблизительно цилиндрически симметричную конфигурацию (ось симметрии - направление потока СВ). Подобная конфигурация получила название “pole-on”. Магнитосферный хвост оказывается цилиндрически симметричным, наочной стороне формируется цилиндрический ТС. В отличие от плоского ТС в цилиндрическом ТС магнитное поле меняет направление на некоторой цилиндрической поверхности. Формирование цилиндрического ТС в конфигурации “pole-on” было подтверждено в лабораторном моделировании [120]. В работе [39] была построена простая модель цилиндрически симметричной магнитосферы в конфигурации “pole-on”. В работах [78, 99, 191, 194] были построены двухмерные и одномерные модели ТС.

Измерения на аппарате Voyager-2 (пролет у Урана - 1986 г., у Нептуна - 1989 г.) показали, что магнитный диполь Урана составляет с осью вращения угол порядка $\sim 60^\circ$ (рис. 1.3), тогда как диполь Нептуна наклонен к оси вращения под углом $\sim 45^\circ$ (рис. 1.4). Магнитосфера Урана является поэтому магнитосферой Земного типа, за тем исключением, что в ходе суточного вращения вся магнитосфера медленно поворачивается вокруг направления потока СВ (рис. 1.3). Отметим, что на очной стороне Voyager-2 три раза пересек нейтральную плоскость ТС. Наблюдаемые вариации магнитного поля были объяснены в рамках простой двумерной модели ТС [193]. Магнитосфера Нептуна устроена более динамично. В ходе суточного вращения магнитный диполь оказывается то практически перпендикулярен потоку СВ, то направлен вдоль потока СВ.

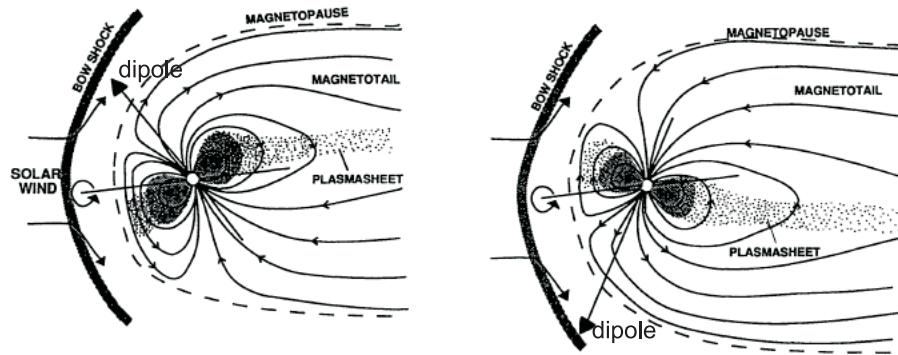


Рис. 1.3: Схематическая картина магнитосферы Урана (рисунок взят из работы [26])

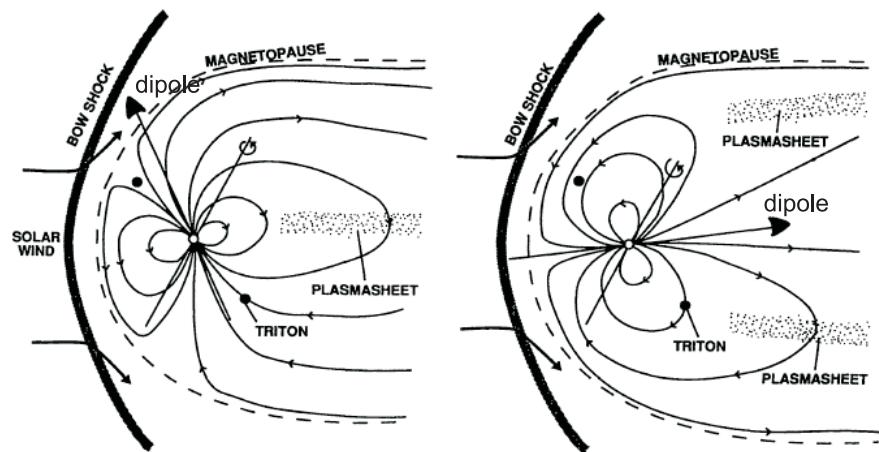


Рис. 1.4: Схематическая картина магнитосферы Нептуна (рисунок взят из работы [26])

Когда диполь практически перпендикулярен плоскости эклиптики, магнитосфера Нептуна имеет конфигурацию схожую с конфигурацией магнитосферы Земли (конфигурация “Earth-like”, представленная на левой панели рис. 1.4). На ночной стороне формируется магнитосферный хвост с плоским ТС. Когда же диполь направлен практически по потоку СВ, имеет место конфигурация “pole-on”, представленная на правой панели рис. 1.4. Каждые 16 часов (период обращения Нептуна) магнитосфера Нептуна перестраивается от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole-on” и обратно [33, 127, 192].

Отметим, что возможность формирования цилиндрически симметричного ТС зависит от механизма формирования магнитосферного хвоста. Магнитосферный хвост

имеет цилиндрически симметричную конфигурацию в том случае, если механизм его формирования заключается в вязком взаимодействии между плазмой СВ и магнитным полем на магнитопаузе [25, 164]. Если же механизм формирования магнитосферного хвоста заключается в пересоединении на дневной стороне [58], магнитосферный хвост и соответственно ТС имеют плоскую конфигурацию. В настоящее время не ясно, какой из механизмов ответственен за формирование магнитосферного хвоста Нептуна. Измерения на аппарате Voyager-2 не позволили исследовать структуру ТС в магнитосферном хвосте Нептуна и ответить на данный вопрос, поскольку большую часть времени аппарат провел в южной доле.

Предполагая существенную суточную вариацию магнитного поля в магнитосферном хвосте Нептуна (перестройка от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole on” и обратно) можно прийти к выводу о важности сопряженной с этим процессом динамики плазмы. Магнитосфера Нептуна представляет значительный интерес с точки зрения исследования процессов ускорения частиц в подобных динамичных магнитосферах. В ходе суточного вращения Нептуна в магнитосферном хвосте возникают индукционные электрические поля. В Главе 2 исследовано ускорение заряженных частиц за счет данных индукционных полей.

1.6 Магнитосфера Венера

Систематические исследования магнитосферы Венеры начались на аппаратах Венера-9,10 (с 1975 г.) и Pioneer Venus Orbiter (PVO) (с 1979 г.), апогеи орбит которых составляли $\sim 5R_V$ и $\sim 12R_V$. Измерения аппарата PVO проводились с 1979 г. по 1992 г. и позволили получить статистически достоверную информацию о структуре ионосферы и дальней магнитосферы Венеры. Измерения на аппаратах Венера-9,10 внесли ясность в понимание структуры ближней магнитосферы, однако не позволили провести детальных статистических исследований. Основные результаты исследований структуры магнитосферы Венеры освещены в обзора [48, 101, 139, 185]. В 2006 г. на орбиту с апогеем $\sim 5R_V$ был выведен аппарат Venus Express (VEX) [183]. Данные измерений аппарата VEX позволяют исследовать структуру магнитосферы Венеры на близких расстояниях от планеты.

Прежде чем перейти к обзору современных результатов, остановимся на результа-

таких исследований, выполненных по данным измерений аппаратов Венера-9, 10 и PVO. Отметим, что на орбите Венеры (0.75 а.е. от Солнца) скорость СВ ~ 400 км/с, концентрация плазмы ~ 12 см $^{-3}$, радиальная и азимутальная компоненты ММП ~ 8 нТ и ~ 6 нТ, соответственно. Характерное кинематическое давление СВ составляет $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ дин/см 2 .

1.6.1 Морфология магнитосферы

На рис. 1.5 представлена схематическая картина магнитосферы Венеры. Ударная волна расположена в среднем на расстоянии $\sim 1.3R_V$ в подсолнечной точке и на расстоянии $\sim 2.4R_V$ на терминаторе [145, 168, 190]. Наблюдаются вариации положения ударной волны вплоть до $\sim 35\%$ от среднего значения, которые связаны с солнечным циклом [6, 212], углом между ММП и скоростью потока СВ [7].

При обтекании Венеры электрическое поле конвекции СВ возбуждает токи в ионосфере. В результате на дневной стороне на расстоянии ~ 300 км от поверхности планеты и на терминаторе на расстоянии ~ 1000 км формируется область усиленного магнитного поля величиной $\sim 40 - 60$ нТ, называемая магнитным барьером [61, 178]. Магнитный барьер представляет эффективное препятствие для СВ - динамическое давление СВ уравновешивается давлением магнитного поля в барьере [47, 213].

Отметим, что в зависимости от величины динамического давления СВ ионосфера Венеры находится в одном из двух состояний [61, 102]. В случае, когда динамическое давление не существенно отклоняется от характерного значения $3 \cdot 10^{-8}$ дин/см 2 , крупномасштабное магнитное поле в ионосфере отсутствует. Магнитное давление в барьере уравновешивается тепловым давлением ионосферной плазмы. Если же динамическое давление СВ превышает $\sim 8 \cdot 10^{-8}$ дин/см 2 в ионосфере наблюдается крупномасштабное магнитное поле, которое требуется для поддержания баланса давления между магнитным барьером и ионосферой.

В области магнитного барьера плазма представляет собой смесь плазмы СВ и ионосферной плазмы [178, 213]. Условную границу между плазмой СВ и ионосферной плазмой, называемую ионопаузой, определяют по характерному увеличению плотности плазмы (более чем на четыре порядка). Отметим, что ионная компонента ионосферной плазмы состоит в основном из ионов кислорода O $^{+}$ и протонов [182]. Область между

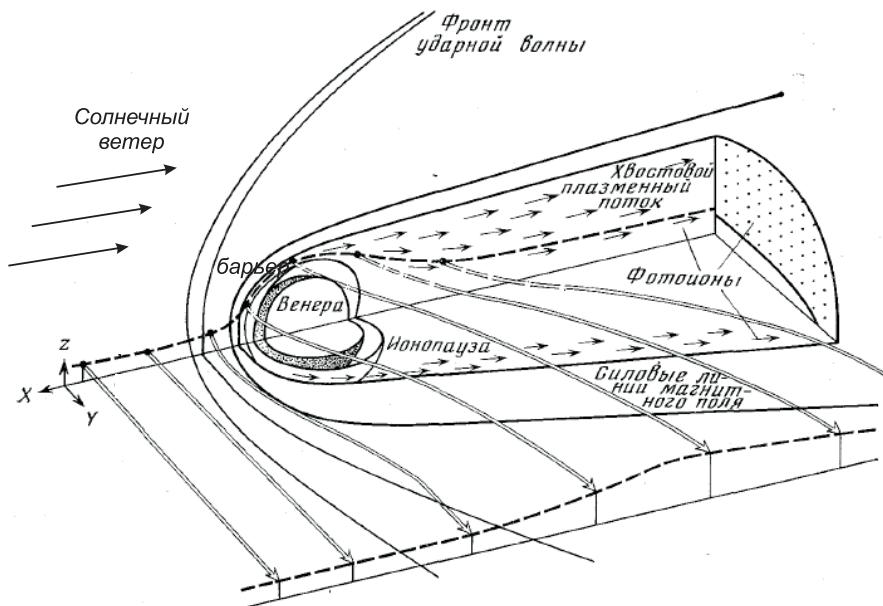


Рис. 1.5: Схематическая картина магнитосферы Венеры (взят из работы [202])

ионопаузой и ударной волной называют ионослоем.

Неожиданным оказалось обнаружение магнитосферного хвоста Венеры [65]. Данные измерений магнитного поля на аппаратах Венера-9,10 рассматривались в системе координат, “привязанной” к направлению ММП: ось X направлена против потока СВ, ось Y - вдоль компоненты ММП, перпендикулярной потоку СВ, а ось Z - вдоль электрического поля конвекции. В работе [65] автор показал, что в плоскости YZ наблюдаются две доли, в одной из которых магнитное поле направлено вдоль линии Венера-Солнце, тогда как в другой доле имеет противоположное направление. Существование магнитосферного хвоста было подтверждено измерениями в дальнем хвосте на аппарате PVO [152, 153].

Механизм формирования магнитосферного хвоста Венеры подобен механизму формирования магнитосферных хвостов комет [8]. После пересечения ударной волны силовые трубы СВ конвектируют на ночную сторону. Центральные части силовых трубок наталкиваются на магнитный барьер и тормозятся, тогда как концы силовых трубок двигаются с неизменной скоростью. Последнее обстоятельство ввиду вморможенности магнитного поля приводит к деформации силовых трубок, так что наочной стороне силовые трубы имеют форму “растянутой рогатки”. Качественные оценки деформа-

ции силовой трубы при ее конвекции вдоль магнитного барьера выполнены в работах [186, 202]. В работе [202] показано, что в момент соскальзывания центральной части силовой трубы с магнитного барьера на терминаторе ее концы расположены на расстоянии $\sim 10R_V$ от планеты. Отметим, что в процессе конвекции силовых трубок вдоль магнитного барьера происходит захват ионосферных ионов (в основном O^+) электрическим полем конвекции [55], что приводит к дополнительному торможению силовых трубок СВ [38]. Поэтому ионная популяция плазмы в магнитосферном хвосте состоит из протонов и ионов O^+ .

Наочной стороне силовые трубы продолжают некоторое время растягиваться. Однако, центральные части силовой трубы двигаются с ускорением за счет силы натяжения. В некоторый момент скорость центральных частей силовой трубы сравнивается со скоростью концов - силовая трубка начинает сокращаться. На некотором расстоянии от планеты силовая трубка полностью распрямляется и магнитосферный хвост с характерной геометрией силовых линий заканчивается.

В отличие от магнитосферного хвоста Земли магнитосферный хвост Венеры образован силовыми трубками СВ. Изменение направления ММП приводит к повороту магнитосферного хвоста вокруг направления потока СВ. С другой стороны, в обоих случаях имеется сходная геометрия магнитных силовых линий. Как и в хвосте Земной магнитосфера, конфигурация магнитного поля в хвосте Венеры поддерживается локальными плазменными токами, которые сконцентрированы в токовом слое. В системе координат “привязанной” к ММП и СВ магнитное поле в магнитосферном хвосте имеет компоненты B_x и B_y . Магнитное поле B_y перпендикулярно плоскости ТС.

1.6.2 Магнитосферный хвост и токовый слой

Данные аппаратов Венера-9,10 и аппарата РВО

Данные измерений магнитного поля и функций распределения ионов на аппаратах Венера-9,10 были выполнены лишь для нескольких пересечений магнитосферного хвоста. Одновременные измерения магнитного поля в СВ (на аппарате Венера-10) и в хвосте (Венера-9) позволили установить индуцированную природу магнитосферного хвоста [65]. Анализ плазменных данных показал, что ионная популяция плазмы состоит из протонов и ионов кислорода O^+ . Измерения функции распределения ионов не

позволили с достоверностью определить характеристики плазмы (плотность и температуру), что обусловлено слабым времененным разрешение измерений (~ 3 мин.) и низкими потоками частиц. В работе [190] авторы пришли к заключению, что температура ионов в ТС может составлять ~ 1 кэВ. Напротив, в обзорной работе [185] сделан вывод, что температура ионов составляет ~ 50 эВ. Проблема определения температуры плазмы в магнитосферном хвосте Венеры остается нерешенной и в настоящее время.

Измерения магнитного поля на аппарате PVO позволили детально изучить структуру магнитосферного хвоста на расстоянии $x \sim -(5-12)R_V$. Радиус магнитосферного хвоста составляет $\sim 2.5R_V$, магнитное поле волях ~ 15 нТ [153]. Магнитного поля B_y перпендикулярное плоскости ТС в большинстве случаев (95%) положительно, в согласии с механизмом формирования магнитосферного хвоста. В среднем перпендикулярная компонента составляет ~ 2 нТ.

В работе [113] получены средние профили магнитного поля поперек магнитосферного хвоста. Остановимся на описании использованной методики. Для каждого пересечения ТС определяется “drapping”-угол, т.е. угол между осью X и магнитным полем (в волях “drapping”-угол равен либо $\sim 0^\circ$, либо $\sim 180^\circ$). “Drapping”-угол определяется отношением B_x/B_y , поэтому авторы работы [113] полагали, что профиль “drapping”-угла является универсальным (не зависит от величины ММП). Статистика пересечений магнитосферного хвоста за 6 лет позволила определить распределение вероятностей наблюдения различных значений “drapping”-угла ($\pm 0.5^\circ$). Учитывая, что радиус магнитосферного хвоста равен $\sim 2.5R_V$, и предполагая, что вероятность наблюдения определенного “drapping”-угла определяет толщину соответствующего участка ТС, были получены пространственные профили “drapping”-угла и магнитного поля поперек ТС. Оказалось, что средний профиль магнитного поля B_x аппроксимируется моделью $B_x \approx B_0 \tanh(z/L)$ [76], где поле на границе ТС $B_0 \sim 15$ нТ, а толщина ТС $L \sim 1.3R_V$.

Если ММП перпендикулярно потоку СВ, то нейтральная плоскость ТС совпадает с $y = 0$. В работе [113] было показано, что нейтральная плоскость ТС смешена относительно $y = 0$, что обусловлено компонентой ММП, направленной вдоль потока СВ [113]. Вариация этой компоненты приводит к “flapping”-колебаниям ТС [113]. Отметим, что колебания ТС могут быть также вызваны собственными модами неустойчивости ТС.

Методика восстановления средних профилей магнитного поля, предложенная в ра-

боте [113], замечательна тем, что применима вне зависимости от того, насколько стационарно направление ММП во время пересечения ТС. Профиль “drapping”-угла является универсальным, а значение “drapping”-угла характеризует расстояние до нейтральной плоскости ТС. Однако, в работе [113] были неверно оценены вероятности наблюдения участков ТС, соответствующих различным значениям “drapping”-угла, а оценка толщины ТС оказалась существенно завышенной.

В работе [121] проанализирована статистика пересечений ТС за 9 лет наблюдений аппарата PVO. Авторы использовали следующую методику восстановления среднего профиля “drapping”-угла. Плоскость YZ разбивается на квадратные ячейки со стороной $0.25R_V$. При пересечении магнитосферного хвоста в каждой ячейке наблюдается определенное значение “drapping”-угла. Распределение среднего значения “drapping”-угла, вычисленного в каждой ячейке, дает представление о поперечной структуре ТС. Оказалось, что изменение “drapping”-угла от 0° до 180° происходит на масштабе меньшем $0.5R_V$. Таким образом, толщина ТС не превосходит $0.25R_V$ [121].

Функция распределения ионов на аппарате PVO измерялась с временным разрешением 9 мин. Потоки частиц были недостаточны для надежного определения плотности и температуры плазмы. Следуя методике, предложенной в работе [113], авторы работы [121] оценили плотность и температуру плазмы косвенным методом. Из условия вморооженности магнитного поля, авторы определили скорость движения силовой трубы в зависимости от координаты x и оценили ускорение силовой трубы вдоль оси x . С другой стороны, это ускорение обеспечивается натяжением силовых линий, которое нетрудно оценить при известной толщине ТС. Эти данные позволяют оценить плотность массы и следовательно плотность плазмы (при определенных предположениях об ионном составе). При известной плотности плазмы, вертикальный баланс давления позволяет оценить температуру плазмы. Предполагая, что ионная компонента плазмы содержит 10% ионов O^+ и 90% протонов (по концентрации), авторы работы [121] показали, что концентрация плазмы составляет $\sim 1.2 \text{ см}^{-3}$, а температура плазмы составляет $\sim 0.9 \text{ кэВ}$.

Остановимся на наблюдениях ионов O^+ на аппарате PVO. Ионосферные ионы O^+ (“picked-up” ионы) захватываются силовыми трубками СВ при их конвекции в области магнитного барьера и ускоряются до энергий соответствующих потоковой скорости плазмы СВ. Наблюдения захваченных ионов O^+ на терминаторе представлены в рабо-

те [115]. Авторы показали, что с увеличением расстояния от планеты от 1000 км до 6000 км энергия ионов O^+ увеличивается от 5 кэВ до 16 кэВ, что соответствует увеличению потоковой скорости СВ. Наблюдения ионов O^+ в дальнем хвосте с энергиями ~ 8 кэВ (что соответствует потоковой скорости плазмы в дальнем хвосте) представлены в работах [83, 116, 118]. В дальнем хвосте ионы O^+ наблюдаются в основном при $Z > 0$ [84, 170]. Эта асимметрия объясняется следующим образом [54]. При захвате на дневной стороне ионы O^+ имеют гирорадиус ~ 1000 км. Поэтому ионы, которые захватываются при $Z > 0$, где электрическое поле конвекции направлено от ионосферы в СВ, двигаются в момент захвата от планеты и свободно конвектируют на ночную сторону. Ионы, которые захватываются при $Z < 0$, где электрическое поле конвекции направлено из СВ к ионосфере, попадают в ионосферу, где теряют направленную скорость за счет столкновений. В работе [140] показано, что эта асимметрия приводит к асимметрии конфигураций магнитного поля в магнитослое при $Z > 0$ и $Z < 0$. Подробное статистическое исследование распределения захваченных ионов O^+ , их влияния на глобальную структуру магнитосферы (различные асимметрии), а также исследование эффективности захвата ионосферных ионов в зависимости от параметров СВ проведено в работе [121].

Данные аппарата VEX

Данные аппарата VEX позволяют детально исследовать структуру магнитосферного хвоста на расстоянии $\sim 3R_V$ от планеты. Поскольку магнитосфера Венеры приблизительно на порядок меньше магнитосферы Земли ($D_E/D_V \sim 10$), то именно в области $x \sim -3R_V$ (что соответствует $30R_E$ для Земли) ожидалось обнаружить динамические процессы, происходящие в ТС (пересоединение силовых линий, энергичные потоки частиц и т.д.).

В работе [216] проведено статистическое исследование структуры магнитного поля наочной стороне. Используя данные измерений магнитного поля за 4 года авторы получили распределение магнитного поля в околовенерианском пространстве (см. рис. 1.6а , где вертикальная ось соответствует расстоянию $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$ от оси X). На рис. 1.6а нетрудно выделить область солнечного ветра, ударную волну, магнитный барьер, ионосвой, и магнитосферный хвост. Радиус магнитосферного хвоста составляет $\sim 1.3R_V$, магнитное поле волях $\sim 15 - 20$ нТ, что приблизительно в два раза превы-

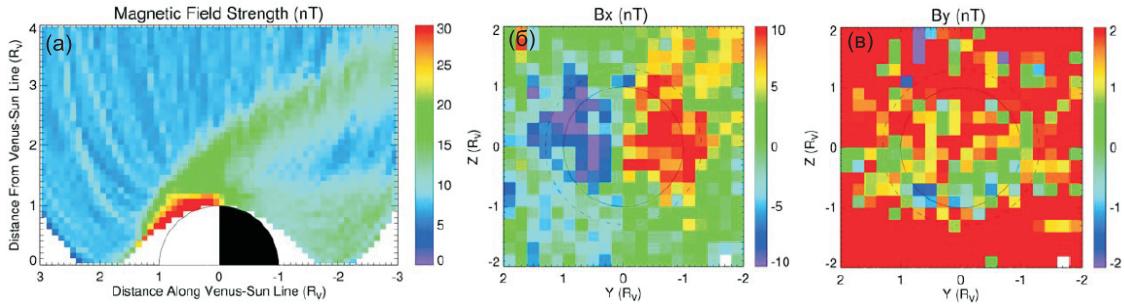


Рис. 1.6: Распределение магнитного поля в околовенерианском пространстве (рисунок взят из работы [216]): (а) распределение полного магнитного поля в плоскости XR ($R = \sqrt{X^2 + Y^2}$); (б) распределение магнитного поля B_x в плоскости YZ ; (в) распределение магнитного поля B_y в плоскости YZ .

шает магнитное поле в ионослое.

На рис. 1.6б,в представлено распределение магнитных полей B_x и B_y в плоскости YZ . На левой панели можно видеть две доли магнитосферного хвоста, в которых магнитные поля имеют противоположные направления. Правая панель показывает, что при $Z > 0$ наблюдаются только $B_y > 0$, т.е. магнитное поле перпендикулярное плоскости ТС направлено вдоль компоненты ММП перпендикулярной потоку СВ. Напротив, при $Z < 0$ наблюдаются как положительные, так и отрицательные значения магнитного поля B_y . $B_y < 0$ соответствуют либо наблюдению ТС в момент пересоединения, которое по каким-то причинами происходит именно при $Z < 0$, либо асимметрии взаимодействия СВ и ионосфера. На рис. 1.7а показана геометрия силовых линий в ТС в момент пересоединения и гипотетическая траектория аппарата, вдоль которой наблюдается $B_y < 0$. На рис. 1.7б,в показаны результаты гибридного моделирования обтекания Венеры потоком СВ - протоны СВ рассматриваются в рамках МГД, а ионы O^+ в рамках кинетического подхода [216] (см. также обзор [88]). Результаты моделирования показывают, что силовые линии при $Z > 0$ и $Z < 0$ имеют различную геометрию. Физические причины, которые приводят к такой асимметрии взаимодействия не ясны. В работе [217] рассмотрен случай пересечения ТС Венеры, который соответствует, вероятно, наблюдению ТС в процессе пересоединения. Наконец, отметим, что наблюдения отрицательной компоненты B_y отмечались ранее в работе [109].

Исследование механизма пересоединения силовых линий в магнитосферном хвосте

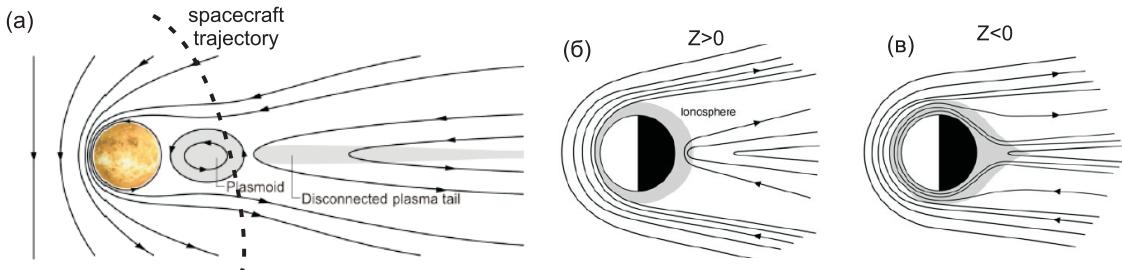


Рис. 1.7: (а) Схематическая картина конфигурации силовых линий в токовом слое после пересоединения (из работы [217]). Пунктиром показана траектория космического аппарата. (б,в) Результаты гибридного моделирования обтекания Венеры потоком солнечного ветра: силовые линии при $Z > 0$ и при $Z < 0$ имеют различную геометрию (из работы [216]).

Венеры поднимает вопрос о равновесной структуре ТС. Ключевая задача состоит в оценке толщины ТС и определении частиц которые переносят ток, поскольку развитие разрывных неустойчивостей ТС существенно зависит от этих факторов [69]. Изучению равновесной структуры ТС посвящена Глава 5.

К настоящему времени продольная структура магнитосферного хвоста Венеры, т.е. эволюция магнитного поля и параметров плазмы с удалением от планеты, не рассматривалась. В рамках численного МГД моделирования, как правило, исследуется структура магнитосферы на дневной стороне (ударная волна, магнитный барьер) и структура магнитного поля в магнитосферном хвосте вплоть до $x \sim -5R_V$ (см. обзор [88]). Структура магнитосферного хвоста вплоть до $x \sim -10R_V$ рассматривалась только в рамках газодинамического моделирования [122]. По этой причине представляет интерес построение простых аналитических моделей, описывающих эволюцию магнитного поля и параметров плазмы с удалением от планеты. В частности, представляют интерес вопрос о длине магнитосферного хвоста, т.е. протяженности той области позади планеты, в которой силовые линии магнитного поля имеют характерную геометрию “растянутой рогатки”. Оценке длины магнитосферного хвоста посвящена Глава 4.

1.7 Модели токовых слоев

ТС представляет собой самосогласованную магнитоплазменную структуру. Если пространственный масштаб ТС существенно превышает характерный гирорадиус тепловых протонов, модель ТС может быть построена в рамках МГД подхода. В противном случае построение модели ТС требует кинетического подхода. Прежде чем перейти к обзору моделей ТС, которые широко используются при исследовании структуры ТС в магнитосферных хвостах, остановимся на основных принципах их построения.

1.7.1 Кинетический подход к описанию плазменных равновесий

В рамках кинетического подхода построение стационарной модели ТС основано на решении системы уравнений Власова-Максвелла [5, 154]

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(-\nabla \phi + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times [\nabla \times \mathbf{A}]] \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (1.3)$$

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \sum_\alpha q_\alpha \int \mathbf{v} f_\alpha d^3 \mathbf{v} \quad (1.4)$$

$$\Delta \phi = -4\pi \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha d^3 \mathbf{v} \quad (1.5)$$

где индекс α нумерует сорта частиц (далее рассматривается ион-электронная плазма, $\alpha = i, e$), q_α , m_α - заряд и масса (далее $q_i = -q_e = e$), $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - функция распределения, ϕ , \mathbf{A} - скалярный и векторный потенциалы. Электростатическое и магнитное поля определяются выражениями $\mathbf{E} = -\nabla \phi$, $\mathbf{B} = [\nabla \times \mathbf{A}]$. Решением стационарного кинетического уравнения является произвольная функция интегралов движения частицы в самосогласованных полях \mathbf{E} и \mathbf{B} . Выбор функции распределения позволяет определить токи частиц и пространственный заряд как функции потенциалов ϕ , \mathbf{A} и получить замкнутую систему уравнений на потенциалы. В общем случае, задача о построении модели ТС сводится к системе двух нелинейных уравнений эллиптического типа. В приложениях, как правило, рассматриваются ТС, пространственный масштаб которых существенно превосходит дебаевский радиус. Поэтому в главном приближении полагается, что $\mathbf{E} = 0$, а поправка первого порядка к электрическому полю находится из условия квазинейтральности плазмы

$$\sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha d^3 \mathbf{v} = 0 \quad (1.6)$$

Условие квазинейтральности позволяет свести задачу о построении модели ТС к уравнению для векторного потенциала.

При движении частицы в стационарном ТС сохраняется ее полная энергия $H = m_\alpha \mathbf{v}^2/2 + q_\alpha \phi$. Если функция распределения частиц зависит только от энергии, плотность тока в силу изотропии функции распределения обращается в нуль. По этой причине, для построения аналитической модели ТС необходимо наличие, по крайней мере, двух интегралов движения. В настоящее время существуют одномерные и двумерные модели ТС в плоской и цилиндрической геометриях.

Плоские ТС

В одномерном плоском ТС векторный потенциал задается выражением $\mathbf{A} = A_x(z)\mathbf{e}_x + A_y(z)\mathbf{e}_y$, так что магнитное поле имеет две компоненты $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y(z)\mathbf{e}_y$. Вдоль траектории частицы сохраняются следующие два дополнительных интеграла движения $p_{x,y} = m_\alpha v_{x,y} + q_\alpha A_{x,y}/c$, поэтому функция распределения может быть выбрана в виде $f_\alpha = f_\alpha(H, p_x, p_y)$. Уравнение (1.4) для векторного потенциала приводится к виду [44, 51]

$$\frac{d^2 A_{x,y}}{dz^2} = -4\pi \frac{\partial p_{zz}}{\partial A_{x,y}} \quad (1.7)$$

где $p_{zz} = p_{zz}(A_x, A_y, \phi)$ представляет zz -компоненту тензора давления плазмы

$$p_{zz} = \sum_\alpha m_\alpha \int v_z^2 f_\alpha d^3 \mathbf{v} \quad (1.8)$$

Условие квазинейтральности имеет вид [44]

$$\frac{\partial p_{zz}}{\partial \phi} = 0 \quad (1.9)$$

и позволяет определить электростатический потенциал $\phi = \phi(A_x, A_y)$. Таким образом, построение модели одномерного ТС эквивалентно решению задачи о движении частицы на плоскости (A_x, A_y) в потенциале $p_{zz}(A_x, A_y)$. Отметим, что в одномерных ТС вариация давления магнитного поля поперек ТС (вдоль оси z) компенсируется вариацией давления плазмы, так что $\hat{p}_{zz} + \mathbf{B}^2/8\pi = \text{const}$. Последний вывод соответствует наличию следующего “интеграла энергии” для уравнений (1.7)

$$\left(\frac{dA_x}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dA_y}{dz} \right)^2 + 8\pi p_{zz}(A_x, A_y) = 8\pi p_0 = \text{const} \quad (1.10)$$

Для построения одномерной модели ТС с $B_y = 0$ рассматривают функции распределения вида $f_\alpha = f_\alpha(H, p_y)$. Уравнение (1.4) для векторного потенциала приводится к виду

$$\left(\frac{dA_y}{dz} \right)^2 + 8\pi p_{zz}(A_y) = 8\pi p_0 = \text{const} \quad (1.11)$$

Решение уравнения (1.11) выражается в неявном виде

$$z = \pm \int_{A_0}^{A_y} \frac{dA}{\sqrt{8\pi(p_0 - p_{zz}(A))}} \quad (1.12)$$

где A_0 - значение векторного потенциала в нейтральной плоскости ТС, так что $p_{zz}(A_0) = p_0$.

В двумерном плоском ТС векторный потенциал $\mathbf{A} = A_y(x, z)\mathbf{e}_y$, так что магнитное поля $\mathbf{B} = B_x(x, z)\mathbf{e}_x + B_z(x, z)\mathbf{e}_z$. Вдоль траектории частицы сохраняется интеграл движения $p_y = m_\alpha v_y + q_\alpha A_y/c$. Функция распределения выбирается в виде $f_\alpha = f_\alpha(H, p_y)$. Уравнение (1.4) для векторного потенциала имеет вид (см. например обзор [36])

$$\Delta A_y = -4\pi \frac{\partial p_{zz}}{\partial A_y} \quad (1.13)$$

Условие квазинейтральности (1.9) позволяет определить электростатический потенциал $\phi = \phi(A_y)$. Отметим, что в двумерных ТС с функцией распределения $f_\alpha = f_\alpha(H, p_y)$ для тензора давления имеем $\hat{p}_{xx} = \hat{p}_{zz}$. Поэтому в подобных двумерных равновесиях натяжение силовых линий вдоль осей x и z поддерживается градиентами плазменного давления p_{zz} .

При использовании точных интегралов движения частицы, удается рассмотреть лишь ограниченный класс одномерных и двумерных моделей. В рамках данного подхода не удается построить модель одномерного ТС с $B_z \neq 0$ (кроме частного случая бессилового ТС), поскольку в этом случае $\partial f_\alpha / \partial x \propto B_z \partial f_\alpha / \partial p_y \neq 0$, что противоречит одномерности модели. Физически этот вывод соответствует тому, что в одномерном ТС с $B_z \neq 0$ натяжение силовых линий вдоль оси x оказывается не скомпенсированным. Не удается также построить модель двумерного ТС с $B_y \neq 0$, поскольку в этом случае не сохраняется обобщенный импульс p_y .

Невозможность построения указанных моделей в рамках используемого подхода совсем не означает, что соответствующие ТС не могут существовать в природе. Дело в том, что функции распределения, зависящие от локальных интегралов движения, не

исчерпывают всех решений кинетического уравнения Власова. Для построения более сложных моделей необходимо рассматривать более сложные функции распределения, что выходит, однако, за рамки аналитического рассмотрения. Аналогичное замечание справедливо по отношению к трехмерным моделям ТС.

При выполнении некоторых условий движение частицы в ТС может быть описано с помощью приближенных интегралов движения. В частности, такая ситуация имеет место для ТС магнитосферного хвоста Земли [49]. Использование приближенных интегралов движения позволяет расширить класс функций распределения и класс моделей ТС. В частности удается построить модель одномерного ТС с $B_z = \text{const}$ [166, 205].

Осесимметричные ТС

В одномерном осесимметричном ТС векторный потенциал $\mathbf{A} = A_z(r)\mathbf{e}_z + A_\varphi(r)\mathbf{e}_r$, так что магнитное поле $\mathbf{B} = B_z(r)\mathbf{e}_z + B_\varphi(r)\mathbf{e}_r$. Вдоль траектории частицы сохраняются два дополнительных интеграла движения $p_\varphi = r(m_\alpha v_\varphi + q_\alpha A_\varphi/c)$ и $p_z = m_\alpha v_z + q_\alpha A_z/c$, поэтому функция распределения может быть выбрана в виде $f_\alpha = f_\alpha(H, p_z, p_\varphi)$. Подобные плазменные конфигурации получили название “flux rope”. Уравнение для векторного потенциала приводится к виду (см. например [36, 201])

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) &= -4\pi \frac{\partial p_{rr}}{\partial A_z} \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi) \right) &= -4\pi \frac{\partial p_{rr}}{\partial A_\varphi} \end{aligned} \quad (1.14)$$

где $p_{rr} = p_{rr}(A_r, rA_\varphi, \phi)$ - rr -компоненты тензора давления плазмы

$$p_{rr} = \sum_\alpha m_\alpha \int v_r^2 f_\alpha(H, p_z, p_\varphi) d^3 \mathbf{v} \quad (1.15)$$

Условие квазинейтральности $\partial p_{rr}/\partial\phi = 0$ позволяет определить электростатический потенциал $\phi = \phi(A_z, rA_\varphi)$. Отметим, что осесимметричные ТС, в которых магнитное поле имеет лишь одну компоненту, т.е. либо B_z , либо B_φ , называются θ - и z -пинч, соответственно. Для ТС типа θ -пинч функция распределения четна по p_z , тогда как для ТС типа z -пинч - четна по p_φ .

В двумерных осесимметричных ТС векторный потенциал $\mathbf{A} = A_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi$, а магнитное поле $\mathbf{B} = B_r(r, z)\mathbf{e}_r + B_z(r, z)\mathbf{e}_z$. Вдоль траектории частицы сохраняется дополнительный интеграл движения p_φ . Функция распределения может быть выбрана в виде

$f_\alpha = f_\alpha(H, p_\varphi)$. Уравнение на векторный потенциал имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi) \right) + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{\partial p_{rr}}{\partial A_\varphi} \quad (1.16)$$

В рамках кинетического подхода не удается рассмотреть двумерные равновесия с $B_\varphi \neq 0$, поскольку в этом случае не сохраняется обобщенный импульс p_φ .

1.7.2 МГД подход к описанию плазменных равновесий

В случае, когда пространственный масштаб ТС превосходит характерный гирорадиус частицы ее движение может быть описано в рамках теории ведущего центра. Соответствующая стационарная модель ТС может быть построена в рамках приближения двухжидкостной магнитной гидродинамики ([163])

$$\begin{aligned} \nabla \hat{p}_\alpha + m_\alpha n_\alpha (\mathbf{v}_\alpha \nabla) \mathbf{v}_\alpha &= q_\alpha n_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}] \right) \\ \nabla (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{B} &= (4\pi/c) \sum_\alpha q_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_\alpha \\ \nabla \mathbf{E} &= 4\pi \sum_\alpha q_\alpha n_\alpha \\ \nabla \mathbf{B} &= 0 \end{aligned}$$

где n_α , \mathbf{v}_α , \hat{p}_α - плотность, потоковая скорость, тензор давления частиц сорта α . При рассмотрении равновесной структуры токовых слоев в магнитосферных хвостах планет можно считать, что потоковые скорости частиц существенно меньше тепловых скоростей. В этом случае $(\mathbf{v}_\alpha \nabla) \mathbf{v}_\alpha \ll \nabla \hat{p}_\alpha$, поэтому инерционные слагаемые могут быть опущены. Свойство квазинейтральности плазмы позволяет считать, что $n_i = n_e$. Исключая из рассмотрения электростатическое поле можно получить уравнения одножидкостной МГД [160]

$$\begin{aligned} \hat{p} &= \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \\ \mathbf{j} &= \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \\ \nabla \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (1.17)$$

где $\hat{p} = \sum_\alpha \hat{p}_\alpha$ - тензор давления плазмы. Остановимся на моделях, для которых тензор давления плазмы является изотропным $\hat{p}_{ik} = p \delta_{ik}$ (для согласованности с обозначениями предыдущих разделов давление плазмы для плоских ТС будем обозначать

$p \rightarrow p_{zz}$, для осесимметричных $p \rightarrow p_{rr}$). Из уравнения (1.17) следует, что давление p_{zz} остается постоянным вдоль силовых линий. Задавая давление плазмы на каждой силовой линии получим уравнение для магнитного поля.

Плоские ТС

В одномерной плоской модели ТС $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y(z)\mathbf{e}_y$. Уравнения (1.17) сводятся к вертикальному балансу давления

$$p_{zz}(z) + \frac{B_x^2 + B_y^2}{8\pi} = p_0 = \text{const} \quad (1.18)$$

При заданном распределении давления плазмы $p_{zz}(z)$ и, например, магнитного поля $B_x(z)$, баланс давления позволяют определить магнитное поле $B_y(z)$. Распределение давления плазмы можно задать и как функцию векторного потенциала $p_{zz} = p_{zz}(A_x, A_y)$, так что уравнение (1.18) будет эквивалентно уравнению (1.10), полученному в рамках кинетического подхода. Однако, МГД подход не позволяет определить одновременно обе компоненты магнитного поля B_x и B_y (как в кинетическом подходе). Это обстоятельство обусловлено тем, что при заданном распределении давления плазмы $p_{zz}(z)$, зависимость $p_{zz}(A_x, A_y)$ может быть выбрана не единственным образом.

При рассмотрении ТС с $B_y = 0$ зависимость $p_{zz}(A_y)$ восстанавливается по заданному давлению $p_{zz}(z)$ однозначно. В этом частном случае кинетический и МГД подходы эквивалентны. Уравнение для векторного потенциала совпадает с уравнением (1.11)

$$\left(\frac{dA_y}{dz} \right)^2 = 8\pi(p_0 - p_{zz}(A_y)) \quad (1.19)$$

Выбор конкретной зависимости $p_{zz}(A_y)$, что в кинетическом подходе соответствует выбору определенной функции распределения частиц, позволяет построить модель ТС. Как и в кинетическом подходе, в рамках МГД подхода не удается построить модель ТС с $B_z \neq 0$.

В двумерном плоском ТС $\mathbf{A} = A_y(x, z)\mathbf{e}_y$, а силовые линии определяются уравнением $A_y = \text{const}$. Выбор давления плазмы в виде $p_{zz} = p_{zz}(A_y)$, приводит к следующему уравнению

$$\Delta A_y = -4\pi \frac{\partial p_{zz}}{\partial A_y} \quad (1.20)$$

которое совпадает с уравнением, полученным в рамках кинетического подхода. Таким образом, кинетический и МГД подходы оказываются в данном случае эквивалентными.

Вообще говоря, МГД подход позволяет рассмотреть более широкий класс моделей ТС. Во-первых, удается построить двумерные модели ТС с $B_y \neq 0$. В таких моделях B_y является произвольной функцией векторного потенциала $B_y = B_y(A_y)$, а уравнение для A_y получается из уравнения (1.20) заменой $p_{zz} \rightarrow p_{zz} + B_y^2/8\pi$ (см. например [154]). Во-вторых, полагая $p_{zz} = p_{zz}(A_y, y)$ удается построить равновесия с $B_y = 0$, которые неоднородны вдоль оси y [40]. Наконец, удается построить равновесия с $B_y \neq 0$, которые слабо неоднородны вдоль оси y [43].

Оссимметричные ТС

В рамках МГД подхода структура z - и θ - пинчей описывается уравнениями аналогичными уравнениям (1.14), где распределение давления $p_{rr}(r)$ задается произвольным образом. При построении равновесия типа “flux-gore” уравнения МГД сводятся к радиальному балансу давления

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(p_{rr}(r) + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2 B_\theta^2}{8\pi} \right) \quad (1.21)$$

который при заданном распределении давления плазмы $p_{rr}(r)$ и одной из компонент магнитного поля позволяет определить вторую его компоненту. Как и в плоском случае МГД подход не позволяет одновременно определить обе компоненты магнитного поля.

В двумерных оссимметричных моделях $A = A_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi$ силовые линии определяются уравнением $rA_\varphi = \text{const}$. Выбор давления плазмы в виде $p_{rr} = p_{rr}(rA_\varphi)$ приводит к следующему уравнению для векторного потенциала

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\varphi) \right) + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{\partial p_{rr}}{\partial A_\varphi} \quad (1.22)$$

В аналогичном уравнении (1.16), полученном в рамках кинетического подхода, давление плазмы зависит не только от rA_φ , но и от электростатического потенциала ϕ . Это отличие объясняется тем, что в рамках одножидкостного МГД подхода не учитывается электростатическое поле, возникающее за счет поляризации плазмы. Отметим, что величина $\psi = rA_\varphi$ называется магнитным потоком.

В отличие от кинетического подхода в рамках МГД подхода удается построить равновесия с ненулевым азимутальным магнитным полем B_φ [159]. Уравнение, описывающее подобные равновесия и называемое уравнением Грэда-Шафранова, имеет вид

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -4\pi r^2 \frac{dp_{rr}}{d\psi} - \frac{I(\psi)}{4\pi^2} \frac{dI}{d\psi} \quad (1.23)$$

где $I = I(\psi)$ - аксиальный ток, который связан с азимутальным магнитным полем следующим соотношением

$$B_\varphi = \frac{I(\psi)}{2\pi r}$$

Выбор конкретных функциональных зависимостей $p_{rr} = p_{rr}(\psi)$ и $I = I(\psi)$ позволяет получить замкнутое уравнение на магнитный поток. Например, выбор функций $p_{rr}(\psi)$ и $I^2(\psi)$ в виде полиномов степени не выше второй приводит к линейному уравнению Грэда-Шафранова, которое рассматривалось в большом количестве работ [24, 73, 110, 172].

1.7.3 Модели плоских токовых слоев

Остановимся на основных моделях токовых слоев, которые используются в диссертации.

Модель Харриса

В работе [76] рассматривался ТС, в котором магнитное поле $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x$. Функция распределения частиц была выбрана в виде

$$f_\alpha = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{H_\alpha - u_\alpha p_y}{T_\alpha} \right)$$

где T_α - температура частиц, $u_\alpha = \text{const}$. Данная функция распределения приводится к виду сдвинутого Максвелловского распределения

$$f_\alpha = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_\alpha (\mathbf{v} - u_\alpha \mathbf{e}_y)^2}{2T_\alpha} \right) \exp \left(-\frac{q_\alpha (\phi - u_\alpha A_y/c)}{T_\alpha} \right)$$

В системе отсчета, где $u_i/T_i = -u_e/T_e$, условие квазинейтральности дает $\phi = 0$, поэтому давление плазмы $p_{zz} = n_0 T_0 e^{-eu_0 A_y/cT_0}$ ($u_0 = u_i - u_e$, $T_0 = T_i + T_e$). Уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$\frac{d^2 A_y}{dz^2} = \frac{4\pi e u_0}{c} e^{-\frac{eu_0}{cT_0} A_y}$$

Его общее решение записывается в виде $A_y = B_0 L \ln(\cosh(z/L))$, где $B_0^2 = 8\pi n_0 T_0$ и $L^2 = c^2 T_0 / 2\pi n_0 e^2 u_0$. Магнитное поле, плотность плазмы и плотность тока определя-

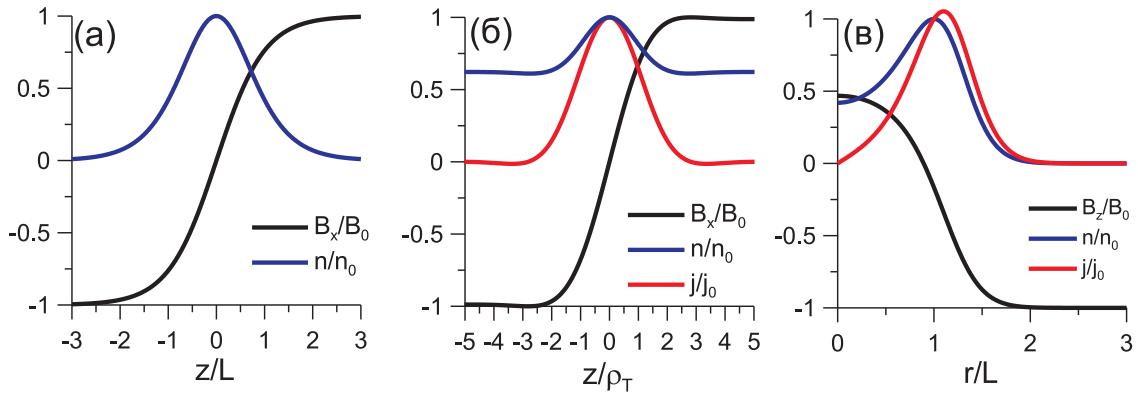


Рис. 1.8: (а) Модель Харриса (б) Модель ТТС (в) Модель цилиндрического токового слоя

ются выражениями

$$\begin{aligned} B_x &= B_0 \tanh(z/L) \\ n &= n_0 \cosh^{-2}(z/L) \\ j_{y,\alpha} &= q_\alpha n_0 u_\alpha \cosh^{-2}(z/L). \end{aligned}$$

где B_0 - магнитное поле на границе ТС, а L - толщина ТС. Плотность плазмы и плотность тока варьируются поперек ТС одинаковым образом. На рис. 1.8а приведены профили магнитного поля и плотности плазмы нормированные на их максимальные значения.

Модель ТТС

Модель Харриса не учитывает компоненту магнитного поля B_z , перпендикулярную нейтральной плоскости ТС. В рамках подхода, при котором используются точные интегралы движения, перпендикулярная компонента может быть учтена только в рамках двумерных моделей. С другой стороны, использование приближенных интегралов движения позволяет построить класс одномерных моделей с отличной от нуля перпендикулярной компонентой. В работах [166, 205] были получены кинетические одномерные модели ТС с $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_z\mathbf{e}_z$, где $B_x|_{z \rightarrow +\infty} = B_0$, $B_x(-z) = -B_x(z)$, $B_z = \text{const}$ и полагается, что $B_z \ll B_0$. Электроны считаются замагниченными, вклад электронов в ток вычисляется из уравнений МГД [207]. Ограничимся описанием модели, в кото-

рой электроны рассматриваются в качестве холодного фона, который не переносит ток. Ионы не замагничены и переносят ток на разомкнутых (спайсеровских) траекториях [175]. Ионы рассматриваются в рамках кинетического подхода. При условии $B_z \ll B_0$ движение ионов имеет следующий характер [49]: ион быстро колеблется в направлении перпендикулярном к нейтральной плоскости и медленно смещается вдоль нейтральной плоскости ТС. Разделение движений на быстрое и медленное позволяет ввести приближенный интеграл движения - квазиадиабатический инвариант [49]

$$I_z = (2\pi)^{-1} \oint mv_z dz$$

который лишь незначительно варьируется вдоль траектории частицы (вариации составляют $\sim B_z/B_0$). Функция распределения ионов на границе ТС выбирается в виде сдвинутого Максвелловского распределения

$$f_0 = \frac{n_0}{(\pi v_T^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel} - v_D)^2 + v_{\perp}^2}{v_T^2}\right)$$

где v_{\parallel} , v_{\perp} - скорости частицы вдоль и поперек магнитного поля, v_T - тепловая скорость частиц. Таким образом, на границе ТС задается поток частиц со скоростью v_D . Используя интеграл энергии и квазиадиабатический инвариант, функция распределения может быть найдена по теореме Лиувилля в любой точке ТС

$$f(B_x, \mathbf{v}) = \frac{n_0}{(\pi v_T^2)^{3/2}} \exp\left(-\left(\sqrt{\mathbf{v}^2/v_T^2 - 2I'} - \epsilon\right)^2 - 2I'\right),$$

где $I/I' = mv_T^2/\omega$, $\omega = eB_0/mc$ и $\epsilon = v_D/v_T$. Решение уравнение Ампера

$$\frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi e}{c} \int v_y f(B_x, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}$$

с граничными условиями $B_x|_{z=0} = 0$, $B_x|_{z \rightarrow +\infty} = B_0$ позволяет определить самосогласованный профиль $B_x(z)$. На рис. 1.8б представлены профили магнитного поля, плотности тока и плотности плазмы нормированные на их максимальные значения. Пространственный масштаб ТС нормирован на гирорадиус иона $\rho_T = v_T/\omega$. Рис. 1.8б показывает, что толщина ТС составляет несколько ионных гирорадиусов [205]. В отличие от модели Харриса в модели ТТС профиль плотности тока вложен в профиль плотности плазмы. В более поздних работах в рамках модели ТТС были учтены вклады в ток нескольких ионных компонент (протонов и тяжелых ионов) [208], а также электронной компоненты [207]. В работе [1] представлен обзор моделей ТТС.

Другие одномерные модели

В ряде работ [51, 68, 97, 128, 155, 198, 200] рассматривались одномерные модели ТС с магнитным полем $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y(z)\mathbf{e}_y$ с более сложными функциями распределения, чем в модели Харриса. В работе [128] было получено плазменное равновесие типа магнитной стенки. В работе [68] модель Харриса была обобщена на случай κ -распределения

$$f_\alpha \propto \left(1 + \frac{H - u_\alpha p_y}{\kappa T_\alpha}\right)^{-(\kappa+1)},$$

где $\kappa = \text{const}$ (при $\kappa \rightarrow \infty$ модель переходит в модель Харриса). В работах [198, 200] учтено наличие фоновой плазмы с функцией распределения $\propto e^{-H/T_\alpha}$. В работе [155] рассматривались равновесия с функцией распределения вида $f_\alpha = e^{-H/T_\alpha} g(p_y)$, тогда как авторы работы [97] рассмотрели более общие равновесия с функциями распределения вида $f_\alpha = \sum_i f_i(H)g_i(p_y)$. В работе [51] построена модель ТС с магнитным полем вида $B_x = B_0 - B_0 \tanh(z/L)$, $B_y = B_0 + B_0 \tanh(z/L)$, а также ТС с периодической структурой $B_x = B_0 \cos(z/L)$, $B_y = B_0 \sin(z/L)$. В работе [87] рассмотрены аналогичные равновесия с функциями распределения вида $F(H)g(p_x, p_y)$. Обзор моделей данного типа представлен в работе [147].

Остановимся на модели одномерного ТС с $B_z \neq 0$. Из баланса давления следует, что такое равновесие может быть только бессиловым, $[\mathbf{j} \times (B_x \mathbf{e}_x + B_y \mathbf{e}_y)] = 0$. Магнитное поле плоского бессилового ТС имеет вид $B_x = B_0 \cos(z/L)$ и $B_y = B_0 \sin(z/L)$. В работе [34] было указано, что в магнитном поле $\mathbf{B} = B_0 \cos(z/L)\mathbf{e}_x + B_0 \sin(z/L)\mathbf{e}_y + B_z \mathbf{e}_z$ (где $B_z = \text{const}$) имеется интеграл движения частицы (винтовой интеграл), связанный с винтовой симметрией магнитного поля (см. также работу [144]). В работах [105, 174] было показано, что выбор функции распределения частиц, как функции энергии и винтового интеграла позволяет построить соответствующую модель ТС. Отметим, что задача о построении модели подобного ТС эквивалентна построению модели циркулярно-поляризованной свистовой волны большой амплитуды в замагниченной плазме.

Двумерная модель Кана

В работе [89] модель Харриса была обобщена на двумерный случай. Функция распределения частиц была выбрана аналогично оригинальной работе Харриса. Уравнение

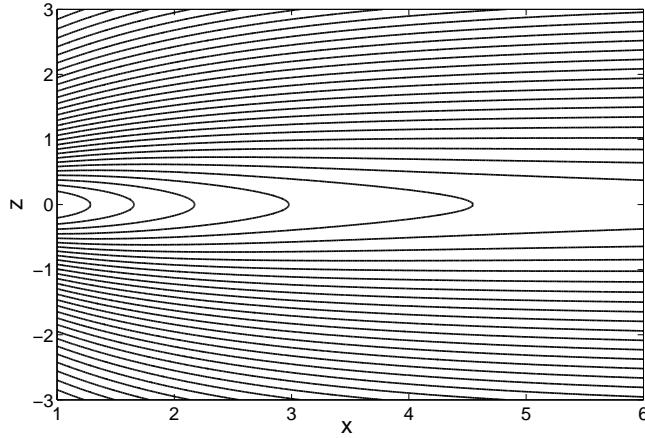


Рис. 1.9: Конфигурация силовых линий в модели Кана. Параметры модели $\alpha = -1$, $\beta = 7$.

(1.13) для векторного потенциала (в безразмерных переменных) имеет вид

$$\Delta A_y = e^{-A_y} \quad (1.24)$$

Это уравнение, известное как уравнение Лиувилля, имеет следующий класс решений (см. например обзор [36])

$$A_y = -\ln \left(\frac{8|f'|^2}{(1 + |f|^2)^2} \right) \quad (1.25)$$

где $f(\zeta)$ - произвольная аналитическая функция переменной $\zeta = x + iz$. В частном случае $f = e^{\pm i\zeta}$ получим одномерное решение Харриса. Выбор функции $f(\zeta)$ более сложного вида позволяет построить двумерные модели ТС. В модели Кана функция $f(\zeta)$ выбиралась в виде

$$f(\zeta) = e^{-i\zeta + i\beta/(\zeta - \alpha)}$$

На рис. 1.9 приведены силовые линии магнитного поля для модели Кана ($\alpha = -1$, $\beta = 7$). В работе [195] модель Кана была обобщена на случай наличия фоновой плазмы.

Выбор функции $f(\zeta)$ позволяет строить различные двумерные модели ТС. В работе [199] представлен обзор таких двумерных моделей. Отметим, что во всех моделях данного класса функция распределения является Максвелловской. Двумерные модели с другими функциями распределения не рассматривались.

Модель Бирна

В ряде работ [40, 42, 44, 155] рассматриваются асимптотические решения двумерного уравнения (1.13) в предположении вытянутости силовых линий, $B_z \ll B_x$. В этом приближении в левой части можно опустить слагаемое $\partial^2 A_y / \partial x^2$. Решение уравнения записывается в неявном виде [42]

$$z = \pm \int_{A_0(x)}^A \frac{dA}{\sqrt{8\pi(p_0(x) - p_{zz}(A_y))}}$$

где $A_0(x)$ значение векторного потенциала A_y в нейтральной плоскости, $p_0(x) = p_{zz}(A_0(x))$ - давление плазмы в нейтральной плоскости. Задавая давление плазмы $p_{zz} = p_{zz}(A_y)$ получим двумерное асимптотическое решение. В частности, выбор давления плазмы в виде $p_{zz}(A_y) = p_* e^{-2A_y/B_0 L}$ приводит к следующему решению [42]

$$A_y = B_0 L \ln \left(\sqrt{\frac{p_*}{p_0(x)}} \cosh \left(\frac{\sqrt{8\pi p_0(x)}}{B_0} \frac{z}{L} \right) \right)$$

В рамках модели Бирна удается построить равновесия неоднородные вдоль оси y [40]. При условии $B_z \ll B_x$ МГД уравнения сводятся к следующему балансу давления

$$p_{zz}(A_y, y) + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\partial A_y}{\partial z} \right)^2 = p_0(x)$$

которое позволяет записать решение в неявном виде

$$z - z_0(x, y) = \int_{A_0(x, y)}^A \frac{dA}{\sqrt{8\pi(p_0(x) - p_{zz}(A_y, y))}}$$

где $z = z_0(x, y)$ - положение нейтральной плоскости, $A_0(x, y)$ - значение векторного потенциала в нейтральной плоскости.

1.7.4 Модели осесимметричных токовых слоев

θ -пинч Лаваля

В работе [99] была предложена модель одномерного осесимметричного ТС типа θ -пинч, которая является обобщением модели Харриса на случай цилиндрической геометрии. Функция распределения была выбрана аналогична работе [76]

$$f_\alpha = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{H_\alpha - \Omega_\alpha p_\varphi}{T_\alpha} \right)$$

где $\Omega_\alpha = \text{const}$ - постоянная. Аналогично модели Харриса данная функция распределения приводится к виду сдвинутого Максвелловского распределения

$$f_\alpha = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_\alpha (\mathbf{v} - \Omega_\alpha r \mathbf{e}_\varphi)^2}{2T_\alpha} \right) \exp \left(-\frac{q_\alpha \phi}{T_\alpha} + \frac{q_\alpha \Omega_\alpha r A_\varphi}{cT_\alpha} + \frac{m_\alpha \Omega_\alpha^2 r^2}{2T_\alpha} \right)$$

Потоковая скорость каждого сорта частиц имеет только азимутальную компоненту $r\Omega_\alpha \mathbf{e}_\varphi$, что соответствует вращению вокруг оси симметрии с постоянной угловой скоростью Ω_α . В системе отсчета, где $\Omega_i/T_i = -\Omega_e/T_e$, условие квазинейтральности приводит к следующему выражению для электростатического потенциала

$$\phi = \left(\frac{m_i \Omega_i^2}{2T_i} - \frac{m_e \Omega_e^2}{2T_e} \right) r^2$$

В безразмерном виде уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$\frac{1}{4r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA_\varphi) \right) = -\exp(\lambda r^2 + rA_\varphi) \quad (1.26)$$

где единицей расстояния является $a = (c^2 T_0 / \pi n_0 e^2 \Omega_0^2)^{1/4}$ ($T_0 = T_i + T_e$), а единицей измерения векторного потенциала - $cT_0/e\Omega_0 a$ ($\Omega_0 = \Omega_i - \Omega_e$). Параметр λ является безразмерным

$$\lambda = \left(\frac{m_i \Omega_i^2}{2T_i} + \frac{m_e \Omega_e^2}{2T_e} \right) a^2$$

Решение уравнения (1.26) имеет вид

$$rA_\varphi = -\lambda r^2 - 2 \ln \left(\frac{L^2}{\sqrt{2}} \cosh \left(\frac{r^2 - r_0^2}{L^2} \right) \right)$$

где r_0 и L - две произвольные константы. Магнитное поле $B_z(r)$, плотность плазмы $n(r)$ и плотность тока каждого сорта $j_{\varphi,\alpha}$ в модели Лаваля определяются выражениями ($B_0 = 2/L^2$, $b = \lambda L^2/2$)

$$B_z(r) = B_0 \left(-b - \tanh \left(\frac{r^2 - r_0^2}{L^2} \right) \right)$$

$$n(r) = n_0 \cosh^{-2} \left(\frac{r^2 - r_0^2}{L^2} \right)$$

$$j_{\varphi,\alpha} = q_\alpha n_0 \Omega_\alpha r \cosh^{-2} \left(\frac{r^2 - r_0^2}{L^2} \right)$$

На рис. 1.8в представлены профили магнитного поля, плотности плазмы и полной плотности тока, нормированные на максимальные значения. В модели Лаваля магнитное поле обращается в нуль на цилиндрической поверхности $r \approx r_0$. В отличие от модели Харриса профили плотности плазмы и плотности тока в модели Лаваля не совпадают.

Осесимметричные двумерные равновесия

Двумерные осесимметричные модели играют важную роль в проблеме равновесия плазмы в токамаках. Для решения уравнение Грэда-Шафранова [159] задаются зависимости давления плазмы и аксиального тока от магнитного потока. Как правило полагается, что давления и аксиальный ток являются квадратичными либо линейными функциями магнитного потока [24, 73, 100, 110, 162, 172, 196]. В этом случае уравнение Грэда-Шафранова является линейным и легко решается при заданных граничных условиях. Более сложные зависимости давления от магнитного потока рассматривались в работе [100], где было отмечено, что частные решения уравнения Грэда-Шафранова могут быть построены для степенной зависимости давления от потока. В работах [100, 196] для построения решений использовались групповые методы.

До настоящего времени не рассматривались кинетические осесимметричные равновесия. Между тем выбор функции распределения в виде Максвелловского распределения уже приводит к тому, что давление плазмы зависит от магнитного потока экспоненциальным образом. В Главе 1 построены кинетические модели двумерных осесимметричных ТС.

1.8 Актуальность исследования

Токовые слои являются универсальными структурами, которые формируются в космической и лабораторной плазме [66, 197]. Токовые слои играют роль резервуара энергии магнитного поля. В результате развития неустойчивостей в токовом слое может происходить диссипация энергии магнитного поля, ускорение заряженных частиц и нагрев плазмы. В свою очередь возможность развития различных неустойчивостей в токовом слое определяется равновесной структурой токового слоя. Данное обстоятельство обуславливает актуальность теоретических и экспериментальных исследований равновесной структуры токовых слоев.

Токовые слои наблюдаются в магнитосферных хвостах планет, солнечном ветре, магнитосферах комет. Токовые слои формируются вероятно в солнечной короне, магнитосферах экзопланет и пульсаров. Благодаря большому количеству космических аппаратов к настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал о структуре токовых слоев в магнитосферных хвостах планет. Поэтому выводы теоретических

моделей токовых слоев могут быть сопоставлены с данными прямых спутниковых наблюдений. Подобное сопоставление ведет к более глубокому пониманию структуры и динамики токовых слоев не только в магнитосферных хвостах планет, но и в магнитосферах более удаленных астрофизических объектов (магнитосфера пульсаров, экзопланет, комет).

Магнитосфера планет Солнечной системы предлагают широкий спектр конфигураций токовых слоев. Магнитосфера Венеры и Марса являются индуцированными, механизм их формирования аналогичен механизму формирования магнитосфер комет. Таким образом, изучение структуры токовых слоев в магнитосферных хвостах Венеры и Марса позволяет понять структуру токовых слоев в магнитосферных хвостах комет. В настоящее время выводы теоретических моделей, описывающих структуру токового слоя в магнитосферном хвосте Венеры, могут быть сопоставлены с данными прямых спутниковых наблюдений аппарата *Venus Express* (выведен на орбиту вокруг Венеры в 2006 г.). Актуальность данных исследований обусловлена также необходимостью интерпретации данных космического аппарата *MAVEN*, который был запущен к Марсу 18 ноября 2013 г., а также космического аппарата *Rozetta*, который в 2014 г. приблизится к комете Чурюмова-Герасименко.

Токовый слой в магнитосферном хвосте Земли является наиболее исследованным с экспериментальной точки зрения. В настоящее время данные четырехспутниковой миссии *Cluster* позволяют наиболее полным образом провести сопоставление выводов теоретических моделей с данными прямых спутниковых наблюдений. Теоретические и экспериментальные исследования динамики токового слоя в магнитосферном хвосте Земли позволяют интерпретировать динамические процессы, которые происходят в солнечной короне.

Магнитосфера Юпитера представляет пример магнитосферы быстро вращающейся планеты, обладающей сильным магнитным полем, со значительными внутренними источниками плазмы. Это позволяет провести аналогию между магнитосферой Юпитера и магнитосферой пульсара [92, 93]. Во внутренней магнитосфере Юпитера формируется осесимметричный токовый слой называемый магнитодиском. Подобные токовые слои формируются в магнитосферах экзопланет, называемых “горячими Юпитерами” [94]. Таким образом, исследование структуры токовых слоев в магнитосфере Юпитера позволяет понять возможную 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, пульсаров и магнитосфер звезд в двойных системах [86]. Поэтому изучение структуры токовых слоев и динамики магнитосферы Нептуна, обусловленной прецессией магнитного диполя, представляет интерес с точки зрения генерации ускоренных частиц в аналогичных магнитосферах.

Отметим, что изучение планетарных магнитосфер инициировало работы по лабораторному моделированию соответствующих конфигураций магнитного поля и плазменных процессов происходящих в магнитосфере [141, 161]. Так в лабораторном моделировании удается моделировать бесстолкновительную ударную волну, токовый слой, конфигурацию токов в магнитосфере и др. Дальнейшие исследования планетарных магнитосфер прямыми спутниковыми методами позволит лучше понять в какой степени лабораторное моделирование отражает структуру магнитоплазменных конфигураций, наблюдаемых в космической плазме.

Часть 1

Двумерные кинетические модели осесимметричных и плоских токовых слоев.

2.1 Модели осесимметричных токовых слоев

До настоящего времени структура ТС магнитодиска Юпитера рассматривалась в рамках одножидкостного МГД подхода [70, 71, 220]. МГД модели основаны на рассмотрении баланса давления

$$0 = -\nabla p + c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \rho\Omega^2 r \mathbf{e}_r \quad (2.1)$$

где p , ρ - давление и плотность плазмы, $\Omega = \text{const}$ - угловая скорость плазмы. Вращение плазмы с угловой скоростью Ω вызвано электрическим полем коротации [80]. В настоящей главе построены двумерные кинетические модели осесимметричных токовых слоев. Выбор функций распределения ионов и электронов позволяет свести задачу о построении модели осесимметричного равновесия к построению решений некоторого нелинейного эллиптического уравнения. Результаты данной главы изложены в работах автора [187, 188].

2.1.1 Уравнение на векторный потенциал

Рассматривается двумерный осесимметричный ТС, в котором магнитное поле $\mathbf{B} = B_r(r, z)\mathbf{e}_r + B_z(r, z)\mathbf{e}_z$ поддерживается током $\mathbf{j} = j_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi$. Векторный и скалярный

потенциалы имеют вид $\mathbf{A} = A_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi$ и $\phi = \phi(r, z)$. Ввиду азимутальной симметрии и стационарности ТС вдоль траектории заряженной частицы с зарядом q_α и массой m_α (далее рассматривается ионно-электронная плазма, $\alpha = i, e$) сохраняются обобщенный импульс $p_\varphi = r(m_\alpha v_\varphi + q_\alpha A_\varphi/c)$ и энергия частицы $H_\alpha = m_\alpha \mathbf{v}^2/2 + q_\alpha \phi$. Выберем функцию распределения заряженных частиц в виде $f_\alpha = f_\alpha(H, p_\varphi)$. Уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi e}{c} \int v_\varphi (f_i - f_e) d^3 \mathbf{v} \quad (2.2)$$

где $\Psi = rA_\varphi$ - магнитный поток. Условие квазинейтральности

$$\int f_i \left(\frac{m_i \mathbf{v}^2}{2} + e\phi, r(m_i v_\varphi + eA_\varphi/c) \right) d^3 \mathbf{v} = \int f_e \left(\frac{m_e \mathbf{v}^2}{2} - e\phi, r(m_e v_\varphi - eA_\varphi/c) \right) d^3 \mathbf{v} \quad (2.3)$$

позволяет определить электростатический потенциал поля поляризации $\phi = \phi(\Psi, r)$.

Заменой $x = r^2$, $\tilde{z} = 2z$ уравнение (2.2) приведем к виду

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tilde{z}^2} = -\frac{\pi e}{c\sqrt{x}} \int v_\varphi (f_i - f_e) d^3 \mathbf{v} \equiv F(\Psi, x) \quad (2.4)$$

Ограничимся классом функций распределения, для которых $F(\Psi, x) = F(\Psi + \lambda x)$ ($\lambda = \text{const}$). В дальнейшем будет показано, что слагаемое λx возникает за счет электростатического поля поляризации. Для данного класса функций распределения уравнение (2.4) приводится к виду

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 u}{\partial \tilde{z}^2} = F(u) \quad (2.5)$$

где $u = \Psi + \lambda x$.

При построении модели осесимметричного равновесия в ограниченной области пространства для уравнения (2.5) необходимо задать граничные условия. В такой постановке задача может быть решена лишь с помощью численных методов. С другой стороны представляют интерес частные решения уравнения (2.5) безотносительно к конкретным граничным условиям. В подобной постановке рассматривались модели плоского ТС в магнитосферном хвосте Земли [89, 199]. Эффективным методом построения частных решений уравнений в частных производных является групповой анализ. Групповой анализ позволяет построить частные решения в том случае, когда уравнение допускает некоторую группу преобразований. В следующем разделе определен вид функции $F(u)$, для которого уравнение (2.5) допускает группы преобразований. Отметим, что конкретный вид функции $F(u)$ определяется функцией распределения частиц.

2.1.2 Групповой анализ уравнения

Алгоритм поиска однопараметрических групп преобразований, допускаемых уравнением в частных производных, состоит в следующем (см. подробнее в книге [82]). Решение уравнения (2.5) определяет некоторую поверхность в трехмерном пространстве (x, z, u) (для краткости в данном разделе опустим значок тильды над переменной \tilde{z}). Эта поверхность может рассматриваться также в расширенном пространстве $(x, z, u, u_x, u_z, u_{xx}, u_{xz}, u_{zz})$. В расширенном пространстве уравнение данной поверхности имеет вид

$$G(x, u, u_{xx}, u_{zz}) = u_{xx} + x^{-1}u_{zz} - F(u) = 0 \quad (2.6)$$

Группа преобразований трехмерного пространства (x, z, u) допускается уравнением (2.5) в том случае, если под действием преобразований данной группы в расширенном пространстве поверхности, соответствующие различным решениям уравнения, переходят друг в друга.

Однопараметрическая группа преобразований трехмерного пространства (x, z, u) однозначно определяется инфинитезимальным оператором \hat{X} :

$$\hat{X} = \xi^1 \frac{\partial}{\partial x} + \xi^2 \frac{\partial}{\partial z} + \eta \frac{\partial}{\partial u},$$

где $\xi^i = \xi^i(x, z, u)$ и $\eta = \eta(x, z, u)$ ($i = 1, 2$). Инфинитезимальному оператору соответствует бесконечно малое преобразование $x \rightarrow x + a\xi^1$, $z \rightarrow z + a\xi^2$, $u \rightarrow u + a\eta$, где a - бесконечно малое число. Расширение инфинитезимального оператора на пространство функций, зависящих также от производных функции u до второго порядка, имеет вид:

$$\hat{X}_2 = \hat{X} + \zeta_1 \frac{\partial}{\partial u_x} + \zeta_2 \frac{\partial}{\partial u_z} + \zeta_{11} \frac{\partial}{\partial u_{xx}} + \zeta_{12} \frac{\partial}{\partial u_{xz}} + \zeta_{22} \frac{\partial}{\partial u_{zz}}$$

Функции ζ_i и ζ_{ij} определяются следующими выражениями (здесь используются обозначения $u_1 \equiv u_x$ и $u_2 \equiv u_z$):

$$\begin{aligned} \zeta_i &= \hat{D}_i(\eta) - u_x \hat{D}_i(\xi^1) - u_z \hat{D}_i(\xi^2) \\ \zeta_{ij} &= \hat{D}_j(\zeta_i) - u_{ix} \hat{D}_j(\xi^1) - u_{iz} \hat{D}_j(\xi^2) \end{aligned}$$

где \hat{D}_1 и \hat{D}_2 - дифференциальные операторы по переменным x и z :

$$\begin{aligned} \hat{D}_1 &= \frac{\partial}{\partial x} + u_x \frac{\partial}{\partial u} + u_{xx} \frac{\partial}{\partial u_x} + u_{xz} \frac{\partial}{\partial u_z} + \dots \\ \hat{D}_2 &= \frac{\partial}{\partial z} + u_z \frac{\partial}{\partial u} + u_{xz} \frac{\partial}{\partial u_x} + u_{zz} \frac{\partial}{\partial u_z} + \dots \end{aligned}$$

Группы симметрий, допускаемые уравнением (2.5), находятся из системы уравнений

$$\hat{X}_2 G = 0, \quad G = 0 \quad (2.7)$$

Отметим, что в уравнениях (2.7) все переменные $x, z, u, u_x, u_z, u_{xx}, u_{xz}$ и u_{zz} рассматриваются как независимые. Производную произвольной функции f по переменной u обозначим $f_u = \partial f / \partial u$.

Анализ уравнений (2.7) показывает, что функции ξ^1 и ξ^2 не зависят от u и $\eta = \eta^0(x, z) + u\eta^1(x, z)$. Кроме того, получим следующую переопределенную систему дифференциальных уравнений для функций ξ^i и η :

$$\begin{aligned} \xi_x^2 + x^{-1}\xi_z^1 &= 0, \quad \xi_z^2 - \xi_x^1 + \xi^1/2x = 0, \\ 2\eta_x^1 &= \xi_{xx}^1 + x^{-1}\xi_{zz}^1, \quad 2\eta_z^1 = \xi_{zz}^2 + x\xi_{xx}^2, \\ (\eta_{xx} + x^{-1}\eta_{zz}) + (\eta^1 - 2\xi_z^2 - \xi^1/x)F &= \eta F_u \end{aligned} \quad (2.8)$$

Данная система уравнений имеет нетривиальные решения для $F(u) = e^{-u}$ и $F(u) = u^{-(\kappa-1/2)}$.

Остановимся детальнее на последнем выводе. Из первых четырех уравнений следует соотношение

$$\eta^1 = \xi^1/4x + c_1 \quad (2.9)$$

, где $c_1 = \text{const}$. Запишем последнее из уравнений (2.8) в следующем виде

$$(\eta_{xx}^0 + x^{-1}\eta_{zz}^0) + u(\eta_{xx}^1 + x^{-1}\eta_{zz}^1) + (\eta^1 - 2\xi_x^1)F = (\eta^0 + u\eta^1)F_u$$

Поскольку $F(u)$ является нелинейной функцией, данное уравнение будет непротиворечивым, если $\eta_{xx}^0 + x^{-1}\eta_{zz}^0 = 0$. При этом уравнение может быть записано в виде

$$(\eta_{xx}^1 + x^{-1}\eta_{zz}^1) + (\eta^1 - 2\xi_x^1)u^{-1}F = \eta^0u^{-1}F_u + \eta^1F_u \quad (2.10)$$

Уравнение (2.10) является не противоречивым, если функции в левой и правой частях имеют одинаковые сомножители, зависящие от u , так что либо $F_u = -KF$ либо $F_u = -KF/u$, где $K = \text{const}$.

В первом случае $F(u) = F_0e^{-Ku}$, где $F_0 = \text{const}$. Надлежащим выбором переменных уравнение (2.6) с $F(u) = F_0e^{-Ku}$ всегда можно привести к аналогичному уравнению с

$F(u) = e^{-u}$, поэтому далее полагаем $F(u) = e^{-u}$. Из уравнения (2.10) получим $\eta^1 = 0$ и $\eta^0 = 2\xi_x^1$. Из уравнения (2.9) получим $\xi^1 = -4c_1x$, так что $\eta^0 = -8c_1$ и условие $\eta_{xx}^0 + x^{-1}\eta_{zz}^0 = 0$ выполнено. Из первых двух уравнений системы (2.9) получим $\xi^2 = -2c_1z + c_2$, где $c_2 = \text{const}$. Таким образом, при $F(u) = e^{-u}$ уравнение (2.6) допускает группу с инфинитезимальным оператором

$$\hat{X} = -4c_1\hat{X}_1 - c_2\hat{X}_2 = -4c_1\left(x\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2}z\frac{\partial}{\partial z} + 2\frac{\partial}{\partial u}\right) - c_2\frac{\partial}{\partial z}$$

Операторы \hat{X}_1 и \hat{X}_2 коммутируют, поэтому они соответствуют двум независимым группам преобразований [82]. Группа с оператором \hat{X}_2 является группой трансляций вдоль оси Z и не представляет интереса с точки зрения построения двумерных решений уравнения (2.8). Группа преобразований с оператором \hat{X}_1 имеет вид $x \rightarrow e^ax$, $z \rightarrow e^{a/2}z$, $u \rightarrow u + 2a$ (a - параметр группы) и имеет следующий смысл: при растяжении переменных x и z^2 в одинаковое число раз и добавление к решению уравнения (2.6) некоторой константы приводит к новому решению данного уравнения.

Рассмотрим теперь случай $F = F_0u^{-K}$. Без ограничения общности можем положить $F_0 = 1$, так что $F = u^{-K}$. В данном случае из уравнения (2.10) получим $\eta^0 = 0$, так что условие $\eta_{xx}^0 + x^{-1}\eta_{zz}^0 = 0$ выполнено, а также получим соотношение

$$\eta^1 = 2\xi_x^1/(K + 1) \quad (2.11)$$

Кроме того, из уравнения (2.10) следует условие

$$\eta_{xx}^1 + x^{-1}\eta_{zz}^1 = 0$$

Подставляя (2.11) в последнее уравнение и третье уравнение системы (2.8) получим $\xi^1 = c_2(z)x$. Учитывая, уравнение (2.9) и соотношение (2.11) находим $c_2(z) = c_2 = \text{const}$, так что $\eta^1 = 2c_2/(K + 1)$. Наконец, первые два уравнения системы (2.8) позволяют получить $\xi^2 = c_2z/2 + c_3$. Таким образом, уравнение (2.6) с $F = u^{-K}$ допускает группу преобразований с инфинитезимальным оператором

$$\hat{X} = c_2\hat{X}_1 + c_3\hat{X}_2 = c_2\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z} + \frac{2}{K+1}u\frac{\partial}{\partial u}\right) + c_3\frac{\partial}{\partial z} \quad (2.12)$$

Оператор \hat{X}_2 соответствует группе трансляций вдоль оси Z и далее не рассматривается. Оператор \hat{X}_1 соответствует группе преобразований подобия $x \rightarrow e^ax$, $z \rightarrow e^{a/2}z$, $u \rightarrow e^{4a/(2\kappa+1)}u$, где мы ввели обозначение $K \equiv \kappa - 1/2$, $\kappa = \text{const}$. Данная группа

преобразований имеет следующий смысл: при растяжении переменных x и z , а также решения уравнения (2.6) в некоторое количество раз (для каждой переменной оно свое) получим вновь некоторое решение уравнения (2.6).

Суммируем результаты данного параграфа. Уравнение (2.6) допускает группы преобразований при $F(u) = e^{-u}$ и $F(u) = u^{-(\kappa-1/2)}$. Соответствующие уравнения и группы преобразований, представляющие интерес для настоящей главы, приведены ниже. Для функции $F(u) = e^{-u}$ уравнение (2.5) примет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \tilde{z}^2} = e^{-u} \quad (2.13)$$

Это уравнение допускает группу преобразований с инфинитезимальным оператором

$$\hat{X} = x \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \tilde{z} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} + 2 \frac{\partial}{\partial u}$$

Соответствующая однопараметрическая группа преобразований (a - параметр группы)

$$x \rightarrow e^a x \quad \tilde{z} \rightarrow e^{a/2} \tilde{z} \quad u \rightarrow u + 2a \quad (2.14)$$

является группой преобразований подобия.

Для функции $F(u) = u^{-(\kappa-1/2)}$ уравнение (2.5) примет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \tilde{z}^2} = u^{-(\kappa-1/2)} \quad (2.15)$$

Данное уравнение допускает группу преобразований с инфинитезимальным оператором

$$\hat{X} = x \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \tilde{z} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} + \frac{4}{2\kappa+1} \frac{\partial}{\partial u}$$

Соответствующая однопараметрическая группа преобразований (a - параметр)

$$x \rightarrow e^a x \quad \tilde{z} \rightarrow e^{a/2} \tilde{z} \quad u \rightarrow e^{4a/(2\kappa+1)} u \quad (2.16)$$

является также группой преобразований подобия.

2.1.3 Функции распределения частиц

Вид функции $F(u)$ определяется выбором функции распределения заряженных частиц $f_\alpha(H, p_\varphi)$. Определим каким функциям распределения соответствуют $F(u) = e^{-u}$ и $F(u) = u^{-(\kappa-1/2)}$. Рассмотрим Максвелловскую функцию распределения [99]

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{H_\alpha - \Omega_\alpha p_{\varphi,\alpha}}{T_\alpha} \right)$$

где $\Omega_\alpha = \text{const}$. Данная функция распределения может быть записана в виде

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_\alpha (\mathbf{v} - \Omega_\alpha r \mathbf{e}_\varphi)^2}{2T_\alpha} - \frac{q_\alpha(\phi - \Omega_\alpha r A_\varphi/c)}{T_\alpha} + \frac{m_\alpha \Omega_\alpha^2 r^2}{2T_\alpha} \right)$$

Для каждого сорта частиц потоковая скорость имеет только азимутальную компоненту $\Omega_\alpha r \mathbf{e}_\varphi$, соответствующую постоянной угловой скорости Ω_α . Отметим, что рассматриваемая модель применима при $\Omega_\alpha r \ll c$, поскольку в противном случае динамика частиц должна описываться релятивистскими уравнениями. В системе отсчета, где $\Omega_i/T_i = -\Omega_e/T_e$, условие квазинейтральности дает следующее выражение для электростатического потенциала:

$$e\phi = \frac{1}{2} \frac{T_i T_e}{(T_i + T_e)} \left(\frac{m_i \Omega_i^2}{T_i} - \frac{m_e \Omega_e^2}{T_e} \right) r^2 \quad (2.17)$$

Таким образом, в противоположность моделям плоских ТС, в осесимметричных ТС всегда имеется электростатическое поле.

В безразмерных переменных $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}/h$, $A_\varphi \rightarrow A_\varphi/A_0$, где $h = \sqrt{2c\lambda_D/\Omega_0}$ и $A_0 = cT_0/e\Omega_0 h$ ($T_0 = T_i + T_e$, $\Omega_0 = \Omega_i - \Omega_e$) уравнение для векторного потенциала совпадает с уравнением (2.13)

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = e^{-u}$$

где $x = r^2$, $z = 2z$, $u = -rA_\varphi - \lambda r^2$ и $\lambda = \Omega_0^2 h^2 (m_i T_i^2 + m_e T_e^2)/2T_0^3$. Таким образом, функция $F(u) = e^{-u}$ соответствует Максвелловской функции распределения (результат известный по работе [99]). Отметим, что плотность плазмы n и плотность тока j_φ для Максвелловской функции распределения определяются выражениями

$$n = n_0 e^{-u} \quad j_\varphi = j_0 r e^{-u}$$

где $j_0 = e n_0 \Omega_0 h$.

Рассмотрим теперь κ -распределение

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{H_\alpha - \Omega_\alpha p_{\varphi,\alpha}}{\kappa T_\alpha} \right)^{-(\kappa+1)}$$

Как и для Максвелловской функции распределения потоковая скорость для каждого сорта частиц имеет только азимутальную компоненту. Электростатический потенциал ϕ описывается как и для Максвелловской функции распределения формулой (2.17). В безразмерных переменных $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}/h$, $A_\varphi \rightarrow A_\varphi/A_0$, где $h = \sqrt{2c\lambda_D/\Omega_0 \kappa^{1/2}}$ и $A_0 =$

$c\kappa T_0/e\Omega_0 h$ уравнение для векторного потенциала совпадает с уравнением (2.15):

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

где $u = 1 - rA_\varphi - \lambda_\kappa r^2$ и $\lambda_\kappa = \Omega_0^2 h^2 (m_i T_i^2 + m_e T_e^2) / 2\kappa T_0^3$ (x и \tilde{z} определены как для случая Максвелловского распределения). Таким образом, функции $F(u) = u^{-(\kappa-1/2)}$ соответствует κ -распределение. Плотность плазмы и плотность тока для κ -распределения определяются выражениями

$$n = n_0 u^{-(\kappa-1/2)} \quad j_\varphi = j_0 r u^{-(\kappa-1/2)}$$

где $j_0 = e n_0 \Omega_0 h$. Отметим, что при $\kappa \leq 3/2$ давление плазмы оказывается бесконечным, поскольку не сходится интеграл $\int \mathbf{v}^2 f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}$. Поэтому далее рассматриваются функции распределения с $\kappa > 3/2$.

2.1.4 Инвариантные решения

Однопараметрические группы преобразований, допускаемые уравнением в частных производных, широко используются для построения частных решений. Во-первых, если известно одно решение уравнения, то группа преобразований позволяет построить с его помощью однопараметрический класс решений. Для уравнений (2.13, 2.15) нетрудно построить одномерные решения. Однако, применение к данным решениям групп преобразований (2.14, 2.16) не приводит к двумерным решениям.

С другой стороны, для каждой однопараметрической группы преобразований существует особый класс решений, которые называются инвариантными. С геометрической точки зрения инвариантным решениям соответствуют такие поверхности в трехмерном пространстве (x, z, u) , которые под действием преобразований группы переходят в себя. Вид инвариантного решения определяется инвариантами группы, которые находятся из системы уравнений

$$\frac{dx}{\xi^1} = \frac{dz}{\xi^2} = \frac{du}{\eta}$$

В следующих двух параграфах рассматриваются инвариантные решения групп (2.14, 2.16).

Максвелловское распределение Для группы преобразований (2.14) инвариантами являются $u - 2 \ln x$ и $\xi = \tilde{z}/\sqrt{x}$, поэтому инвариантное решение имеет вид $u = 2 \ln x +$

$\psi(\xi)$, где ψ - некоторая функция. Подстановка инвариантного решения в уравнение (2.13) приводит к обыкновенному дифференциальному уравнению для функции ψ :

$$(1 - \eta^2)^2 \psi_{\eta\eta} = 4(2 + e^{-\psi}) \quad (2.18)$$

где $\eta = \xi / \sqrt{\xi^2 + 4} \in [-1, 1]$. Нетрудно вычислить асимптотики решения при $\eta \approx 0$ и $\eta \approx 1$. Отметим, что $\eta \approx 0$ соответствует $z \approx 0$, т.е. точкам вблизи нейтральной плоскости ТС, тогда как $\eta \approx 1$ соответствует $z \rightarrow \pm\infty$, т.е. точкам вдали от нейтральной плоскости ТС.

При $\eta \approx 0$ функция ψ разлагается в ряд Тейлора

$$\psi = \psi_0 + \psi'_0 \eta + \frac{1}{2} \psi''_0 \eta^2 + \dots$$

где ψ_0 и ψ'_0 - начальные условия для уравнения (2.18) при $\eta = 0$, $\psi''_0 = 4(2 + e^{-\psi_0})$.

При $\eta \rightarrow \pm 1$ решения уравнения (2.18) неограниченно растут. Поэтому, отбрасывая в правой части уравнения (2.18) экспоненциальное слагаемое, получим

$$\psi = -2 \ln(1 \pm \eta) + \psi_{\pm} + 2(1 \pm \eta) \ln(1 \pm \eta) + \dots$$

где ψ_{\pm} - константы, зависящие от начальных условий ψ_0 и ψ'_0 .

Полученные асимптотики позволяют определить поведение магнитного поля и плазменных характеристик вблизи ($z \approx 0$) и на больших расстояниях ($|z| \rightarrow \infty$) от нейтральной плоскости ТС. Асимптотики магнитного поля и плотности плазмы представлены в Таблице 2.1. Рассмотрим асимптотики вблизи нейтральной плоскости. При $\psi'_0 = 0$ магнитное поле B_r меняет знак в плоскости $z = 0$. При $\psi'_0 \neq 0$ нейтральная плоскость становится наклонной к оси симметрии. Магнитное поле B_z перпендикулярное нейтральной плоскости стремится на больших расстояниях от оси симметрии к постоянному значению -2λ . Плотность плазмы падает с ростом расстояния r по закону r^{-4} . Соответственно, плотность тока падает по закону r^{-3} . Выражение для плотности плазмы показывает, что параметр ψ_0 определяет количество плазмы в токовом слое. Выражение для магнитного поля B_r показывает, что чем больше плазмы в токовом слое (т.е. чем меньше ψ_0) тем более вытянутую конфигурацию имеют силовые линии в радиальном направлении (т.к. тем больше параметр ψ''_0 в асимптотике для B_r). На больших расстояниях от нейтральной плоскости магнитное поле B_r падает по закону $|z|^{-1}$, тогда как магнитное поле B_z стремится к постоянному значению -2λ . Плотность плазмы и плотность тока падают по закону $|z|^{-4}$.

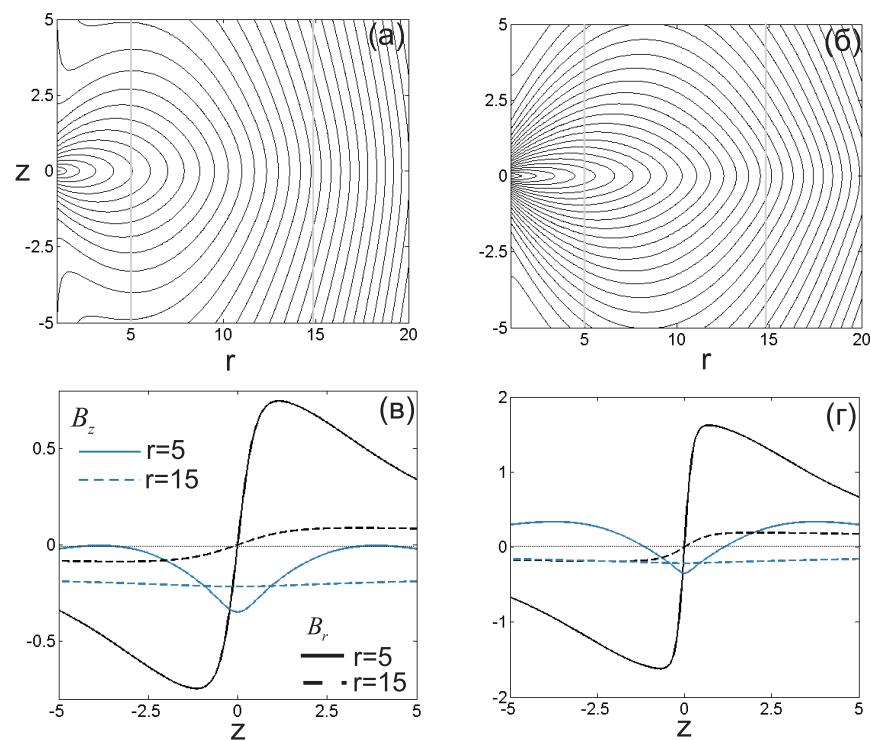


Рис. 2.1: Силовые линии магнитного поля в осесимметричных токовых слоях при (а) $\psi_0 = -4$ (б) $\psi_0 = -5.5$, а также (в,г) профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль двух линий, представленных на панелях (а,б)

Задание двух начальных условий ψ_0 и ψ'_0 для уравнения (2.18) позволяет получить решение уравнения путем численного интегрирования. Для иллюстрации модели положим для определенности $\lambda = 0.01$ и $\psi'_0 = 0$. На рис. 2.1а,б представлены модели осесимметричных ТС для $\psi_0 = -4$ и $\psi_0 = -5.5$. Сравнение рис. 2.1а и рис. 2.1б подтверждает, что параметр ψ_0 определяет степень вытянутости силовых линий в радиальном направлении. На рис. 2.1в,г приведены профили магнитного поля вдоль двух разрезов (при $r = 5$ и $r = 15$), показанных на рис. 2.1а,б.

κ -распределение Рассмотрим теперь уравнение (2.15). Инварианты группы преобразований (2.16) равны $u \cdot x^{-\frac{4}{2\kappa+1}}$ и $\xi = \tilde{z}/2\sqrt{x}$, поэтому инвариантное решение имеет вид $u = x^{\frac{4}{2\kappa+1}}\psi(\xi)$. Подстановка инвариантного решения в уравнение (2.15) приводит к следующему обыкновенному дифференциальному уравнению для функции ψ :

$$(\xi^2 + 1)\psi_{\xi\xi} + \frac{6\kappa-13}{2\kappa+1}\xi\psi_{\xi} = \frac{16(2\kappa-3)}{(2\kappa+1)^2}\psi + 4\psi^{-(\kappa-\frac{1}{2})} \quad (2.19)$$

Нетрудно вычислить асимптотики уравнения (2.19) при $\xi \approx 0$ и $\xi \rightarrow \infty$. Отметим, что $\xi \approx 0$ соответствует $z \approx 0$, т.е. окрестности нейтральной плоскости ТС, тогда как $\xi \rightarrow \infty$ соответствует точкам на большом расстоянии от нейтральной плоскости.

Асимптотика функции ψ при $\xi \approx 0$ имеет вид

$$\psi = \psi_0 + \psi'_0\xi + \frac{1}{2}\psi''_0\xi^2 + \dots$$

где ψ_0 и ψ'_0 - начальные условия для уравнения (2.19) при $\xi = 0$, а $\psi''_0 = 16(2\kappa - 3)\psi_0/(2\kappa + 1)^2 + 4\psi_0^{-(\kappa-1/2)}$. При $\xi \rightarrow \infty$ асимптотика функции ψ имеет вид

$$\psi = a_0\xi^{\frac{8}{2\kappa+1}} \left(1 + c_{\kappa}\xi^{-2} \ln \xi + a_{\pm}\xi^{-2} + \dots \right)$$

где $c_{\kappa} = 4(7 - 2\kappa)/(2\kappa + 1)^2$, a_0 и a_{\pm} - постоянные, зависящие от начальных условий ψ_0 и ψ'_0 .

Полученные асимптотики позволяют определить поведение магнитного поля и плазменных параметров при $z \approx 0$ и $z \rightarrow \infty$. Данные асимптотики представлены в Таблице 2.1. Рассмотрим поведение магнитного поля и плотности плазмы вблизи нейтральной плоскости. Как и в предыдущем параграфе при $\psi'_0 = 0$ нейтральная плоскость ТС совпадает с $z = 0$, тогда как при $\psi'_0 \neq 0$ нейтральная плоскость становится наклоненной к оси симметрии. Магнитное поле B_z с удалением от оси симметрии стремится к постоянному значению -2λ . Плотность плазмы падает с ростом расстояния r по закону $r^{-\delta}$,

где $\delta = 4(2\kappa - 1)/(2\kappa + 1) \in (2, 4)$. Таким образом, в ТС с κ -распределением плотность плазмы и, следовательно, плотность тока убывают с расстоянием от оси симметрии медленнее, чем в ТС с Максвелловским распределением. При $\kappa \rightarrow \infty$ получим $\delta \rightarrow 4$, так что плотность спадет как и в модели, полученной в предыдущем параграфе. Данное обстоятельство обусловлено тем, что κ -распределение при $\kappa \rightarrow \infty$ переходит в Максвелловское распределение. Рассмотрим поведение магнитного поля и плотности плазмы на больших расстояниях от нейтральной плоскости. Асимптотика магнитного поля B_r показывает, что при $3/2 < \kappa < 7/2$ магнитное поле B_r неограниченно растет с удалением от нейтральной плоскости. При $\kappa = 7/2$ магнитное поле B_r выходит вдали от нейтральной плоскости на константу. При $\kappa > 7/2$ магнитное поле B_r убывает с удалением от нейтральной плоскости, в согласии с моделью ТС, представленной в предыдущем параграфе (предел больших значений параметра κ).

В одном частном случае уравнение (2.19) удается проинтегрировать аналитически. При $\kappa = 7/2$ уравнение (2.19) имеет вид

$$\psi_{\eta\eta} = \psi + 4\psi^{-3}$$

где $\eta = \ln(\xi + \sqrt{\xi^2 + 4}) - \ln 2$. Решение последнего уравнения, зависящее от двух произвольных констант ε и η_0 , имеет вид

$$\psi^2 = 2(-\varepsilon + \sqrt{1 + \varepsilon^2} \cosh(2\eta - \eta_0))$$

Таким образом, уравнение (2.15) при $\kappa = 7/2$ имеет следующее аналитическое решение (отметим, что $\tilde{z} = 2z$ и $x = r^2$):

$$u = \left(-2\varepsilon x + \sqrt{1 + \varepsilon^2} e^{-\eta_0} \left(z + \sqrt{z^2 + x} \right)^2 + \sqrt{1 + \varepsilon^2} \frac{e^{\eta_0} x^2}{\left(z + \sqrt{z^2 + x} \right)^2} \right)^{1/2}$$

В общем случае уравнение (2.19) интегрируется численно при заданных начальных условиях ψ_0 и ψ'_0 . На рис. 2.2а,б представлены силовые линии для ТС с $\kappa = 5/2$ и $\kappa = 7/2$ (в обоих случаях $\lambda = 0.01$, $\psi_0 = 0.4$, $\psi'_0 = 0$). На рис. 2.2в,г представлены профили магнитного поля вдоль двух линий ($r = 5$ и $r = 15$), представленных на рис. 2.2а,б. В согласии с теоретическими оценками магнитное поле B_r неограниченно растет с удалением от нейтральной плоскости в ТС с $\kappa = 5/2$ и выходит на постоянное значение в ТС с $\kappa = 7/2$.

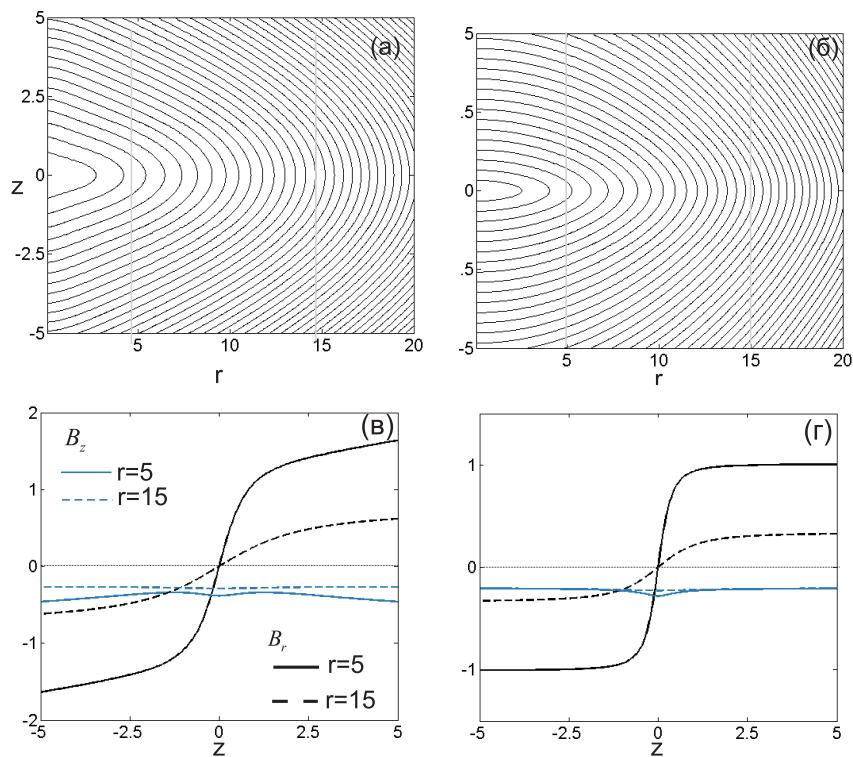


Рис. 2.2: Силовые линии магнитного поля для осесимметричных токовых слоев ($\psi_0 = 0.4$, $\psi'_0 = 0$) при (а) $\kappa = 5/2$ и (б) $\kappa = 7/2$, а также (в,г) профили компонент магнитного поля поперек токового слоя вдоль двух линий, представленных на панелях (а,б).

2.2 Модели плоских ТС

В настоящем разделе результаты предыдущего раздела обобщены на случай двумерных кинетических моделей плоских ТС. Как отмечалось во введении, модели плоских токовых слоев имеют широкую область применимости. Тем не менее до настоящего времени рассматривались лишь модели, для которых функция распределения частиц является Максвелловской [199], а векторный потенциал удовлетворяет уравнению (1.24). Все построенные модели основаны на классе решений (1.25). В настоящем разделе построены модели токовых слоев с Максвелловской функцией распределения, которые не основаны на данном классе решений, а также модели, для которых функция распределения частиц является κ -распределением.

2.2.1 Уравнение на векторный потенциал

Рассматривается двумерный плоский ТС, в котором магнитное поле имеет вид $\mathbf{B} = B_x(x, z)\mathbf{e}_x + B_z(x, z)\mathbf{e}_z$, что соответствует векторному потенциальному $\mathbf{A} = A_y(x, z)\mathbf{e}_y$ и плотности тока $\mathbf{j} = j_y(x, z)\mathbf{e}_y$. Вдоль траектории движения частицы в подобном ТС сохраняются энергия $H = m_\alpha \mathbf{v}^2/2 + q_\alpha \phi$ и обобщенный импульс $p_y = m_\alpha v_y + q_\alpha A_y/c$. Функция распределения заряженных частиц выбирается в виде

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_\alpha(H, p_y)$$

Для каждого сорта частиц с данной функцией распределения потоковая скорость направлена вдоль оси y . Из условия квазинейтральности получим $\phi = \phi(A_y)$. Уравнение для векторного потенциала приводится к виду

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -\frac{4\pi e}{c} \int v_y (f_i - f_e) d^3 \mathbf{v} \equiv F(A_y) \quad (2.20)$$

где вид функции $F(A_y)$ определяется выбором функции распределения заряженных частиц. В отличие от осесимметричных равновесий функция F не зависит явно от координат. Определим для каких функций $F(A_y)$ уравнение (2.20) допускает однопараметрические группы преобразований.

2.2.2 Групповой анализ уравнения

Процедура группового анализа детально описана в предыдущем разделе. В этом разделе векторный потенциал A_y обозначается как A , тогда как нижние индексы обозначают производную по соответствующей координате ($A_x \equiv \partial A / \partial x$). Уравнение (2.20) записывается в виде

$$G(x, A, A_{xx}, A_{zz}) = A_{xx} + A_{zz} - F(A) = 0$$

для определения групп симметрий необходимо решить переопределенную систему уравнений (2.7). Анализ данной системы уравнений приводит к следующему результату. Функции ξ^1 и ξ^2 не зависят от A , а $\eta = \eta^0(x, z) + A \cdot \eta^1(x, z)$. Кроме того, получим следующую переопределенную систему дифференциальных уравнений для функций ξ^i и η :

$$\xi_x^2 + \xi_z^1 = 0, \quad \xi_z^2 - \xi_x^1 = 0,$$

$$2\eta_x^1 = \xi_{xx}^1 + \xi_{zz}^1, \quad 2\eta_z^1 = \xi_{zz}^2 + \xi_{xx}^2,$$

$$(\eta_{xx} + \eta_{zz}) + (\eta^1 - 2\xi_z^2) F = \eta F(A)$$

которая сводится к одному уравнению

$$(\eta_{xx}^0 + \eta_{zz}^0) + c_1(F - AF_A) = \eta^0 F_A + 2\xi_z^2 F \quad (2.21)$$

где $\eta^1 = c_1$ - постоянная. Уравнение (2.21) имеет решение в двух случаях.

Во первом случае $\eta^0 = \text{const} \cdot 2\xi_z^2$ и $c_1 = 0$. Тогда уравнение (2.21) имеет решение $F(A) = e^{-A}$. Соответствующее уравнение на функцию A принимает вид

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = e^{-A} \quad (2.22)$$

Данное уравнение допускает бесчисленное число групп симметрий (результат известный по работе [82]). Каждая группа этого семейства задается аналитической функцией $\Phi(g)$:

$$\zeta \rightarrow g(\zeta, a), \quad u \rightarrow u + 2 \ln |g'(\zeta, a)| \quad (2.23)$$

где $\zeta = x + iz$, $g' \equiv \partial g / \partial \zeta$ и $g(\zeta, a)$ является аналитической функцией, которая определяется следующим уравнением Ли:

$$\frac{\partial g}{\partial a} = \Phi(g), \quad g(0) = \zeta \quad (2.24)$$

В втором случае $\eta^0 = \text{const}$, $2\xi_z^2 = \text{const}$ и $c_1 \neq 0$, так что $F(A) = A^{-(\kappa-1/2)}$, где κ - произвольная постоянная. Соответствующее уравнение

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = A^{-(\kappa-1/2)} \quad (2.25)$$

допускает однопараметрическую группу преобразований подобия (a - параметр группы)

$$x \rightarrow e^a x, \quad z \rightarrow e^a z, \quad A \rightarrow e^{\frac{4a}{2\kappa+1}} A \quad (2.26)$$

2.2.3 Функции распределения частиц

Выясним каким функциям распределения заряженных частиц соответствуют $F(A_y) = e^{-A_y}$ и $F(A_y) = A_y^{-(\kappa-1/2)}$. Рассмотрим Максвелловское распределение

$$f_\alpha = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{H_\alpha - u_\alpha p_{y,\alpha}}{T_\alpha} \right)$$

В системе отсчета, где выполнено условие $u_i/T_i = -u_e/T_e$ получим $\phi = 0$. Введем безразмерные переменные $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}/h$ и $A_y \rightarrow -A_y/A_0$, где $h = c/u_0 \sqrt{T_0/(2\pi n_0 e^2)}$, $A_0 = 2cT_0/eu_0$ ($T_0 = T_i + T_e$). В безразмерных переменных уравнение для векторного потенциала имеет вид:

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = e^{-A_y}$$

Таким образом функции $F(A) = e^{-A}$ соответствует Максвелловская функция распределения (результат известный по работам [76, 89]). Отметим, что в токовом слое с Максвелловским распределением плотность плазмы и плотность тока имеют вид

$$n = n_0 e^{-A_y} \quad j_y = j_0 e^{-A_y}$$

где $j_0 = en_0 u_0$.

Рассмотрим теперь κ -распределение:

$$f_\alpha = n_0 \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{H_\alpha - u_\alpha p_{y,\alpha}}{\kappa T_\alpha} \right)^{-(\kappa+1)},$$

где $\Gamma(\kappa)$ - гамма-функция. В системе отсчета, где $u_i/T_i = -u_e/T_e$, из условия квазинейтральности получим $\phi = 0$. В безразмерных переменных $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}/h$ и $A_y \rightarrow -A_y/A_0$, где $h = c/u_0 \sqrt{T_0/(4\pi n_0 e^2)}$, $A_0 = \kappa c T_0/eu_0$ уравнение для векторного потенциала имеет вид (далее выполнена замена $1 + A_y \rightarrow A_y$):

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = A_y^{-(\kappa-1/2)}$$

Таким образом, функция $F(A) = A^{-(\kappa-1/2)}$ соответствует κ -распределению (результат известный по работе [68]). В токовом слое, для которого функция распределения частиц является κ -распределением, плотность плазмы и плотность тока определяются выражениями

$$n = n_0 A_y^{-(\kappa-1/2)} \quad j_y = j_0 A_y^{-(\kappa-1/2)}$$

где $j_0 = e n_0 u_0$.

2.2.4 Инвариантные решения

Уравнение (2.22) допускает бесконечное число групп преобразований. Данные группы преобразований неявно использовались в предыдущих работах, посвященных построению моделей двумерных плоских токовых слоев [35, 89, 199]. Именно, класс решений (1.25) уравнения (2.22), использованный в данных работах, получается путем применения групповых преобразований к одномерному решению, полученному в работе [76]. Однако, до настоящего времени в стороне оставалось рассмотрение инвариантных решений групп (2.23). В настоящем разделе рассмотрены инвариантные решения для одной из простейших групп преобразований (2.23).

Одномерные решения уравнения (2.25) построены в работе [68]. Применение групп преобразований (2.26) к данному одномерному решению не выводит из класса одномерных решений. Поэтому в настоящем разделе рассмотрены инвариантные решения групп (2.26).

Максвелловское распределение Из групп преобразований (2.26) рассмотрим простейшую группу, для которой $\Phi(g) = g$. Решение уравнений Ли (2.24) показывает, что данная группа является группой преобразований подобия

$$x \rightarrow e^a x \quad z \rightarrow e^a z \quad A \rightarrow A + 2a$$

Инварианты данной группы равны $A - \ln x$ и z/x , поэтому инвариантное решение имеет вид $A_y = \ln x + \psi(z/x)$. Подстановка инвариантного решения в уравнение (2.25) приводит к следующему обыкновенному дифференциальному уравнению для функции ψ

$$\cos^2(\eta)\psi_{\eta\eta} = 1 + e^{-2\psi}, \quad (2.27)$$

где $\eta = \arctan(z/x) \in [-\pi/2, \pi/2]$. Отметим, что $\eta = 0$ соответствует $z = 0$, тогда как $\eta \rightarrow \pi/2$ соответствует $z \rightarrow \infty$. Асимптотики решений уравнения (2.27) при $\eta = 0$ и $\eta \approx \pm\pi/2$ вычисляются следующим образом.

При $\eta \approx 0$ функция ψ раскладывается в ряд Тейлора:

$$\psi = \psi_0 + \psi'_0 \eta + \frac{1}{2} \psi''_0 \eta^2 + \dots,$$

где ψ_0 , ψ'_0 - начальные условия для уравнения (2.27) при $\eta = 0$, а $\psi''_0 = 1 + e^{-2\psi_0}$. При $\eta \rightarrow \pi/2$ получим $\psi \rightarrow \infty$, поэтому асимптотику функции ψ ищем в виде $\psi = \tilde{\psi}_0 (1 + \tilde{\psi}_1 + \dots)$, где $\tilde{\psi}_0 \gg 1$, а $\tilde{\psi}_1 \ll 1$. Подстановка данного выражения в уравнение (2.27) позволяет определить асимптотику функции ψ при $\eta \rightarrow \pm\pi/2$

$$\psi = -\ln(\cos \eta) + a_0 + a_{\pm}(\eta \pm \pi/2) + \dots,$$

где a_0 и a_{\pm} - постоянные, зависящие от начальных условий ψ_0 и ψ'_0 .

Полученные асимптотики позволяют определить поведение магнитного поля и плазменных характеристик вблизи нейтральной плоскости ТС и на больших расстояниях от нее. Данные асимптотики приведены в Таблице 2.2. Рассмотрим асимптотику при $z \approx 0$. В случае $\psi'_0 = 0$ магнитное поле B_x обращается в нуль при $z = 0$. В случае $\psi'_0 \neq 0$ нейтральная плоскость ТС становится наклонной, $z = -x\psi'_0/\psi''_0$. Магнитное поле B_z падает с ростом x по закону x^{-1} , тогда как плотность плазмы падает по закону x^{-2} . Как и для осесимметричных ТС параметр ψ определяет количество плазмы в токовом слое и степень вытянутости силовых линий вдоль оси x . Отметим, что для плоских ТС поведение плотности тока совпадет с поведением плотности плазмы. Рассмотрим теперь асимптотики на больших расстояниях от нейтральной плоскости. Магнитное поле и плотность плазмы падают по закону $|z|^{-1}$ и $|z|^{-2}$.

Задание начальных условий ψ_0 и ψ'_0 для уравнения (2.27) при $\eta = 0$ позволяет получить решение путем численного интегрирования. На рис. 2.31а,б приведены картины силовых линий для токовых слоев при $\psi_0 = -1.8$, $\psi_0 = -1$. На рис. 2.31в,г приведены профили магнитного поля поперек ТС вдоль двух линий ($x = 5$ и $x = 15$), показанных на рис. 2.31а,б.

κ -распределение Инвариантные группы (2.26) равны $A_y x^{-\frac{4}{2\kappa+1}}$ и $\xi = z/x$, поэтому инвариантное решение имеет вид $A_y = x^{\frac{4}{2\kappa+1}} \psi(z/x)$. Подстановка инвариантного решения в уравнение (2.25) приводит к следующему обыкновенному дифференциальному

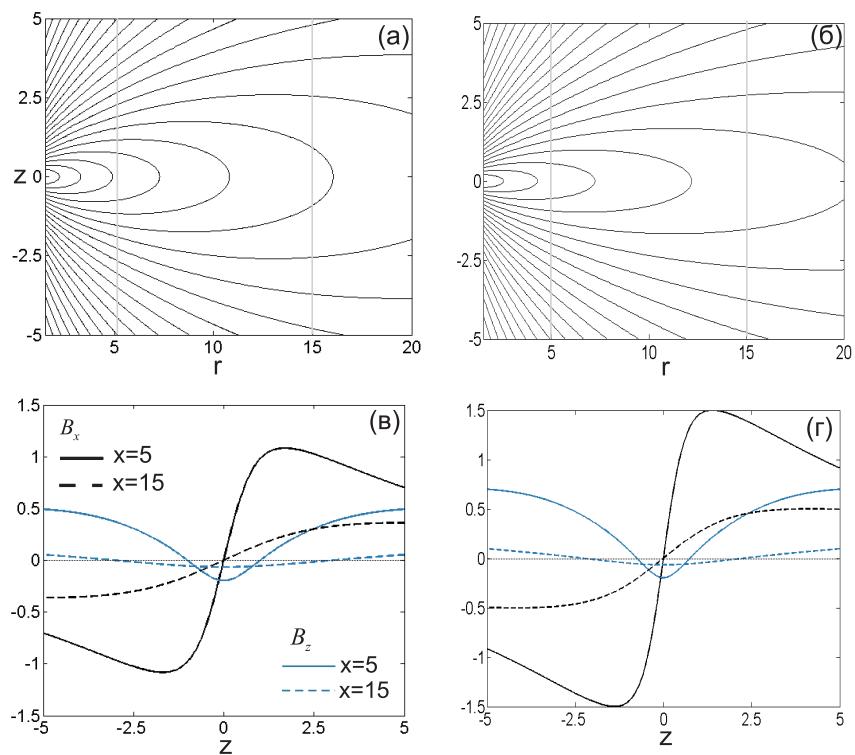


Рис. 2.3: Силовые линии магнитного поля для плоских токовых слоев с Максвелловской функцией распределения при (а) $\psi_0 = -1.8$ (б) $\psi_0 = -2.1$, а также (в,г) профили магнитного поля поперек токового слоя вдоль двух линий, представленных на панелях (а,б).

уравнению для функции ψ :

$$(\xi^2 + 1)\psi_{\xi\xi} + \frac{2(2\kappa-3)}{2\kappa+1}\xi\psi_\xi = \frac{4(2\kappa-3)}{(2\kappa+1)^2}\psi + \psi^{-(\kappa-\frac{1}{2})} \quad (2.28)$$

Отметим, что $\xi = 0$ соответствует $z = 0$, тогда как $\xi \rightarrow \pm\infty$ соответствует $z \rightarrow \pm\infty$.

Асимптотики решения при $\xi = 0$ и $\xi \rightarrow \infty$ вычисляются следующим образом. В окрестности точки $\xi = 0$ функция ψ раскладывается в ряд Тейлора

$$\psi = \psi_0 + \psi'_0\xi + \psi''_0\xi^2/2 + \dots,$$

где ψ_0 и ψ'_0 - начальные условия для уравнения (2.28) при $\xi = 0$, а $\psi''_0 = 4(2\kappa - 3)\psi_0/(2\kappa + 1)^2 + \psi_0^{-(\kappa-1/2)}$. При больших значениях переменной ξ решения уравнения (2.28) неограниченно возрастают. Асимптотика решения при $\xi \rightarrow \infty$ имеет вид

$$\psi = a_0\xi^{\frac{4}{2\kappa+1}} (1 + a_{\pm}\xi^{-1} + \dots),$$

Полученные асимптотики позволяют определить поведение магнитного поля и плазменных параметров вблизи и на больших расстояниях от нейтральной плоскости. Даные асимптотики приведены в Таблице 2.2. Как и в предыдущем параграфе магнитное поле B_x обращается в нуль в плоскости $z = 0$ при $\psi'_0 = 0$, тогда как при $\psi'_0 \neq 0$ нейтральная плоскость становится наклонной, $z = -x\psi'_0/\psi''_0$. Магнитное поле B_z в нейтральной плоскости падает с увеличением x по закону $x^{-\delta}$, где $0 < \delta < 1$, тогда плотность плазмы падает по закону $x^{-\beta}$, где $\beta \in (1, 2)$. В ТС с κ -распределением магнитное поле и плотность плазмы спадают медленнее, чем в ТС с Максвелловским распределением. При $\kappa \rightarrow \infty$ получим $\delta \rightarrow 1$ и $\beta \rightarrow 2$, так что асимптотики согласуются с асимптотиками, полученными в предыдущем параграфе. Как и в предыдущем параграфе параметр ψ_0 определяет количество плазмы в ТС, и как следствие определяет вытянутость силовых линий вдоль оси x . Вдали от нейтральной плоскости магнитное поле и плотность плазмы спадают по степенному закону тем медленнее, чем меньше значение параметра κ .

В частном случае $\kappa = 7/2$ уравнение (2.28) интегрируется аналитически. При $\kappa = 7/2$ уравнение (2.28) записывается в виде

$$\psi_{\eta\eta} = \psi/4 + \psi^{-3},$$

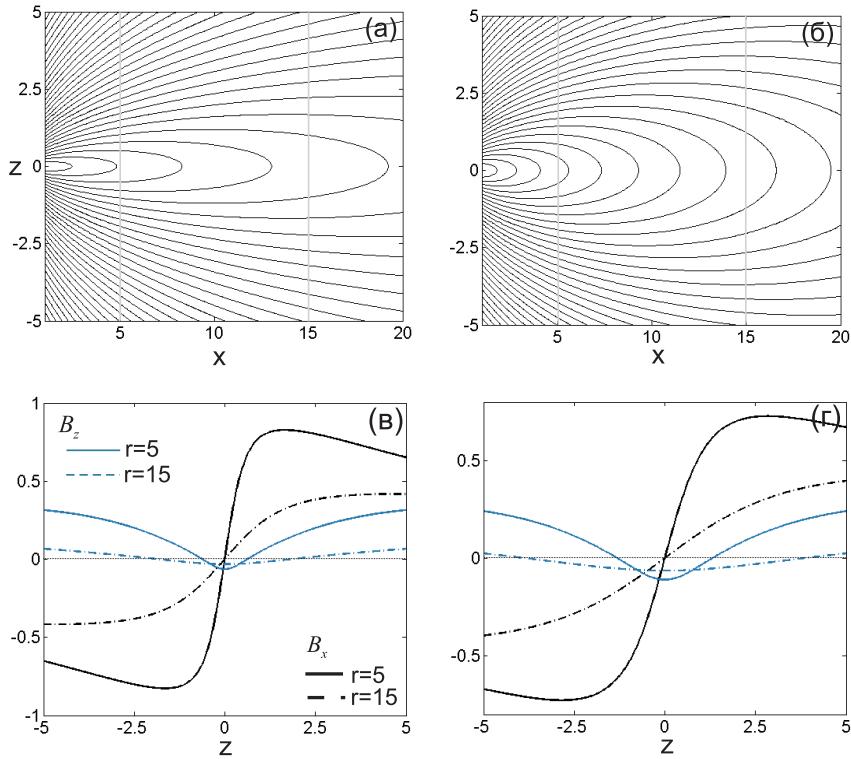


Рис. 2.4: Силовые линии магнитного поля для плоских токовых слоев ($\psi_0 = 0.5$, $\psi'_0 = 0$) при (а) $\kappa = 5$ (б) $\kappa = 7/2$, а также (в,г) профили магнитного поля вдоль двух линий, представленных на панелях (а,б).

где $\eta = \ln \left(\xi + \sqrt{1 + \xi^2} \right)$. Непосредственное интегрирование этого уравнения дает следующее решение, зависящее от двух произвольных констант ϵ и η_0 :

$$\psi^2 = 2 \left(-\epsilon + \sqrt{1 + \epsilon^2} \cosh(\eta - \eta_0) \right),$$

Таким образом, уравнение (2.25) имеет следующее аналитическое решение:

$$A_y = \left(-2\epsilon x + \sqrt{1 + \epsilon^2} e^{-\eta_0} \left(z + \sqrt{x^2 + z^2} \right) + \sqrt{1 + \epsilon^2} e^{\eta_0} \frac{x^2}{\left(z + \sqrt{x^2 + z^2} \right)} \right)^{1/2}$$

В общем случае задание двух начальных условий ψ_0 и ψ'_0 позволяет получить численное решение уравнения (2.28). Рис. 2.4а,б показывает магнитные силовые линии для ТС, соответствующих $\kappa = 5$ и $\kappa = 7/2$. В обоих случаях полагается, что $\psi_0 = 0.5$, $\psi'_0 = 0$. Рис. 2.4в,г показывает профили магнитного поля поперек ТС вдоль линий

($x = 5$ и $x = 15$), представленных на рис. 2.4а,б. Сравнение рис. 2.4в и рис. 2.4г показывает, что с удалением от нейтральной плоскости B_x падает быстрее в ТС с $\kappa = 5$.

2.3 Обсуждение результатов

Примером осесимметричного ТС является ТС магнитодиска Юпитера. При заданных функциях распределения частиц модель магнитодиска может быть построена путем решения уравнения (2.2) с граничным условием $\Psi|_{r \rightarrow 0} \sim 1/r^2$, которое означает, что при $r \rightarrow 0$ магнитное поле имеет дипольный характер, $B_z \sim 1/r^3$. Кроме того, для построения реалистичной модели магнитодиска функции распределения частиц следует выбирать так, чтобы угловая скорость плазмы падала с удалением от планеты. Данное требование соответствует эффекту неполной коротации плазмы магнитодиска [79]. В подобной постановке задача может быть решена лишь путем численного интегрирования. С другой стороны, весьма полезны простые аналитические модели, которые качественно отражают структуру магнитодиска.

В осесимметричных моделях, представленных в настоящей главе, магнитный поток при $r \rightarrow 0$ не имеет дипольного характера. Именно, при $r \rightarrow 0$ магнитное поле B_z изменяется $\sim r^{-\delta}$, где $\delta \in (0, 2]$, $\delta = 2$ соответствует модели с Максвелловским распределением, а $\delta \in (0, 2)$ - моделям с κ -распределением. Кроме того, в разработанных моделях плазма вращается с постоянной угловой скоростью. Таким образом, данные модели не учитывают эффекта неполной коротации плазмы магнитодиска. Несмотря на указанные недостатки, разработанные модели представляют определенный интерес. Данные модели позволяют наглядно продемонстрировать, каким образом изменяется конфигурация силовых линий в зависимости от различных параметров (в частности от количества плазмы в ТС, см. рис. 2.1, 2.2). Кроме того, данные модели могут быть использованы при исследовании устойчивости ТС магнитодиска. Представленные модели могут быть также использованы для моделирования ТС магнитодиска Сатурна [12] и ТС магнитодисков в магнитосферах экзопланет [94].

Разработанные модели плоских ТС представляют собой существенное расширение класса моделей, представленного в обзоре [199], на случай степенных функций распределения частиц по энергии. Отметим, что подобные функции распределения весьма характерны для бесстолновительной плазмы и, в частности, характерны для плазмы в

магнитосферном хвосте Земли [53, 75]. Разработанные модели плоских ТС могут служить для описания структуры токовых слоев в магнитосферных хвостах планет [26], комет и солнечной короне.

Представленные модели могут представлять интерес с точки зрения задач о равновесии плазмы в токамаках. Дело в том, что рассмотренные уравнения (2.13), (2.15), (2.22), (2.25) являются уравнениями типа уравнения Грэда-Шафранова [159], которое широко используются при построении МГД моделей магнитоплазменных равновесий в токамаках [73, 100, 110, 172, 196]. Рассмотренные уравнения соответствуют ситуации, в которой давление плазмы и квадрат аксиального тока являются экспоненциальными, либо степенными функциями магнитного потока. Модель осесимметричного равновесия, описывающегося уравнением (2.13), представлена в обзоре [36]. Модель была построены путем численного интегрирования уравнения (2.13) с граничными условиями, характерными для установки Астрон, предназначеннай для удержания плазмы.

Таблица 2.1: Осесимметричные токовые слои: $B_{r,z}$ - магнитные поля; N_0 - плотность плазмы ; ψ_0, ψ'_0 - значение функции ψ и ее производной при $\eta = 0$ (для Максвелловской функции распределения) или $\xi = 0$ (для κ -распределения); a_0, a_\pm, c_κ - постоянные; λ - постоянная, определенная в разделе 6.4.

	величина	максвелловская ф.р.	κ -распределение
$z \approx 0$	B_r	$(\psi'_0 + \psi''_0 z/r)/r^2$	$r^{-\frac{2(2\kappa-3)}{(2\kappa+1)}} (\psi'_0 + \psi''_0 z/r)$
	B_z	$-2\mu - 4/r^2$	$-2\mu - 8\psi_0 r^{-\frac{2(2\kappa-3)}{2\kappa+1}}/(2\kappa+1)$
	N_0	$n_0 e^{-\psi_0}/r^4$	$n_0 \psi_0^{-(\kappa-1/2)} r^{-\frac{4(2\kappa-1)}{2\kappa+1}}$
$ z \rightarrow \infty$	B_r	$4/zr$	$8a_0 z^{-\frac{2\kappa-7}{2\kappa+1}}/r(2\kappa+1)$
	B_z	$-2\lambda + 4z^{-2} \ln\left(\frac{ z }{r}\right)$	$-2\lambda - 2a_0 z^{-\frac{2(2\kappa-3)}{2\kappa+1}} r \left(c_\kappa \ln\left(\frac{ z }{r}\right) + a_\pm\right)$
	N_0	$n_0 e^{-\psi_\pm}/4z^4$	$n_0 a_0^{-(\kappa-1/2)} z ^{-\frac{4(2\kappa-1)}{2\kappa+1}}$

Таблица 2.2: Плоские токовые слои: $B_{x,z}$ - компоненты магнитного поля; N_0 - плотность плазмы; ψ_0, ψ'_0 - значения функции ψ и ее производной при $\eta = 0$ (для Максвелловского распределения) и при $\xi = 0$ (для κ -распределения); a_0, a_\pm - константы.

		Максвелловское распределение	κ -распределение
$z \approx 0$	B_x	$(\psi'_0 + \psi''_0 z/x)/x$	$x^{\frac{-(2\kappa-3)}{2\kappa+1}} (\psi'_0 + \psi''_0 z/x)$
	B_z	$-1/x$	$-4\psi_0 x^{-\frac{2\kappa-3}{2\kappa+1}}/(2\kappa+1)$
	N_0	$n_0 e^{-2\psi_0}/x^2$	$n_0 \psi_0^{-(\kappa-1/2)} x^{-\frac{2(2\kappa-1)}{2\kappa+1}}$
$ z \rightarrow \infty$	B_x	$1/zx$	$4a_0 z ^{-\frac{2\kappa-3}{2\kappa+1}}/(2\kappa+1)$
	B_z	$a_\pm/z - x/z^2$	$a_0 a_\pm z ^{-\frac{(2\kappa-3)}{2\kappa+1}}$
	N_0	n_0/z^2	$n_0 a_0^{-(\kappa-1/2)} z ^{-\frac{2(2\kappa-1)}{2\kappa+1}}$

Часть 2

Модель ускорения заряженных частиц в магнитосферном хвосте Нептуна.

3.1 Механизмы ускорения частиц

Проблема ускорения заряженных частиц имеет первостепенное значение в физике космической плазмы. В качестве возможных механизмов ускорения частиц в магнитосферных хвостах планет рассматривались следующие: ускорение крупномасштабным полем конвекции утро-вечер [21, 22, 106, 107, 175]; ускорение индукционным полем в процессе магнитного пересоединения [23, 57, 69, 81, 142, 203]; ускорение в результате глобальной диполяризации внутренней магнитосферы [11, 44, 56]; ускорение турбулентными электромагнитными полями [16, 119, 133, 134, 181, 210].

В настоящей главе предложен механизм ускорения частиц, который может реализовываться в магнитосферах подобных магнитосфере Нептуна. В ходе суточного вращения Нептуна магнитное поле в магнитосферном хвосте перестраивается от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole on” (рис. 3.1) [33, 127, 192]. При перестройке магнитного поля в магнитосферном хвосте возникают индукционные электрические поля, которые могут приводить к ускорению холодной плазмы, проникающей в хвост из солнечного ветра и ионосферы планеты. Отметим, что предлагаемый механизм аналогичен механизму ускорения частиц за счет индукционных электрических, возникающих при глобальных диполяризациях во внутренней магнитосфере Земли [56].

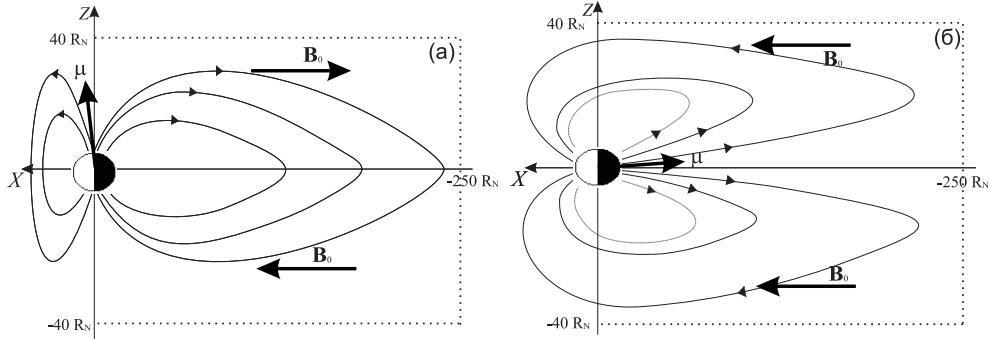


Рис. 3.1: На рисунке показаны топологии силовых линий в магнитосферном хвосте Нептуна для конфигураций (а) “Earth-like” и (б) “pole-on” в меридиональной плоскости XZ . Магнитопауза расположена при $|y| = 40R_N$ и $|z| = 40R_N$, длина магнитосферного хвоста составляет $\sim 250 R_N$. Показаны магнитный диполь Нептуна μ и магнитное поле B_0 в долях магнитосферы.

Пространственные масштабы магнитосферы и магнитосферного хвоста представлены на рис. 3.1 (по данным измерений аппарата Voyager-2). Используется следующая система координат XYZ : ось X направлена на Солнце; ось Z - вдоль проекции магнитного диполя на плоскость, перпендикулярную оси X ; ось Y дополняет систему координат до правой. Voyager-2 пересек магнитопаузу на дневной стороне при $x \sim 26R_N$ (координатная система представлена на рис. 3.1, R_N - радиус Нептуна). На ночной стороне магнитопауза была обнаружена при $x \sim -50R_N$ и на расстоянии $52R_N$ от оси X [127]. Для простоты будем считать, что магнитосферный хвост ограничен объемом с поперечным сечением $|y| < 40R_N$ и $|z| < 40R_N$. Исходя из имеющихся данных, представляется затруднительным оценить длину магнитосферного хвоста Нептуна. Аналогичная оценка для магнитосферного хвоста Земли основана на наземных и “*in situ*” наблюдениях [59]. Будем считать, что длина магнитосферного хвоста составляет $\sim 250R_N$. В дальнейшем будет показано, что данное предположение не влияет на оценку эффективности ускорения частиц в магнитосферном хвосте.

Магнитное поле в южной дюле магнитосферного хвоста Нептуна составляет ~ 1 нТ [127]. Voyager-2 не обнаружил значительных вариаций магнитного поля, связанных с топологическими перестройками. Данное наблюдение показывает, что магнитные поля в долях для конфигураций “Earth-like” и “pole-on” имеют одинаковый порядок величи-

ны. Будем считать, что в обеих конфигурациях магнитное поле в долях $B_0 = 1$ нТ. Таким образом, магнитосферный хвост начинается при $x < -40R_N$, где $|\mathbf{B}_N| < 0.2B_0$ [127].

3.2 Модель топологической перестройки магнитосферного хвоста

3.2.1 Модель магнитного поля

Магнитное поле наочной стороне в конфигурациях “Earth-like” и “pole-on” является суммой дипольного поля планеты $\mathbf{B}_N = (3\mathbf{r}(\mu\mathbf{r}) - \mu\mathbf{r}^2) / |\mathbf{r}|^5$ (μ - магнитный диполь Нептуна) и магнитного поля соответствующего токового слоя. Токи на магнитопаузе не меняют топологии силовых линий и характерной величины магнитного поля в магнитосферном хвосте. Поэтому влияние данных токов на магнитное поле в магнитосферном хвосте не учитывается.

В конфигурации “Earth-like” ТС является плоским. В качестве модели плоского ТС примем модель Харриса [76] (см. также раздел 1.7 Введения):

$$\mathbf{B}_{pl} = -B_0 \tanh\left(\frac{z}{L}\right) \mathbf{e}_x,$$

где L - толщина ТС, $z = 0$ - нейтральная плоскость ТС. В конфигурации “pole-on” магнитосферный хвост является цилиндрически симметричным (ось симметрии - ось X) [164]. В качестве модели цилиндрического ТС примем модель [99] (см. также раздел 1.7 Введения):

$$\mathbf{B}_{cyl} = \frac{B_0}{1+b} \left(b + \tanh\left(\frac{r^2 - r_0^2}{L_{cyl}^2}\right) \right) \mathbf{e}_x,$$

где $r^2 = y^2 + z^2$ - расстояние от оси X , параметр r_0 определяет положение цилиндрической поверхности, на которой магнитное поле обращается в нуль (нейтральный цилиндр), параметр L_{cyl} определяет величину градиентов магнитного поля, параметр $b < \tanh(r_0^2/L_{cyl}^2)$ определяет разницу между магнитным полем внутри и вне нейтрального цилиндра.

Измерения аппарата Voyager-2 были выполнены в южной доле хвоста [127], поэтому проблематично задать параметры b , L , L_{cyl} , r_0 на основе прямых наблюдений. Будем считать, что $b = 0.5$, $L = L_{cyl} = r_0 = 5R_N$. Далее будет показано, что верхний предел

энергий, до которых ускоряются частицы, не зависит от конкретных значений данных параметров.

Построение самосогласованной модели перестройки магнитного поля от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole-on” в ходе суточного вращения представляется затруднительным. Следуя работе [56], предположим, что в ходе перестройки магнитосферный хвост находится в “смешанном” состоянии. Магнитное поле в “смешанном” состоянии имеет вид:

$$\begin{aligned}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= (1 - h(t)) \mathbf{B}_{pl}(\mathbf{r}) + h(t) \mathbf{B}_{cyl}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_N(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{B}_{pl} &= \text{rot} \mathbf{A}_{pl} \\ \mathbf{B}_{cyl} &= \text{rot} \mathbf{A}_{cyl}\end{aligned}\tag{3.1}$$

где $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $h(t) \in [0, 1]$ - периодическая функция с периодом, равным периоду вращения планеты, $T_N = 16$ ч. Вектор потенциалы \mathbf{A}_{pl} и \mathbf{A}_{cyl} плоского и цилиндрического ТС определяются следующими выражениями:

$$\mathbf{A}_{pl} = B_0 L \ln \cosh(z/L) \mathbf{e}_y$$

$$\mathbf{A}_{cyl} = \frac{B_0}{2(1+b)} \left(br + \frac{L_{cyl}^2}{r} \ln \cosh \left(\frac{r^2 - r_0^2}{L_{cyl}^2} \right) - \frac{L_{cyl}^2}{r} \ln \cosh \left(\frac{r_0^2}{L_{cyl}^2} \right) \right) \mathbf{e}_\theta$$

где \mathbf{e}_θ - азимутальный единичный вектор вокруг оси X . Весьма вероятно, что модель (3.1) описывает перестройку магнитного поля в магнитосферном хвосте не достаточно детально. Тем не менее данный подход удовлетворителен при рассмотрении процесса ускорения частиц, поскольку последний определяется характерной величиной магнитного поля, временем перестройки и масштабом магнитосферы.

Функция $h(t)$ определяет характер перестройки магнитного поля. Характерный профиль данной функции представлен на рис 3.2. Параметры $\tau_{0,1}$ определяют время, в течение которого магнитосферный хвост имеет конфигурацию “Earth-like” или “pole-on”. Для простоты далее полагается, что $\tau_0 = \tau_1$. Параметр τ (отметим, что $\tau < T_N/2$) определяет время перестройки магнитосферного хвоста от одной конфигурации к другой. В процессе перестройки магнитосферный хвост находится в “смешанном” состоя-

нии. В качестве модели функции $h(t)$ примем следующую

$$h(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \sin\left(\pi \frac{t-t_*}{\tau}\right) \right), & |t - t_*| < \frac{1}{2}\tau \\ \frac{1}{2} \left(1 - \sin\left(\pi \frac{t-t_{**}}{\tau}\right) \right), & |t - t_{**}| < \frac{1}{2}\tau \\ 1, & t_* + \tau/2 < t \\ & t_{**} - \tau/2 > t \\ 0, & 0 < t < t_* - \tau/2 \\ & t_{**} + \frac{1}{2}\tau < t < T_N \end{cases} \quad (3.2)$$

где $t_* = (\tau_0 + \tau_1)/2$, $t_{**} = T_N - t_*$ - моменты времени, когда $h = 0.5$. При характерном времени перестройки, $\tau = T_N/2$, магнитосферный хвост всегда находится в “смешанном” состоянии. Вообще говоря, при небольшом отклонении диполя от положений, соответствующих конфигурациям “Earth-like” и “pole on”, конфигурация магнитосферного хвоста может оставаться практически неизменной. Соответственно перестройка магнитосферного хвоста может происходить за времена меньшие $T_N/2$. Например, при $\tau = T_N/6$ магнитосферный хвост имеет конфигурацию “Earth-like” (“pole on”) в течение времени $T_N/3$, т.е. до тех пор, пока угол между потоком СВ и диполем больше $\sim 60^\circ$ (меньше $\sim 30^\circ$), а перестройка магнитного поля происходит в три раза быстрее, чем в модели с $\tau = T_N/2$.

3.2.2 Модель электрического поля

Электрическое поле в магнитосферном хвосте состоит из индукционного электрического поля $\mathbf{E}_{ind} = -c^{-1} \partial \mathbf{A} / \partial t$, и электрического поля конвекции $\mathbf{E}_{conv} = E_{conv} \mathbf{e}_y$, которое возникает за счет обтекания магнитосферы потоком СВ.

Согласно модели (3.1) индукционное поле состоит из слагаемого $\mathbf{E}_{ind}^{(1)} = E_{ind}^{(1)} \mathbf{e}_y$, соответствующего $(1 - h(t)) \mathbf{B}_{pl}$, и слагаемого $\mathbf{E}_{ind}^{(2)} = E_{ind}^{(2)} \mathbf{e}_\theta$, соответствующего $h(t) \mathbf{B}_{cyl}$. На рис. 3.3 представлены силовые линии полей $\mathbf{E}_{ind}^{(1)}$ и $\mathbf{E}_{ind}^{(2)}$. $E_{ind}^{(1)}$ растет к границам магнитосферного хвоста с ростом координаты z , тогда как $E_{ind}^{(2)}$ растет с увеличением расстояния r от оси X . Максимальные значения поля $E_{ind}^{(1)}$ и $E_{ind}^{(2)}$ имеют в моменты времени $t_{*,**} + nT_N$ ($n = 0, 1, \dots$), когда dh/dt достигает максимума. При $\tau = T_N/2$ максимальные значения $E_{ind}^{(1)}$ и $E_{ind}^{(2)}$ равны ~ 0.051 мВ/м и ~ 0.027 мВ/м, соответственно. Максимальное значение полного индукционного электрического поля $|\mathbf{E}_{ind}|$ достигается в северной доле и равно 0.078 мВ/м.

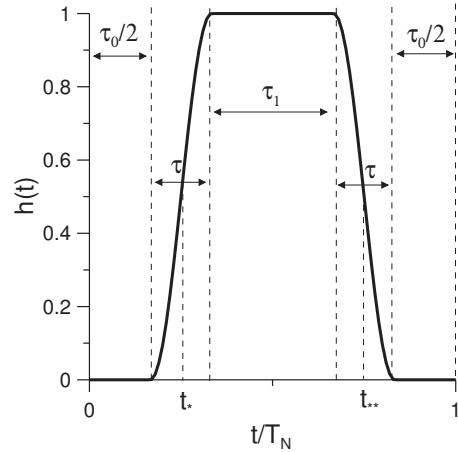


Рис. 3.2: Один период функции $h(t)$. Параметр τ определяет время перестройки магнитосферного хвоста от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole-on”. Параметры $\tau_{0,1}$ определяют время, в течение которого магнитосферный хвост имеет конфигурацию “Earth-like” и “pole-on”.

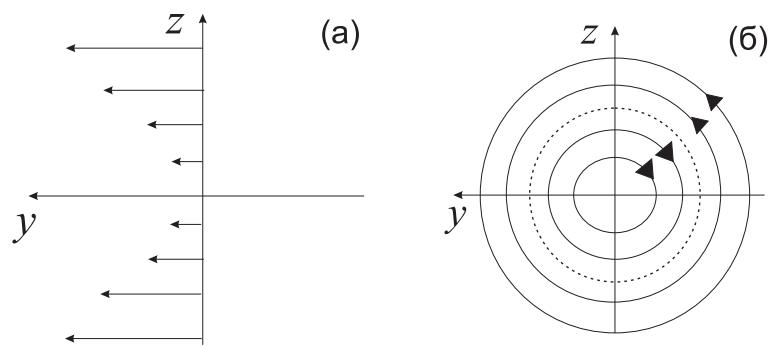


Рис. 3.3: Силовые линии электрического поля (а) $\mathbf{E}_{ind}^{(1)}$ и (б) $\mathbf{E}_{ind}^{(2)}$. На пунктирной окружности $\mathbf{E}_{ind}^{(2)} = 0$. Рисунок соответствует моментам времени, когда $dh/dt > 0$. При $dh/dt < 0$ индукционные поля имеют противоположный знак.

В магнитосферном хвосте Нептуна электрическое поле конвекции направлено с вечера на утро и $E_{conv} \approx -0.01$ мВ/м [91, 157]. Перепад соответствующего потенциала поперек хвоста составляет $\sim |E_{conv}| \times 80R_N = 20$ кВ. Поле конвекции приблизительно на порядок меньше максимального значения индукционного поля. Тем не менее, данное поле необходимо принимать во внимание, поскольку поле конвекции превышает индукционное поле в определенные моменты времени и в некоторых областях пространства.

Отметим, что поляризация плазмы [56] приводит к устраниению любого электрического поля, направленного вдоль магнитного поля, и появлению лишь малых перепадов потенциала электрического поля вдоль силовых линий, $\sim T_e/|e| \sim 1$ кВ (T_e – температура и заряд электронов). Кроме того, поляризация плазмы приводит к появлению электрического поля перпендикулярного магнитному полю. В настоящей главе речь будет идти об ускорении частиц до энергий ~ 100 кэВ. Поскольку температура электронов в магнитосферном хвосте не превышает нескольких кэВ, данными электрическими полями будем пренебрегать. Резюмируя, электрическое поле в хвосте есть сумма индукционного поля и поля конвекции, причем из этой суммы в каждый момент времени исключается компонента, направленная вдоль магнитного поля.

3.3 Теоретические оценки

Пока магнитосферный хвост находится в конфигурации “Earth-like” или “pole-on” частицы набирают энергию только за счет поля конвекции. При этом максимальная энергия, до которой может быть ускорена частица, не превосходит 20 кВ. При перестройке магнитосферного хвоста возникают индукционные электрические поля. Ускорение частицы может происходить: (1) за счет сохранения адиабатического или квазиадиабатического инвариантов в области достаточно сильного магнитного поля [184, 204]; (2) за счет размагничивания частиц в областях слабого магнитного поля.

Конфигурация “pole-on” принципиально отличается от конфигурации “Earth-like” направлением магнитного поля в северной доле магнитосферного хвоста (рис. 3.1). Поэтому в ходе перестройки магнитное поле в северной доле становится малым и даже обращается в нуль в моменты времени $t_{*,**} + nT_N$. В эти моменты времени, частицы в северной доле размагничиваются и могут набрать существенную энергию за счет электрического поля. В следующем разделе дана оценка максимальной энергии, которая

может быть набрана частицей в процессе ускорения в северной доле.

3.3.1 Оценка максимальной энергии

В северной доле при $z > 2L$ магнитные поля плоского и цилиндрического ТС практически однородны и равны $\mathbf{B}_{cyl} \approx B_0 \mathbf{e}_x$ и $\mathbf{B}_{pl} \approx -B_0 \mathbf{e}_x$. Поэтому магнитное поле в северной доле описывается формулой $\mathbf{B} \approx -(1-2h(t))B_0 + \mathbf{B}_N$. Напротив, при $z < -2L$ получим $\mathbf{B}_{cyl} \approx \mathbf{B}_{pl} \approx B_0 \mathbf{e}_x$, так что магнитное поле в южной доле $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_x + \mathbf{B}_N$ и остается практически постоянным в ходе перестройки.

Пусть в результате дрейфового движения частица оказывается в северной доле до начала перестройки. Рассмотрим ее движение в северной доле в ходе первой перестройки, в окрестности $t = t_*$. Частица двигается в магнитном поле $B_x = -B_0(1-2h(t)) = -B_0g(t/\tau)$ (поле \mathbf{B}_N опущено ввиду его малости) и электрическом поле $E_y(y, z, t)\mathbf{e}_y + E_z(y, z, t)\mathbf{e}_z$. Для частицы с зарядом q , массой m , начальной скоростью (v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) уравнения движения имеют вид:

$$\begin{aligned} v_x &= v_{x0}, \\ \dot{v}_y &= \frac{q}{m}E_y - \omega_0 g(t/\tau)v_z, \\ \dot{v}_z &= \frac{q}{m}E_z + \omega_0 g(t/\tau)v_y, \end{aligned}$$

где $\omega_0 = qB_0/mc$ - гирочастота. Энергия частицы $W_\perp = m(v_y^2 + v_z^2)/2$ определяется следующим выражением:

$$W_\perp(t) = W_{\perp 0} + \sqrt{\frac{2q^2 W_{\perp 0}}{m}} \operatorname{Re}(e^{-i\phi} I) + \frac{q^2 |I|^2}{2m}, \quad (3.3)$$

$$I = \int_{t_{in}}^t E(t_1) \exp \left(-i\omega_0 \tau \int_{t_{in}/\tau}^{t_1/\tau} g(\eta) d\eta \right) dt_1, \quad (3.4)$$

где $W_{\perp 0} = m(v_{y0}^2 + v_{z0}^2)/2$, $E(t) = E_y(y(t), z(t), t) + iE_z(y(t), z(t), t)$, $\phi = \arg(v_{y0} + iv_{z0})$, а t_{in} - момент времени, когда частица попадает в область ускорения. Поскольку $\omega_0 \tau \sim 10^2 - 10^3 \gg 1$ главный вклад в интеграл I дается окрестностью $\delta t = \tau/\sqrt{\omega_0 \tau}$ момента t_* . Поэтому частица не может быть ускорена значительно, если она покидает хвост до момента времени $t - \delta t$. Асимптотика интеграла I по параметру $\omega_0 \tau$ может быть получена методом стационарной фазы:

$$I \approx \sqrt{\frac{2\pi\tau}{\omega_0|g'_*|}} E(t_*) \exp \left(-i\omega_0 \int_{t_{in}}^{t_*} g(t'/\tau) dt' \right) S(t_{in}, t), \quad (3.5)$$

$$S(t_{in}, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{\frac{\omega_0\tau|g'_*|}{2}} \frac{t_{in}-t_*}{\tau}}^{\sqrt{\frac{\omega_0\tau|g'_*|}{2}} \frac{t-t_*}{\tau}} e^{-i\eta^2 d\eta},$$

где $g'_* = g'(t/\tau)$ (штрих обозначает производную относительно аргумента функции), $E(t_*)$ - электрическое поле, которое действует на частицу в момент времени t_* . Величина $S(t_{in}, t)$ нормирована таким образом, что $|S(-\infty, \infty)| = 1$. Принимая во внимание уравнение (3.3) получим следующее выражение для энергии частицы, находящейся в хвосте до момента времени t :

$$\begin{aligned} W(t) &= W_0 + 2\sqrt{\Delta W W_0} |S(t_{in}, t)| \cos \gamma + \Delta W |S(t_{in}, t)|^2, \\ \gamma &= \omega_0 \tau \int_{t_{in}}^{t_*} g(t'/\tau) dt' - \arg(E(t_*)) + \phi - \arg(S(t_{in}, t)) \\ \Delta W &= \pi \frac{q|E(t_*)|^2 \tau}{B_0|g'_*|} \end{aligned} \quad (3.6)$$

В момент времени t_* индукционное поле в северной доле существенно превосходит поле конвекции. Согласно уравнению $|\mathbf{E}_{ind}| = |c^{-1}\partial\mathbf{A}/\partial t| \propto |dh/dt|$ и следовательно $|E(t_*)| \propto \tau^{-1}$, где коэффициент пропорциональности зависит от положения частицы в момент времени t_* . Согласно выражению (3.2) $|g'_*| = \pi$, поэтому из уравнения (3.6) получим:

$$\Delta W \propto \tau^{-1} \quad (3.7)$$

Оценим максимальную энергию, до которой может быть ускорена частица в ходе одной топологической перестройки. Частица может быть существенно ускорена, в том случае если остается в северной доле в окрестности δt момента времени t_* . В этом случае величина $|S|$ достигает своего максимального значения, $|S| = 1$, а энергия частицы после одной перестройки определяется выражением $W = W_0 + 2\sqrt{\Delta W W_0} \cos \gamma + \Delta W$. Максимальное значение электрического поля $E(t_*)$ равно E_y , поскольку $|E_z| < |E_y|$ (см. рис. 3.3) и поляризация плазмы устраниет одну из компонент. Принимая во внимание, что $B_x = -B_0(1 - 2h(t))$, получим $E_y(t_*) = 2B_0 z dh/dt = \pi B_0 z / \tau$. Максимальное

значение координаты $z(t_*)$ равно $40R_N$. Тогда согласно (3.6) максимальное значение ΔW определяется выражением:

$$\Delta W_{max} = (40\pi)^2 \frac{qB_0 R_N^2}{\tau} \quad (3.8)$$

После одной перестройки частицы ускоряются до энергии $\sim W_0 + \Delta W_{max}$. Для характерного времени перестройки $\tau = T_N/2$ получим $\Delta W_{max} \sim 330$ кэВ. Для первой перестройки $W_0 \sim 1$ кэВ и, следовательно, энергия частицы не превосходит $W_{max} \sim 330$ кэВ.

Вообще говоря, частица может быть ускорена до более высоких энергий, за счет ускорения в ходе нескольких перестроек. Если частицы с энергиями $\sim \Delta W_{max}$ присутствуют в магнитосферном хвосте к началу второй перестройки, верхний предел энергий ускоренных частиц будет составлять $\sim 2\Delta W_{max}$. После n -ой топологической перестройки верхний предел энергий будет составлять $\sim n\Delta W_{max}$. Процесс ускорения частиц до все более высоких энергий не может продолжаться неограниченно, поскольку частицы покидают магнитосферный хвост. Если частицы с энергиями выше W_h покидают хвост после каждой топологической перестройки, верхний предел энергий ускоренных частиц будет составлять $\sim W_h + \Delta W_{max}$. Теоретический расчет верхнего предела энергий, до которых ускоряются частицы в ходе многих топологических перестроек, затруднителен, поскольку непросто определить, когда частица покидает магнитосферный хвост. С этой целью было проведено численное моделирование процесса ускорения частиц.

3.3.2 Зависимость средней по спектру энергии от времени перестройки

Модель перестройки магнитного поля содержит параметр τ , определяющий время перестройки магнитосферного хвоста. В предположении, что ускорение частиц происходит, главным образом, в северной доле магнитосферного хвоста, оценим каким образом средняя по спектру энергия ускоренных частиц зависит от времени перестройки. При этом будем полагать, что для всех ускоренных частиц величина $S(t_{in}, t)$ лежит в узком диапазоне и равна в среднем 0.5.

Частицы, ускоренные в ходе первой перестройки, разделим на две группы: частицы,

которые покидают хвост в течение первой перестройки, и частицы, которые остаются в хвосте вплоть до второй перестройки. Усреднив уравнение (3.3) по фазе ϕ , которую можно считать случайной величиной, получим среднюю энергию $\langle W_1 \rangle$ для первой группы частиц:

$$\langle W_1 \rangle = \langle W_0 \rangle + \langle |S(t_{in}, t)|^2 \Delta W \rangle \quad (3.9)$$

Тогда согласно уравнению (3.7) $\langle W_1 \rangle = W_0 + c_1 \tau^{-1}$, где c_1 - некоторая константа. В свою очередь, вторую группу частиц разделим на две группы: частицы, убегающие из хвоста в течение второй перестройки, и частицы, которые остаются в хвосте вплоть до третьей перестройки. Для средней энергии первой из этих групп получим $\langle W_2 \rangle = \langle W_1 \rangle + \langle |S(t_{in}, t)|^2 \Delta W \rangle$, что можно записать в виде $W_2 = W_0 + c_2 \tau^{-1}$, где c_2 - некоторая константа. Совершенно аналогичная зависимость имеет место между средней энергией и временем перестройки для остальных групп ускоренных частиц. Поэтому энергия, усредненная по спектру всех ускоренных частиц, $\langle W \rangle = \sum_{n=1}^N \langle W_n \rangle / N$ зависит от времени перестройки аналогичным образом $\langle W \rangle = W_0 + c_0 \tau^{-1}$. Последняя формула может быть записана в виде

$$\langle W \rangle = W_a + \frac{\delta W (T_N - 2\tau)}{\tau}, \quad (3.10)$$

где $W_a = W_0 + 2\delta W$ (отметим, что $W_a - 2\delta W = W_0 \sim 1$ кэВ). При $\tau = T_N/2$ магнитосферный хвост все время находится в "смешанном" состоянии и $\langle W \rangle = W_a$. При $\tau < T_N/2$ ускорение является более эффективным. Параметр δW определяет отклонение средней энергии $\langle W \rangle$ от W_a вследствие более быстрой перестройки магнитосферного хвоста. Сделаем несколько замечаний. В оценке (3.10) учитывалось ускорение частиц только в северной доле. В действительности, частицы могут ускоряться и в других областях магнитосферного хвоста. Кроме того, при усреднении энергии по спектру предполагалось, что $|S(t_{in}, t)| \sim 0.5$, т.е. частицы остаются в области ускорения в окрестности δt моментов времени $t_{*,**} + nT_N$. Между тем, данное условие, может быть выполнено не для всех частиц.

3.4 Моделирование процесса ускорения

3.4.1 Постановка численного эксперимента

Пополнение магнитосферного хвоста Нептуна холодной плазмой происходит за счет солнечного ветра и ионосфера планеты [52, 194]. Voyager-2 обнаружил, что во внутренней магнитосфере плазма состоит главным образом из протонов и тяжелых ионов (предположительно N^+). Вблизи Нептуна ионы N^+ имеют энергию в диапазоне 10-100 эВ [33]. Энергии протонов солнечного ветра, проникающих в магнитосферный хвост из магнитослоя, лежат в диапазоне 0.3-1 кэВ.

Численное моделирование процесса ускорения частиц в магнитосферном хвосте Нептуна проводится следующим образом. Протоны с энергиями 0.3 – 1 кэВ и тяжелые ионы N^+ с энергиями 10 – 30 эВ инжектируются в центральную область магнитосферного хвоста $|y| < 5R_N$, $|z| < 5R_N$ и $x \in [-120, -50]R_N$. Поскольку протоны и ионосферные ионы проникают в хвост непрерывно, в моделировании их инжекция осуществляется равномерно в течение одного периода вращения T_N . Момент инжекции частиц выбирается двумя способами. Частицы инжектируются в центральную часть хвоста равномерно либо на интервале $[0, T_N]$ либо на интервале $[T_N/2, 3T_N/2]$. По умолчанию обсуждаются результаты моделирования, для которого инжекция осуществляется при $[0, T_N]$.

В численных расчетах использовалось до 20000 частиц. Для каждой частицы уравнения движения интегрируются численно, до тех пор пока частица не покинет магнитосферный хвост. Предполагается, что частица покидает магнитосферный хвост при пересечении боковой или дальней границ магнитосферного хвоста, т.е. либо $|y| > 40R_N$, либо $|z| > 40R_N$, либо $x < -250R_N$. Используемая модель магнитного поля в магнитосферном хвосте применима лишь при $x < -40R_N$. Будем предполагать, что частицы отражаются от плоскости $x = -40R_N$, как от зеркальной стенки и возвращаются в магнитосферный хвост. Данное предположение имитирует отражение частиц от области сильного дипольного поля.

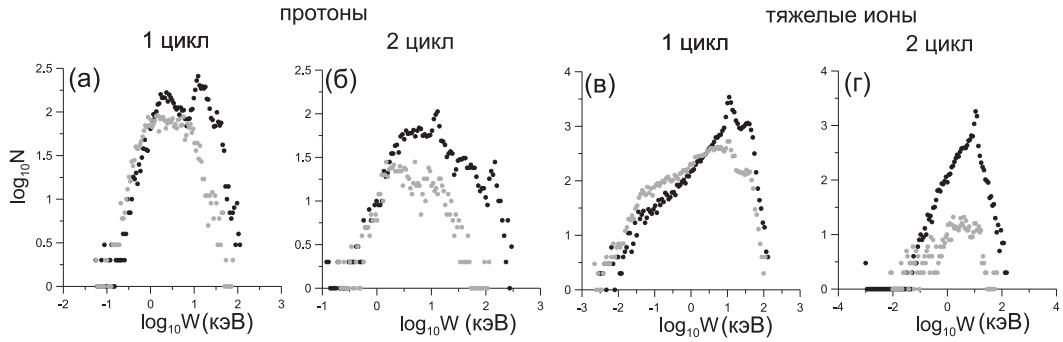


Рис. 3.4: Энергетические спектры протонов, покидающих хвост (черные точки), и остающихся в хвосте (серые точки) в ходе первого (а) и второго (б) цикла вращения планеты. На рисунках (в) и (г) представлены аналогичные спектры для тяжелых ионов N^+ . Время перестройки τ равно $T_N/2$.

3.4.2 Результаты численного моделирования

Результаты численного моделирования приводятся для характерного времени перестройки $\tau = T_N/2$. На рис. 3.4 представлены энергетические спектры протонов, которые покидают (черные точки) и остаются (серые точки) в хвосте в ходе первого и второго циклов вращения планеты. В ходе первого цикла вращения планеты протоны ускоряются до энергий ~ 120 кэВ. Сильно ускоренные частицы покидают хвост на том же периоде. В хвосте остается небольшая популяция частиц с энергиями ~ 50 кэВ. После второго цикла вращения планеты частицы ускоряются до энергий ~ 330 кэВ, что не превосходит теоретического предела, $50 \text{ кэВ} + \Delta W_{max} \sim 380 \text{ кэВ}$. После второго цикла в хвосте все еще остаются частицы с энергиями ~ 50 кэВ. Резюмируя, приходим к выводу, что после каждой топологической перестройки частицы с энергиями выше ~ 50 кэВ покидают магнитосферный хвост.

Около 65 % тестовых частиц, инжектированных в хвост в начале первого периода вращения планеты, покидают хвост в ходе этого же периода, около 25% частиц покидает хвост в ходе второго цикла вращения. После семи циклов вращения планеты в системе уже нет частиц, инжектированных изначально.

На рис. 3.5а представлен энергетический спектр протонов после семи циклов вращения. Энергетический спектр обрывается на энергии ~ 380 кэВ. Данный результат находится в полном согласии с тем, что после каждой топологической перестройки из

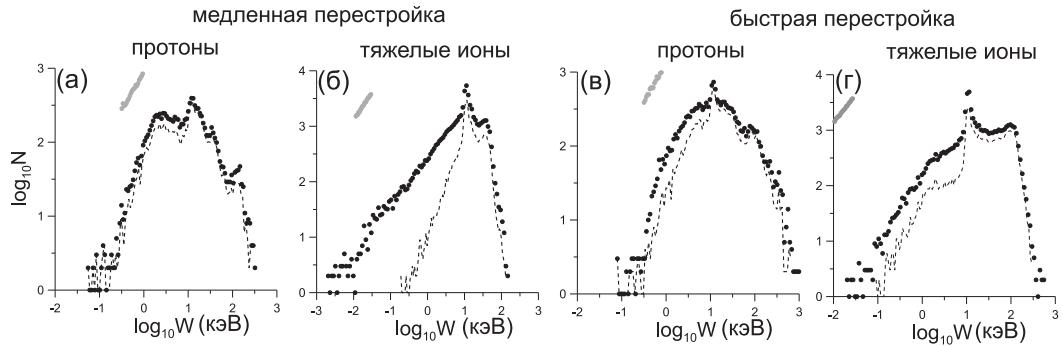


Рис. 3.5: Черными точками представлены финальные (после семи циклов вращения планеты) энергетические спектры протонов и тяжелых ионов в случае (а,б) медленной, $\tau = T_N/2$, и (в,г) быстрой, $\tau = T_N/6$, перестройки. Начальные энергетические распределения частиц показаны серыми точками. Пунктиром показано распределение по энергии частиц, которые вылетают из магнитосферного хвоста через магнитопаузу.

магнитосферного хвоста “убегают” частицы с энергиями больше ~ 50 кэВ, поэтому максимальная энергия частиц не может превышать $50 \text{ кэВ} + \Delta W_{max} \sim 380$ кэВ. Таким образом, ускорение частиц до энергий существенно больших ~ 330 кэВ за счет множественных топологических перестроек не реализуется.

Спектры тяжелых ионов на рис. 3.4 и 3.5б обладают теми же особенностями, что и спектры протонов. Тяжелые ионы ускоряются до энергий ~ 150 кэВ. Около 70 % тестовых тяжелых ионов покидают хвост в ходе первого цикла вращения планеты, 26% частиц покидает хвост в ходе второго цикла вращения. После семи циклов вращения в хвосте не остается частиц, инжектированных изначально. Вопреки оценке (3.8), которая не зависит от массы частицы, тяжелые ионы N^+ ускоряются менее эффективно по сравнению с протонами. Данное несоответствие обусловлено, вероятно, тем, что энергичные тяжелые ионы обладают большим гирорадиусом, за счет чего быстрее покидают область ускорения.

На рис. 3.5в,г представлены спектры протонов и тяжелых ионов после семи циклов в случае, когда перестройка магнитного поля происходит в три раза быстрее, $\tau = T_N/6$. Протоны ускоряются до энергий ~ 1 МэВ, тяжелые ионы - до энергий ~ 400 кэВ. Таким образом, в согласии с формулой (3.8) верхний предел энергий увеличивается в три раза.

На рис. 3.5 пунктиром представлены энергетические спектры частиц, которые по-

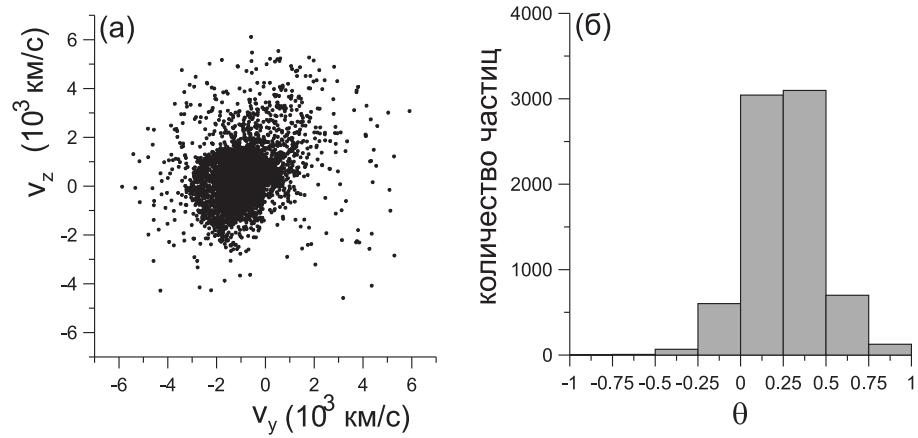


Рис. 3.6: (а) Диаграмма скоростей частиц (v_y, v_z), которые покидают магнитосферный хвост через магнитопаузу. (б) Диаграмма распределения полярного угла θ ($|\theta| < \pi$) в плоскости YZ , вычисленного в момент, когда частица вылетает из хвоста. $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ соответствуют утреннему флангу (направление $-Y$) и северной доле хвоста (направление $+Z$), соответственно.

кидают магнитосферный хвост через магнитопаузу. Нетрудно видеть, что наиболее ускоренные частицы покидают хвост именно через магнитопаузу. Это объясняется следующим образом. В моменты времени $t_{*,**} + nT_N$ частицы размагничиваются в северной доле хвоста, подхватывается индукционным электрическим полем и ускоряются на фланги. Оказывается, что частицы увлекаются в большинстве случаев на утренний фланг. Далее представлены только спектры протонов, хотя все выводы справедливы и для тяжелых ионов. На рис. 3.6а представлена диаграмма скоростей частиц в момент пересечения магнитопаузы. Наблюдается значительный сдвиг скоростей в сторону отрицательных значений скорости v_y . Данную анизотропию можно видеть и на рис. 3.6б, где θ - полярный угол (в плоскости YZ) в момент пересечения магнитопаузы: $\theta = 0$ соответствует утреннему флангу магнитосфера, тогда как $\theta = \pi/2$ соответствует оси Z . Большая часть частиц покидает магнитосферу через утренний фланг, то есть с малыми углами θ .

Анизотропия вылета частиц объясняется следующим образом. Рассмотрим перестройку магнитосферного хвоста от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole-on”. При $t \in [t_* - \tau/2, t_*]$ магнитное поле $B_x < 0$ при $z > 0$. Индукционное электрическое

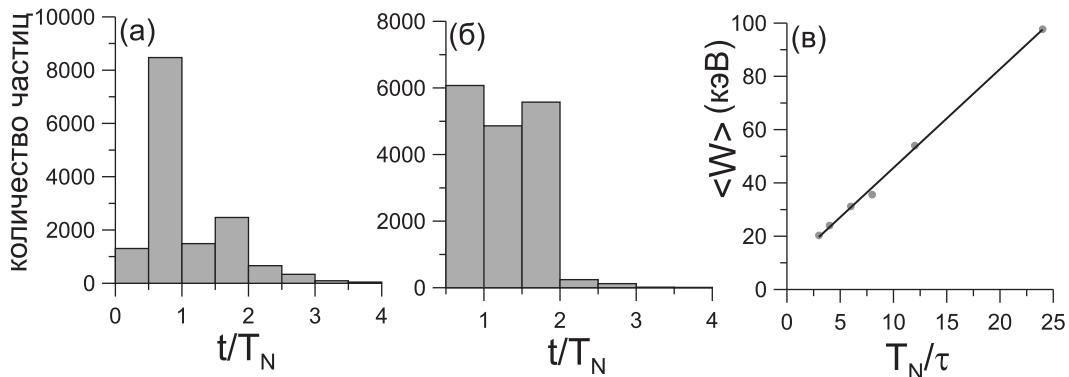


Рис. 3.7: Диаграммы (а,б) показывают количество частиц, которое покидает магнитосферный хвост за определенный промежуток времени, для двух условий моделирования. Инжекция частиц осуществляется при (а) $[0, T_N]$ и (б) $[T_N/2, 3T_N/2]$. (в) Зависимость средней по спектру энергии от времени перестройки. Серыми точками показаны средние значения энергии $\langle W \rangle$ ускоренных частиц ($W > 1$ кэВ), рассчитанные в численном моделировании. Черной линией показана линейная аппроксимация, полученная методом наименьших квадратов.

поле направлено на вечер (рис. 3.3), а поле конвекции - на утренний фланг. Поле конвекции превосходит индукционное поле, пока dh/dt мало и вблизи плоскости XY . Поэтому при $t \in [t_* - \tau/2, t_*]$ вблизи плоскости XY электрическое поле направлено на утренний фланг. Соответствующий дрейф $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ направлен к нейтральной плоскости и частицы не попадают в северную долю. Рассмотрим обратную перестройку от конфигурации “pole-on” к конфигурации “Earth-like”. При $t \in [t_{**} - \tau/2, t_{**}]$ магнитное поле $B_x > 0$ при $z > 0$. Индукционное поле и поле конвекции направлены на утренний фланг, поэтому дрейф $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ направлен на север и частицы могут попасть в северную долю. Таким образом, при перестройке от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole-on” на вечерний фланг увлекается меньше частиц, чем увлекается на утренний фланг во время обратных перестроек. Данный эффектом объясняется анизотропия, наблюдаемая на рис. 3.6. Эта интерпретация подтверждается рис. 3.7а, на котором представлено количество частиц, покидающих хвост за различные промежутки времени. Можно видеть, что наибольшее количество частиц покидает хвост в ходе перестроек от конфигурации “pole-on” к конфигурации “Earth-like”.

До сих пор обсуждались результаты численного моделирования, в котором частицы начинают инжектироваться в начальный момент $t = 0$. Момент начала инжекции частиц не влияет на ускорение частиц, однако может служить источником анизотропии вылета частиц из магнитосферного хвоста. На рис. 3.7б представлено количество частиц, покидающих хвост за различные промежутки времени для моделирования, в котором частицы инжектируются в хвост при $[T_N/2, 3T_N/2]$. Можно видеть, что в течение времени $t \in [T_N/2, T_N]$ большое количество частиц покидает хвост, поскольку происходит перестройка от конфигурации “pole-on” к конфигурации “Earth-like”. При $t \in [T_N, 3T_N/2]$ происходит обратная перестройка и в противоположность результату, представленному на рис. 3.7а, большое количество частиц покидает хвост. Данный эффект обусловлен тем, что плазма была размешана по хвосту в течение предыдущей перестройки и существенное количество частиц оказалось в северной доле. Не смотря на это все еще наблюдается сильная анизотропия вылета частиц - большинство частиц покидает магнитосферный хвост через утренний фланг. Таким образом, момент инжекции частиц не устраняет эффект анизотропии вылета частиц, обусловленной наличием электрического поля конвекции.

В численном моделировании были получены энергетические спектры частиц для различных значений времени перестройки магнитосферного хвоста τ . По данным спектрам была вычислена средняя энергия $\langle W \rangle$ (точки на рис. 3.7в). Точки ложатся на прямую линию $W = W_a + \delta W(T_N - 2\tau)/T_N$, где $W_a = 16$ кэВ и $\delta W = 3.7$ кэВ. В согласии с теоретической оценкой (3.10) имеет место линейная зависимость средней по спектру энергии от параметра $1/\tau$.

В оценке (3.10) усреднение проводится по частицам, ускоренным в северной доле. В численных спектрах усреднение выполнено по всем ускоренным частицам с энергией > 1 кэВ. Оказалось, что соотношение (3.10) остается в силе. Однако, параметр $W_a - 2\delta W$ оказывается равным 8 кэВ, что отличается от предсказания оценки (3.10), $W_a - 2\delta W \sim 1$ кэВ. Данное обстоятельство указывает на то, что в среднем по ансамблю частицы набирают энергию не только в северной доле хвоста, но и в других областях магнитосферного хвоста.

Результаты численного моделирования подтверждают то, что высокоэнергичная популяция частиц генерируется в северной доле магнитосферного хвоста. Кроме того, выяснено влияние топологических перестроек на транспорт частиц в магнитосферном

хвосте.

3.5 Обсуждение результатов

3.5.1 Сравнение с наблюдениями аппарата *Voyager-2*

Измерения *Voyager-2* относятся к южной доле магнитосферного хвоста [127], тогда как согласно предложенному механизму ускорения, энергичные частицы должны наблюдаваться, главным образом, в северной доле. Не смотря на данное обстоятельство, проведем сравнение теоретических выводов с результатами экспериментальных наблюдений [98, 111].

Voyager-2 оказался в магнитосферном хвосте 25 августа в 18:00 UT и пересек магнитопаузу наочной стороне 26 Августа в 8:00 UT. Магнитосферный хвост находился в конфигурации “Earth-like” в 19:00 UT и в конфигурации “pole-on” в 4:00 UT [111]. Таким образом, когда *Voyager-2* пересекал южную долю хвоста, магнитное поле перестраивалось от конфигурации “Earth-like” к конфигурации “pole-on”, а затем обратно уже 26 августа в течение 4:00-8:00 UT.

Энергетический спектр протонов, представленный на рис. 3.8, показывает, что в хвосте наблюдаются протоны с энергиями ~ 100 кэВ. Потоки частиц малы и находятся практически на фоновом уровне. Усиление в энергетическом канале 28 – 43 кэВ наблюдалось с 6:00 UT 26 августа [111], т.е. при перестройке магнитосферного хвоста от конфигурации “pole-on” к конфигурации “Earth-like”.

Функция распределения угла θ (рис. 3.6б) показывает, что лишь небольшая доля частиц имеет углы θ в диапазоне $[-\pi/2, \pi/2]$. Поэтому лишь небольшое количество частиц, ускоренных представленным механизмом, могло быть обнаружено аппаратом *Voyager-2*. Вполне вероятно, что усиление потока, которое наблюдалось на аппарате *Voyager-2* обусловлено частицами, ускоренными в ходе топологической перестройки хвоста.

3.5.2 Обсуждение модели магнитного и электрического полей

В модели магнитного поля предполагалось, что магнитное поле Нептуна \mathbf{B}_N играет роль нормальной компоненты к нейтральной плоскости (нейтральной цилиндрической

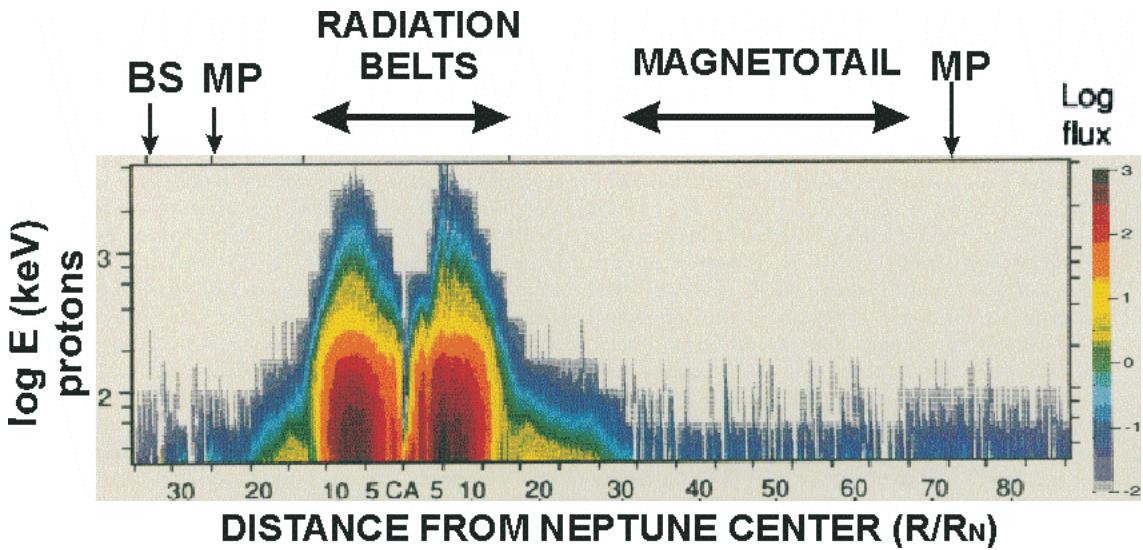


Рис. 3.8: Спектр протонов, полученный аппаратом Voyager-2 вдоль траектории (рисунок взят из работы [98]).

поверхности) ТС. В действительности, нормальная компонента магнитного поля возникает также благодаря двумерной (или трехмерной) структуре ТС. Хотя были разработаны двумерные плоские [89, 199] и цилиндрические [35, 85, 194] кинетические и МГД модели ТС, мы ограничились одномерными моделями ТС. Как было показано, данное допущение не влияет на верхний предел энергий ускоренных частиц. Аналогично, на верхний предел не влияют конкретные значения параметров L_{cyl} , L , r_0 и b (при условии их реалистичности). Поэтому допущение $L = L_{cyl} = r_0$ и использование в численном моделировании конкретных численных значений данных параметров не являются принципиальными с точки зрения оценки максимальной энергии.

Поле конвекции влияет на анизотропию вылета частиц из магнитосферного хвоста. Мы предполагали, что поле конвекции направлено с вечера на утро. В действительности, величина и направление поля конвекции определяются процессом пересоединения на дневной магнитопаузе и могут изменяться в ходе суточного вращения планеты по направлению. По этой причине использованная модель не позволяет сделать однозначного предсказания об анизотропии вылета частиц из магнитосферного хвоста Нептуна. Иными словами, утренний фланг может оказаться вовсе не выделенной областью, через которую, главным образом, происходит убегание частиц. Можно лишь утверждать,

что большая часть частиц должна покидать магнитосферный хвост через северную долю магнитосферного хвоста.

В настоящей главе не рассматривались другие механизмы ускорения частиц, которые могут быть эффективны в магнитосферном хвосте Нептуна. В частности, не рассматривалось магнитное пересоединение. Пересоединение, инициированное неустойчивостью ТС [69], происходит на масштабе времени меньшем, чем время перестройки хвоста, и, в принципе, может служить дополнительным источником ускорения частиц. Отметим, что в отличие от предложенного механизма, который является глобальным механизмом ускорения всех частиц в магнитосферном хвосте, пересоединение является механизмом ускорения небольшой популяции частиц вблизи области пересоединения.

Рассмотренный механизм может быть эффективным в магнитосферах, схожих по динамике с магнитосферой Нептуна. Планета должна иметь дипольный момент, сильно наклоненный к оси вращения и к направлению ветра, исходящего от близкой звезды. Кроме того, представленный механизм может быть эффективным в магнитосферах пульсаров в двойных системах [86].

Часть 3

Распределение электростатических полей в наклонных токовых слоях.

4.1 Горизонтальный и наклонный токовые слои

В классической конфигурации ТС в магнитосферном хвосте Земли магнитное поле в первом приближении описывается (по крайней мере локально) модифицированной моделью Харриса [76], $\mathbf{B} = B_0 \tanh(z/L) \mathbf{e}_x + B_y \mathbf{e}_y + B_z \mathbf{e}_z$, где L - толщина ТС, B_0 , B_y , B_z - постоянные поля (здесь и далее используется система координат GSM). Градиент магнитного поля направлен вдоль оси Z и поддерживается током в направлении утровечер (вдоль оси Y). В данном случае ТС называется горизонтальным.

Измерения аппарата Cluster показали, что для некоторых пересечений ТС градиент магнитного поля направлен практически вдоль оси Y , а основной является Z -компоненты плотности тока [158, 214]. Наблюдение подобных наклонных ТС объясняется распространением вдоль ТС по направлению на фланги нелинейной волны (рис. 4.1). Данная волна является крупномасштабной, т.е. одновременно наблюдается на больших расстояниях вдоль оси X [215]. В работе [137] была предложена феноменологическая модель, которая описывает структуру магнитного поля в наклонных ТС

$$\mathbf{B} = B_0 \tanh\left(\frac{z - z_0((y - v_0 t)/\lambda)}{L_z}\right) \mathbf{e}_x + B_y \mathbf{e}_y + B_z \mathbf{e}_z \quad (4.1)$$

где $z = z_0(y - v_0 t)$ - нейтральная плоскость ТС, v_0 - фазовая скорость волны. Наблюдения показали [136], что длина волны λ составляет $\sim 1 - 4R_E$ (R_E - радиус Земли), амплитуда деформации нейтральной плоскости составляет $\sim 1 \cdot R_E$, скорость распространения

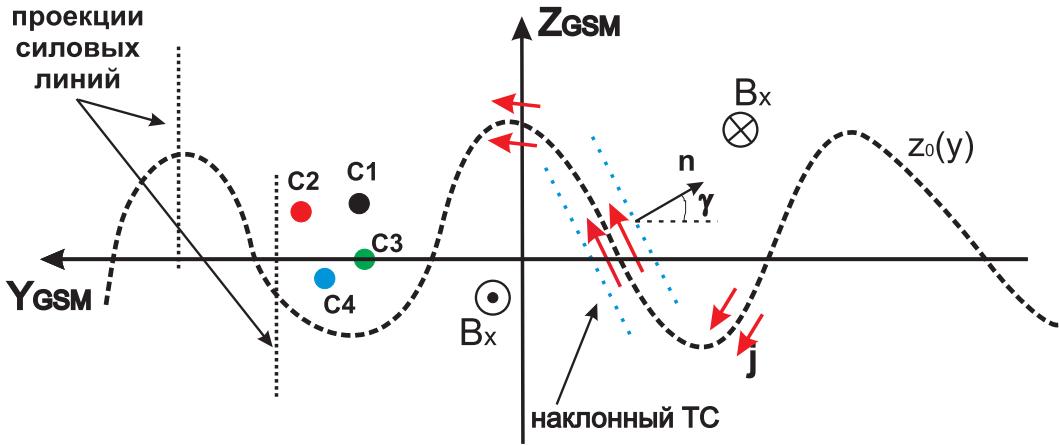


Рис. 4.1: Распространение нелинейной волны вдоль ТС: $z = z_0(y)$ - деформированная нейтральная плоскость; пунктирные линии показывают проекции силовых линий магнитного поля на плоскость YZ ; кружки показывают направление магнитного поля B_x ; красные стрелки показывают направление тока j ; точки C1-C4 представляют спутники аппарата Cluster; синими пунктирумыми линиями выделен наклонный токовый слой; вектор n - нормаль к ТС; угол γ определяет наклон токового слоя.

нения волны ~ 50 км/с. Измерения аппарата Cluster позволили детально исследовать структуру горизонтальных ТС [13, 30, 45]. Структура магнитного поля в наклонных ТС изучена в работах [135–137, 158]. Для наклонных ТС магнитное поле $B_z \sim 8$ нТ [135, 137], что в два-три раза превышается характерное значение данной компоненты в горизонтальных ТС [90].

К настоящему времени исследование структуры наклонных ТС ограничивалось анализом измерения магнитного поля. Изучение равновесной структуры наклонных ТС, а также построение моделей генерации нелинейных волн, приводящих к наблюдению наклонных ТС, требует анализа плазменных данных, измерений электрического поля, а также сравнения характеристик наклонных и горизонтальных ТС. Измерение электрического поля в наклонных ТС представляет отдельный интерес. Дело в том, что на аппарате Cluster с хорошей точностью измеряется лишь компонента электрического поля, лежащая в плоскости вращения аппарата (т.е. приблизительно в плоскости XY). По этой причине данные аппарата Cluster не позволили получить никакой информации о структуре электростатического поля поляризации в горизонтальных ТС (данное

поле направлено вдоль оси Z). В наклонных ТС поле поляризации направлено вдоль оси Y . Изучение структуры поля поляризации представляет интерес с точки зрения верификации моделей ТС [156, 207], поскольку, например, в модели [207] электростатический потенциал поляризации имеет вполне определенный профиль. В настоящей главе проведено статистическое исследование свойств наклонных ТС и построены модели, описывающие их структуру.

4.2 Экспериментальные данные

4.2.1 Данные аппарата *Cluster*

Миссия Cluster функционирует с 2001 г, апогей орбиты составляет $\sim 20R_E$. С июня по октябрь апогей орбиты находится в магнитосферном хвосте, что позволяет исследовать структуру ТС при $x \sim -(10 - 20)R_E$. Измерения в четырех точках позволяют отделить временные и пространственные вариации магнитных полей и плазменных параметров. Пространственное разрешение аппарата Cluster определяется расстоянием между спутниками. В ходе миссии среднее расстояние между спутниками варьировалось, что позволило изучить структуры различных масштабов.

Магнитное поле измеряется с частотой 25 Гц [27]. Время пересечения ТС составляет порядка нескольких минут, поэтому при исследовании структуры ТС ограничимся данными, усредненными по 4 с. Функции распределения ионов и электронов измеряются с разрешением 0.25 Гц [143]. В настоящей главе используются только первые три момента функций распределения частиц - плотность, потоковая скорость и температура. Электрическое поле измеряется с разрешением 0.25 Гц [74].

4.2.2 Методы анализы данных

Остановимся на основных методах анализа данных [131]. Метод MVA (minimum variance analysis) позволяет определить три взаимно перпендикулярных вектора \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 , для которых при пересечении ТС компоненты $B_i = \mathbf{B}\mathbf{e}_i$, где \mathbf{B} - наблюдаемое магнитное поле, имеют наибольшую, среднюю и наименьшую вариации. Вектора \mathbf{e}_α являются собственными векторами матрицы ковариаций $M_{\mu\nu}$

$$M_{\mu\nu} = \langle B_\mu B_\nu \rangle - \langle B_\mu \rangle \langle B_\nu \rangle$$

где $\mu = x, y, z$, а угловые скобки обозначают усреднение по времени пересечения ТС. Собственные значения матрицы $M_{\mu\nu}$ определяют вариации компонент B_i . При выполнении условия $\lambda_1 \gg \lambda_2 \gg \lambda_3$ и одномерности ТС вектор \mathbf{e}_1 определяет направление основной компоненты магнитного поля, вектор \mathbf{e}_2 - направление тока, вектор \mathbf{e}_3 определяет направление градиента магнитного поля (вектор нормали к ТС).

Измерения магнитного поля в четырех точках позволяют определить вектор плотности тока. Внутри тетраэдра, образованного спутниками, магнитное поле интерполируется линейной функцией

$$\mathbf{B} = \sum_{\alpha=1,\dots,4} \mathbf{B}_\alpha (1 + \mathbf{k}_\alpha (\mathbf{r} - \mathbf{r}_\alpha))$$

где \mathbf{r}_α - положение аппарата С α ($\alpha = 1, \dots, 4$), \mathbf{k}_α - вектора, которые определяются из условия $\mathbf{B}(\mathbf{r}_\alpha) = \mathbf{B}_\alpha$. Плотность тока определяется формулой

$$\mathbf{j}_c = \frac{c}{4\pi} \sum_{\alpha} \mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{B} \quad (4.2)$$

В случае, когда толщина ТС меньше расстояния между спутниками, линейной интерполяции магнитного поля внутри тетраэдра недостаточно. В этом случае оценка плотности тока по формуле (4.2) будет заниженной.

По временным задержкам в наблюдениях магнитного поля на различных спутниках удается определить скорость движения ТС. Временные задержки определяются расстоянием между спутниками и скоростью движения ТС v_n

$$(\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_1) \mathbf{n} = v_n \Delta t_{\alpha,1} \quad (4.3)$$

где \mathbf{n} - вектор нормали к ТС, $\Delta t_{\alpha,1}$ - временные задержки по отношению к аппарату С1. Данные уравнения позволяют определить как скорость движения ТС, так и вектор нормали. При известной скорости движения толщина ТС может быть определена по длительности пересечения.

Структуру ТС удобно изучать в локальной системе координат $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$ (см. например [150]). Вектор \mathbf{l} определяется по методу MVA и соответствует направлению максимальной вариации. Для одномерного ТС вектор \mathbf{l} и вектор плотности тока лежат в плоскости перпендикулярной вектору нормали к ТС. Вектор \mathbf{m} выбирается вдоль компоненты тока $\langle \mathbf{j}_c \rangle$, перпендикулярной вектору \mathbf{l} (угловые скобки обозначают усреднение поперек ТС). Вектор нормали \mathbf{n} дополняет систему координат до правой. Для

одномерного ТС в локальной системе координат: B_n - магнитное поле, перпендикулярное плоскости ТС, которое практически не варьируется поперек ТС; $B_{l,m}$ - магнитные поля, вариации которых поперек ТС обеспечиваются токами j_l и j_m ; $j_n \ll j_l, j_m$. В настоящей работе рассматриваются ТС, для которых магнитное поле B_m практически не варьируется поперек ТС, так что $j_l \approx 0$.

Остановимся на методе определения основной компоненты тока, который основан на анализе временных задержек. Данный метод является альтернативой методу, основанному на формуле (4.2). При известной скорости движения ТС основная компонента плотности тока (т.е. j_m) может быть определена по измерениям магнитного поля на одном спутнике:

$$j_{tim} = \frac{c}{4\pi} \frac{B_l(t + \Delta t) - B_l(t)}{v_n \Delta t}, \quad (4.4)$$

где $\Delta t = 4$ с - временное разрешение измерений магнитного поля. Данный метод незаменим в том случае, когда формула (4.2) дает заниженную оценку плотности тока.

4.3 Пример пересечения наклонного токового слоя

Рассмотрим пересечение ТС, которое наблюдалось 7 сентября 2004 г. и длилось с 14:18 UT до 14:26 UT. На рис. 4.2а-в представлены профили трех компонент магнитного поля (в системе GSM), наблюдавшиеся на каждом из четырех аппаратов. Пересечение нейтральной плоскости ТС определяется по изменению знака магнитного поля B_x . На рис. 4.2г представлено электрическое поле E_y . На рис. 4.2д приведены профили компонент плотности тока, определенной по формуле (4.2). Нетрудно заметить, что основной является z -компоненты плотности тока, j_{cz} . Таким образом, наблюдаемый ТС является наклонным. На рис. 4.2е,ж представлены профили потоковых скоростей протонов и электронов. Данный рисунок показывает, что z -компоненты потоковой скорости электронов существенно превосходит соответствующую компоненту потоковой скорости протонов. Таким образом, в рассматриваемом наклонном ТС ток обеспечивается, главным образом, электронами. На рис. 4.2з,и представлены профили плотности плазмы (используется плотность электронов) и температуры ионов и электронов. По сравнению с плотностью тока, плотность плазмы и температуры частиц варьируются поперек ТС несущественно. Данное обстоятельство отражает хорошо известное свойство вложеннности токового слоя в плазменный слой [112, 138], ширина которого составляет

несколько радиусов Земли. Магнитное поле B_{ext} в долях магнитосферного хвоста определяется из условия вертикального баланса давления $B_{ext}^2 = 8\pi p + \mathbf{B}^2$, где p - давление плазмы. Для рассматриваемого ТС $B_{ext} \sim 34$ нТ.

Рассмотрим данное пересечение в локальной системе координат $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$: $\mathbf{l} = [0.93, 0.16, -0.32]$, $\mathbf{m} = [-0.34, 0.13, 0.92]$, $\mathbf{n} = [-0.1, 0.98, 0.17]$. Вектор нормали к ТС направлен практически вдоль оси Y , что подтверждает наклоненность ТС. На рис. 4.3а-в магнитное поле представлено в локальной системе координат. Нетрудно видеть, что магнитные поля $B_{n,m}$ практически не варьируются, $B_n \sim 5$ нТл и $B_m \sim -11$ нТл. Наибольшую вариацию имеет магнитное поле B_l , которое на границе ТС достигается значение $B_0 \sim 13$ нТл. Отметим, что магнитное поле B_0 приблизительно в три раза меньше магнитного поля в долях B_{ext} . На рис. 4.3г приведен профиль проекции электрического поля на вектор нормали \mathbf{n} . Поскольку вектор нормали направлен практически вдоль оси Y данная компонента вычисляется как $E_n = n_y E_y$ (компонентами E_x и E_z пренебрегаем). На рис. 4.3д приведены профили плотности тока, определенной по формуле (4.2). Основная компонента плотности тока j_{cm} имеет максимум в нейтральной плоскости и спадает к границам ТС более чем в 10 раз. Токи j_{cl} и j_{cn} существенно меньше j_{cm} . На рис. 4.3е представлена компонента плотности тока направлена вдоль магнитного поля, $j_{\parallel} = (\mathbf{j}\mathbf{B})/|\mathbf{B}|$ и компонента, перпендикулярная магнитному полю, $j_{\perp} = |\mathbf{j} - j_{\parallel}\mathbf{B}/|\mathbf{B}||$. В данном наклонном ТС плотность тока j_{\parallel} более чем в два раза превосходит j_{\perp} . Метод анализа временных задержек показывает, что скорость движения ТС составляет ~ 29 км/с (вариация скорости в ходе пересечения меньше 10%). Используя измерения магнитного поля на каждом аппарате мы определили профили плотности тока $j_{tim}^{(\alpha)}$ по формуле (4.4). Полученные профили представлены на рис. 4.3ж. В нейтральной плоскости $j_{tim}^{(\alpha)}$ приблизительно на 30% превосходит плотность тока j_{cm} . Данное различие обусловлено тем, что толщина рассматриваемого ТС $L \sim 1200$ км меньше среднего расстояния между спутниками, ~ 1000 км, так что оценка плотности тока по формуле (4.2) является заниженной. Отметим, что максимум плотности тока j_{tim} смещен относительно нейтральной плоскости (это обстоятельство отмечалось в работе [136]). Данное обстоятельство показывает, что наклонные ТС являются, вообще говоря, двумерными структурами (как и следует из модели (4.1)). Тем не менее, локально наклонный ТС может рассматриваться как одномерный.

При статистическом исследовании удобнее оперировать не профилями различных

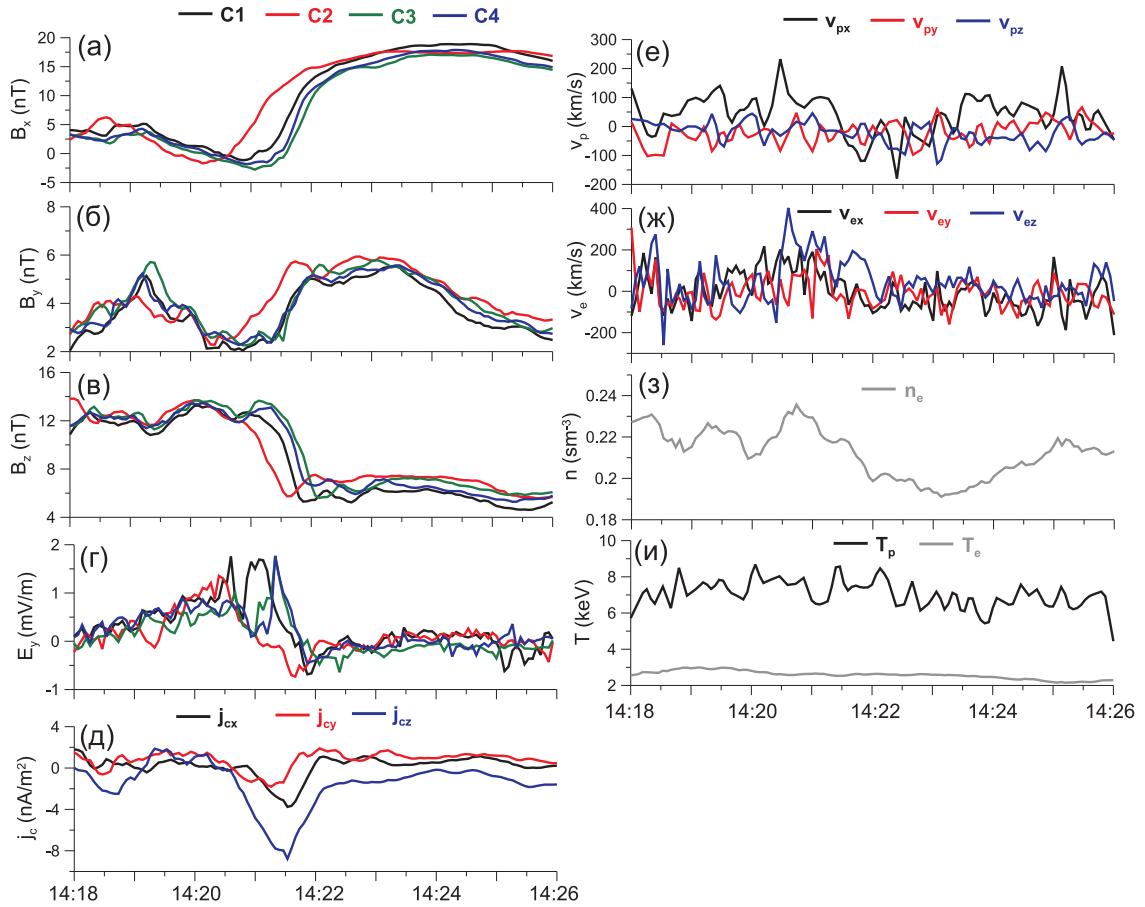


Рис. 4.2: Пересечение ТС (все вектора представлены в системе координат GSM): (а-в) три компоненты магнитного поля B_x , B_y , B_z , наблюдаемые на четырех аппаратах С α ($\alpha = 1 - 4$); (г) электрическое поле E_y ; (д) три компоненты плотности тока \mathbf{j}_c , определенной по формуле (4.2); (е,ж) потоковые скорости ионов и электронов; (з) плотность электронов (данные аппарата С1); (и) температуры ионов (данные спутника С1) и электронов (данные спутника С2)

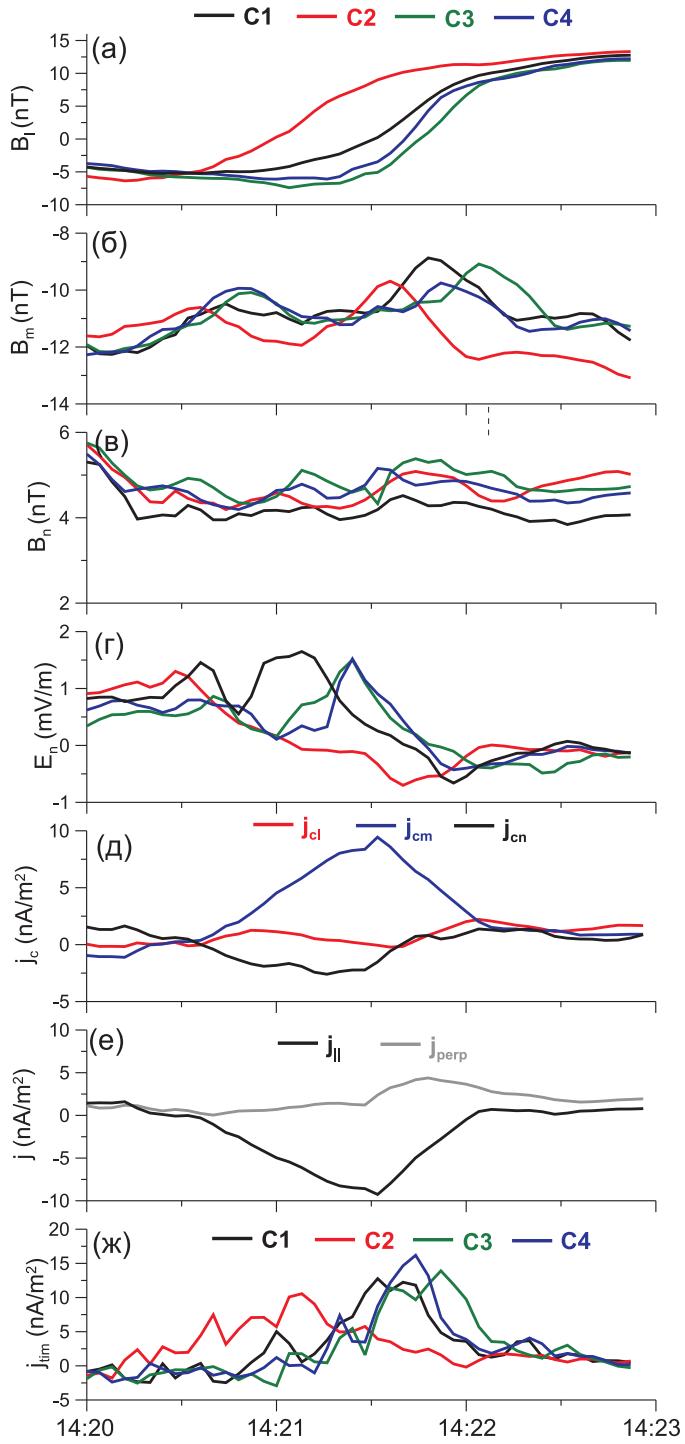


Рис. 4.3: Пересечение ТС (все вектора представлены в локальной системе координат $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$): (а-в) три компоненты магнитного поля B_l, B_m, B_n ; (г) электрическое поле E_n ; (д) три компоненты плотности тока \mathbf{j}_c , определенной по формуле (4.2); (е) компоненты плотности тока \mathbf{j}_c , направленные вдоль и перпендикулярно магнитному полю; (ж) плотность тока, полученная по формуле (4.4)

величин поперек ТС, а некоторыми средними значениями. Поскольку магнитные поля B_m и B_n практически не варьируются поперек ТС, будем использовать средние значения $\langle B_m \rangle$ и $\langle B_n \rangle$ (далее скобки опускаем), где угловые скобки обозначают усреднение по центральной области ТС, $|B_l| < 5$ нТл. Среднее значение плотности тока вычисляется по окрестности (шириной 5 нТ) той точки, в которой плотность тока достигает максимума. Среднее значение основной компоненты плотности тока j_{cm} обозначим $\langle j_{cm} \rangle$. В качестве среднего значения плотности токов $j_{tim}^{(\alpha)}$ используем $\langle j_{tim} \rangle = 0.25 \sum_{\alpha=1,4} \langle j_{tim}^{(\alpha)} \rangle$. Среднеквадратичное отклонение $\langle j_{tim}^{(\alpha)} \rangle$ от $\langle j_{tim} \rangle$ обозначим δj_{tim} . Отметим, что в наклонных ТС, рассматриваемых в настоящей главе, среднеквадратичное отклонение не превосходит 30% от среднего значения.

На рис. 4.2г можно заметить, что электрическое поле E_n не обращается в нуль в нейтральной плоскости. Вообще говоря, данное электрическое поле является суммой электрического поля конвекции E_0 (которое направлено вдоль оси Y) и поля поляризации, которое возникает за счет разделения движений ионов и электронов. В нейтральной плоскости поле поляризации обращается в нуль (см. обсуждение ниже), поэтому значение электрического поля в нейтральной плоскости представляет собой поле конвекции. В рассматриваемом ТС поле конвекции $E_0 \sim -0.15$ мВ/м. При известной скорости движения ТС потенциал поля поляризации определяется по формуле

$$\phi = - \int_{t_0}^{t_\alpha} (E_n - E_0) v_n dt \quad (4.5)$$

где t_0 - момент пересечения нейтральной плоскости. На рис. 4.11 на панели #29 представлен профиль потенциала поляризации для рассматриваемого ТС. Потенциал имеет параболический профиль с минимумом в нейтральной плоскости. Перепад потенциала между нейтральной плоскостью и границей тонкого ТС составляет ~ 2 кВ.

Для статистического исследования наклонных ТС была собрана статистика 29 пересечений токового слоя аппаратом Cluster с 2001 г. по 2004 г. Все отобранные пересечения ТС приведены в Таблице 6.1. При отборе пересечений ТС использовались следующие критерии:

1. Нормали к ТС, определенные по методу MVA и по анализу временных задержек, практически совпадают, $\mathbf{n}_{tim} \mathbf{n}_{MVA} > 0.95$.
2. Угол между нормалью к ТС и осью Y меньше 30° .

3. При пересечении ТС отсутствуют быстрые потоки частиц вдоль оси X , $|v_{px}| < 100$ км/с.

Первый из критериев гарантирует одномерность ТС. Второй критерий отбирает только наклонные ТС. Последний критерий отбирает ТС, которые наблюдаются в спокойных условиях.

4.4 Статистическое исследование наклонных ТС

4.4.1 Магнитное поле и плазменные параметры

В данном разделе представлено статистическое исследование свойств наклонных ТС. При изложении результатов будем проводить сравнение с соответствующими свойствами горизонтальных ТС.

На рис. 4.4 приведены распределения магнитного поля на границе ТС B_0 , а также магнитных полей B_n и B_m . В среднем по статистике $B_0 \sim 18$ нТл, $B_n \sim 1.6$ нТл и $B_m \sim 6.8$ нТл. Характерные величины магнитного поля на границе наклонных и горизонтальных ТС совпадают. Вектор **m** направлен практически вдоль оси Z , так что $B_m \approx B_z$. Таким образом, в наклонных ТС магнитное поле B_z в два-три раза превосходит соответствующее магнитное поле в горизонтальных ТС (в согласии с работой [136]). Вектор **n** направлен практически вдоль оси Y , поэтому $B_n \approx B_y$. Таким образом, в наклонных ТС $B_y \sim 1.6$ нТ, так что силовые линии лежат в плоскостях практически параллельных плоскости XZ [136].

На рис. 4.5а,б приведены распределения B_n/B_m и B_m/B_0 . Магнитное поле B_m в среднем в три раза больше магнитного поля B_n и составляет приблизительно половину от магнитного поля B_0 . Поскольку ток бежит вдоль вектора **m**, заключаем, что в наклонных ТС магнитное поле имеет существенную компоненту вдоль тока. Данное свойство объединяет наклонные ТС с горизонтальными ТС, которые рассматривались в работе [146] и для которых характерно достаточно большие значения магнитного поля B_y (магнитного поля в направлении утро-вечер).

На рис. 4.6а проводится сравнение плотности тока $\langle j_{cm} \rangle$ (определенна по формуле (4.2)) и плотности тока $\langle j_{tim} \rangle$ (определенна по формуле (4.4)). Для умеренно интенсивных ТС с $\langle j_{tim} \rangle < 8$ нА/м², плотности тока $\langle j_{cm} \rangle$ и $\langle j_{tim} \rangle$ практически совпадают. Для более интенсивных ТС с $\langle j_{tim} \rangle > 8$ нА/м² плотность тока $\langle j_{tim} \rangle$ превосходит плотность тока $\langle j_{cm} \rangle$. Рис. 4.6б показывает, что отличие между $\langle j_{cm} \rangle$ и $\langle j_{tim} \rangle$ тем больше, чем меньше толщина ТС L по сравнению со средним расстоянием между спутниками ΔR . Данное обстоятельство объясняется тем, что при $L < \Delta R$ формула (4.2) дает заниженную оценку плотности тока. На рис. 4.6в проводится сравнение плотности токов электронов $\langle j_{em} \rangle$ и ионов $\langle j_{pm} \rangle$, которые определяются по моментам соответствующих

Таблица 4.1: Список пересечений токового слоя.

Date	$L (10^3 \text{ км})$	$\langle j_{cm} \rangle (\text{nA/m}^2)$	$\langle j_{tim} \rangle (\text{nA/m}^2)$
1. 24 Jul 2001: 18:05-18:09	2.2	10.8	17.6
2. 27 Jul 2001: 10:40-10:45	3.3	2.5	2.6
3. 5 Aug 2001: 14:46-14:49	1.5	6.1	7.4
4. 12 Aug 2001: 15:26-15:29	1.2	6.7	11.6
5. 12 Aug 2001: 15:29-15:32	1.2	7.5	12.4
6. 14 Sep 2001: 22:53-22:57	1.4	9.9	13.5
7. 14 Sep 2001: 23:08-23:12	0.7	6.2	12.3
8. 24 Sep 2001: 8:01- 8:06	1.5	9.7	9.2
9. 20 Oct 2001: 9:36- 9:41	2.4	6.6	6.4
10. 20 Oct 2001: 9:41- 9:45	4.0	6.6	7.1
11. 20 Oct 2001: 9:58-10:01	1.1	5.1	8.3
12. 20 Oct 2001: 10:07-10:09	2.3	4.4	5.4
13. 30 Jul 2002: 13:45-14:07	7.0	1.4	1.5
14. 4 Aug 2002: 15:20-15:35	6.6	2.4	3.5
15. 9 Aug 2002: 6:03 -6:12	3.0	6.4	7.8
16. 9 Sep 2002: 4:10- 4:40	3.5	3.9	4.5
17. 27 Jul 2003: 5:53- 5:55	1.2	11.1	12.4
18. 5 Aug 2003: 19:36-19:38	1.0	7.1	7.2
19. 15 Aug 2003: 12:19-12:23	6.2	4	4.2
20. 22 Sep 2003: 6:45-6:52	2.9	3.5	3
21. 12 Jul 2004: 20:17-20:19	2.4	2.8	2.5
22. 13 Jul 2004: 00:53-00:55	0.4	27.3	52.1
23. 13 Jul 2004: 00:55-00:57	0.4	29.8	50
24. 22 Jul 2004: 12:08-12:13	2.8	3.6	4.6
25. 22 Jul 2004: 14:32-14:36	1.8	4.7	6
26. 22 Jul 2004: 15:05-15:07	2.3	5.2	5.5
27. 3 Aug 2004: 9:07- 9:17	2.3	4.5	3.8
28. 3 Aug 2004: 9:17-9:20	2.6	6.5	6.8
29. 7 Sep 2004: 14:18-14:26	1.2	7.6	11

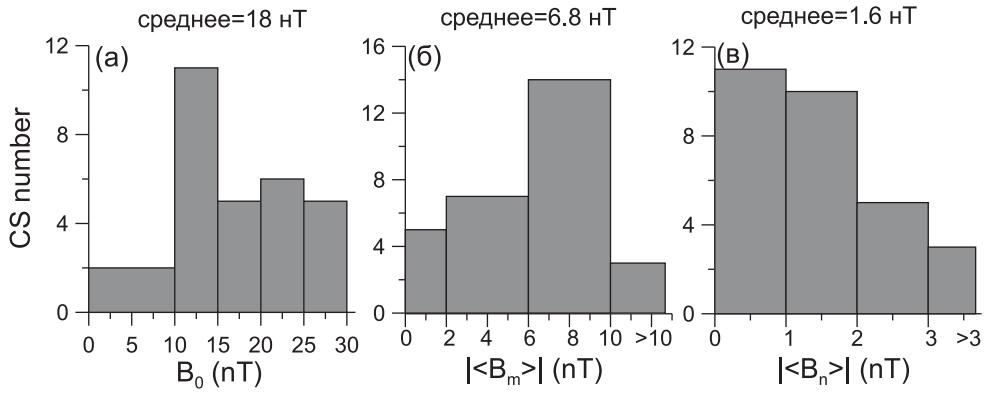


Рис. 4.4: (а) распределение магнитного поля B_0 на границе ТС. (б),(в) распределения абсолютных значений магнитных полей $\langle B_n \rangle$ и $\langle B_m \rangle$. на рисунках приведены средние по статистике значения данных магнитных полей.

функций распределения. В большинстве ТС (в 21 из 29) $\langle j_{em} \rangle > \langle j_{pm} \rangle$. Однако, данный рисунок не позволяет заключить, что ток в наклонных ТС переносится, главным образом, электронами. Дело в том, что сумма токов ионов и электронов $\langle j_{em} \rangle + \langle j_{pm} \rangle$ не согласуется с током $\langle j_{tim} \rangle$ (рис. 4.6г). Коэффициент корреляции между $\langle j_{tim} \rangle$ и $\langle j_{em} \rangle + \langle j_{pm} \rangle$ составляет лишь 0.2. Отметим, что подобная проблема возникает также при исследовании горизонтальных ТС [20] и обусловлена, вероятно, неточностью определения потоковых скоростей ионов и электронов. По этой причине далее при анализе структуры наклонных ТС плотности токов частиц не используются.

На рис. 4.5в представлено распределение отношения $\langle j_{\parallel} \rangle / \langle j_{\perp} \rangle$. В среднем компонента тока, параллельная магнитному полю, в два раза превосходит компоненту, перпендикулярную магнитному полю. Таким образом, около 60% тока в наклонных ТС течет вдоль магнитного поля.

В таблице 6.1 для каждого ТС приведена оценка его толщины L . Толщина наклонных ТС в большинстве случаев не превосходит 3000 км (см. рис. 4.7а). С точки зрения построения моделей ТС важным является вопрос о соотношении толщины ТС L и характерного гирорадиуса тепловых протонов ρ_p . Последний принято вычислять на границе ТС, т.е. в магнитном поле B_0 . Рис. 4.7б показывает, что в большинстве случаев $L < 10\rho_p$.

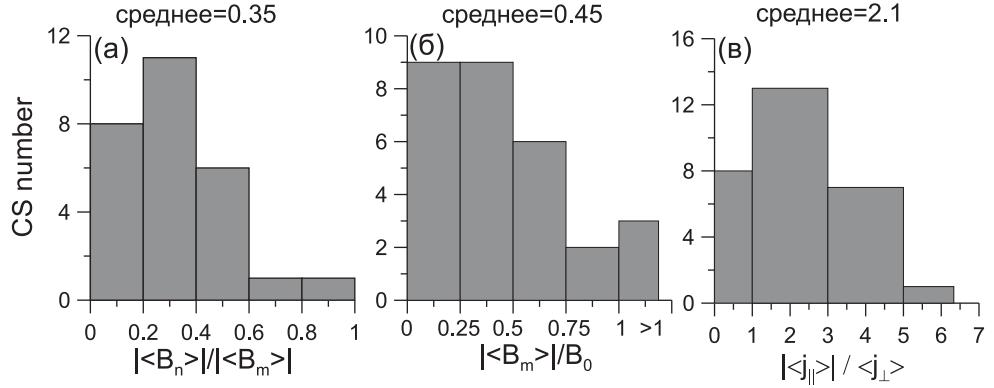


Рис. 4.5: Распределения абсолютных величин отношений: (а) $\langle B_n \rangle / \langle B_m \rangle$; (б) $\langle B_m \rangle / B_0$; (в) $\langle j_{\parallel} \rangle / \langle j_{\perp} \rangle$. На рисунке приведены средние по статистике значения.

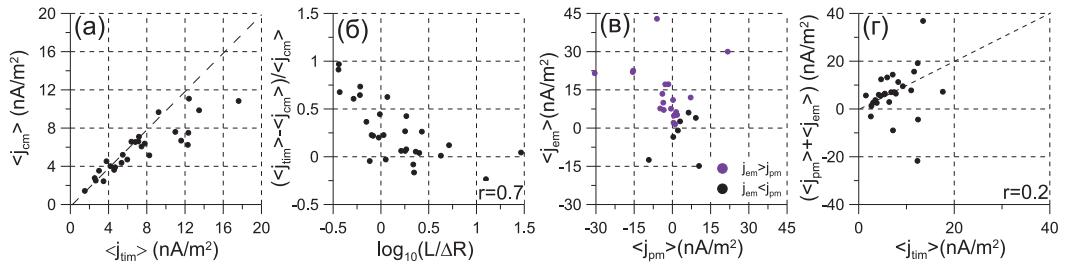


Рис. 4.6: (а) Сравнение тока $\langle j_{cm} \rangle$ и тока $\langle j_{tim} \rangle$. (б) Корреляция между отличием токов $\langle j_{cm} \rangle$ и $\langle j_{tim} \rangle$ с отношением толщины токового слоя L к среднему расстоянию между спутниками Cluster ΔR . (в) Сравнение тока протонов $\langle j_{pm} \rangle$ и тока электронов $\langle j_{em} \rangle$. (г) Сравнение суммы токов частиц $\langle j_{pm} \rangle + \langle j_{em} \rangle$ с током $\langle j_{tim} \rangle$. На панелях (а,г) не приведены токовые слои #22,23 с $j_{tim} \sim 50$ nA/m².

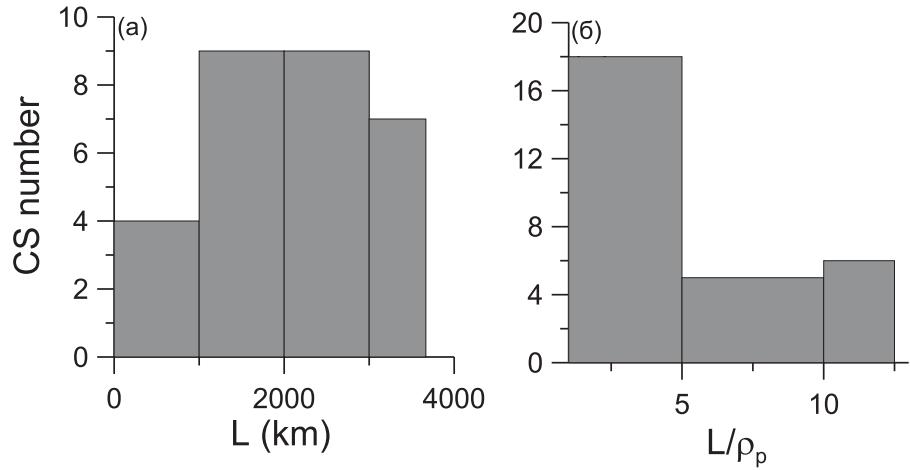


Рис. 4.7: Распределение наклонных ТС по толщине: (а) в абсолютных единицах; (б) в гирорадиусах тепловых протонов.

Динамика частицы в поле ТС характеризуется параметром адиабатичности

$$\kappa_{p,e} = \frac{B_n}{B_0} \sqrt{\frac{L}{\rho_{p,e}}} \left(1 + \left(\frac{B_m}{B_n} \right)^2 \right)^{3/4}, \quad (4.6)$$

который представляет собой отношение радиуса кривизны силовых линий в нейтральной плоскости к гирорадиусу протона в нейтральной плоскости [49]. При $\kappa > 3$ гирорадиус является малым в сравнении с радиусом кривизны силовой линии, частица замагничена, ее движение интегрируемо и описывается в рамках теории ведущего центра. При $\kappa < 0.5$ гирорадиус частицы превосходит радиус кривизны силовых линий, так что движение частицы не замагничено. Движение частицы также интегрируемо и может быть описано в рамках квазиадиабатической теории [49]. Наконец, при $0.5 < \kappa < 3$ движение частицы не интегрируемо и является хаотическим. На рис. 4.8 приведено распределение параметров адиабатичности протонов и электронов. Нетрудно видеть, что динамика протонов является либо хаотической ($0.5 < \kappa_p < 3$), либо же их движение описывается в рамках теории ведущего центра ($\kappa_p > 3$). Данное обстоятельство отличает наклонные ТС от горизонтальных ТС, для которых, как правило, $\kappa_p < 0.5$ [150]. Движение электронов всегда может быть описано в рамках теории ведущего центра, поскольку $\kappa_e > 3$.

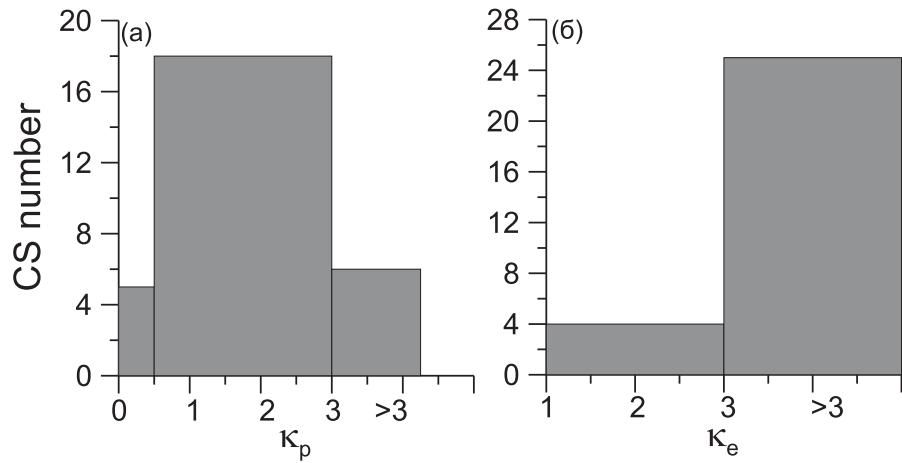


Рис. 4.8: Распределение параметров адиабатичности (а) ионов и (б) электронов.

4.4.2 Метод восстановление электростатического поля поляризации

Прежде чем перейти к анализу измерений электрического поля остановимся на методике восстановления электростатического поля, которое возникает за счет поляризации плазмы. Рассматривается одномерный ТС, r_n - расстояние от нейтральной плоскости вдоль вектора нормали \mathbf{n} . Запишем проекцию баланса давления электронов вдоль вектора нормали. Поскольку потоковые скорости электронов существенно меньше тепловых, инерционные слагаемые можно опустить и записать баланс давления в следующем виде[163]:

$$en_e E_n = -\frac{\partial p_e}{\partial r_n} - j_{em} B_l/c - en_e v_{el} B_m/c, \quad (4.7)$$

где v_{el} - скорость конвекции электронов к Земле (или от Земли). Уравнение (4.7) показывает, что электрическое поле E_n является суммой поля конвекции (последнее слагаемое) и поля поляризации (два первых члена справа). На спутнике измеряется общее электрическое поле E_n , поэтому возникает задача о выделении из измеряемого поля именно поля поляризации.

Электрическое поле поляризации возникает за счет двух эффектов - градиента давления электронов и силы Лоренца $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Вблизи нейтральной плоскости сила Лоренца $j_{em} B_l$ обращается в нуль. Электронное давление является, как правило, квадратичной функцией магнитного поля, $p_e = p_0(1 - aB_l^2/B_{ext}^2)$, где p_0 и a - константы [209]. Поэтому в нейтральной плоскости градиент электронного давления также обращается в нуль.

Таким образом, электрическое поле поляризации в нейтральной плоскости обращается в нуль. По этой причине значение электрического поля E_n в нейтральной плоскости представляет собой поле конвекции E_0 . В свою очередь поле поляризации определяется как $E_n - E_0$.

Потенциал поля поляризации определяется следующей формулой

$$\phi(r_n) = \phi_0 + \phi_\chi = \int_0^{r_n} \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r_n} dr_n + \frac{1}{ec} \int_0^{r_n} \frac{1}{n_e} j_{em} B_l dr_n \quad (4.8)$$

где потенциал ϕ_0 обусловлен градиентом электронного давления, а потенциал ϕ_χ - силой Лоренца. Предположим, что электроны переносят долю χ от полного тока, т.е. $j_{em} = (c/4\pi)\chi(r_n)\partial B_l/\partial r_n$. Формула для потенциала поляризации примет вид

$$\phi(r_n) = \phi_0(r_n) + \int_0^{r_n} \frac{\chi(r_n)}{en_e} \frac{\partial}{\partial r_n} \left(\frac{B_l^2}{8\pi} \right) dr_n \quad (4.9)$$

Пренебрегая вариацией плотности плазмы [150], получим следующую оценку для потенциала ϕ_0 : $e\phi_0 \sim p_e/n_e + \text{const} \sim -(p_0 a/n_e) B_l^2/B_{ext}^2$. Потенциал ϕ_0 имеет параболический профиль с минимумом в нейтральной плоскости при $a < 0$ и с максимумом при $a > 0$. Как правило $a > 0$ (давление имеет максимум в нейтральной плоскости), поэтому потенциал ϕ_0 имеет в нейтральной плоскости максимум. Таким образом, если ток электронов настолько мал, что $\phi_\chi \ll \phi_0$, то потенциал поляризации будет иметь в нейтральной плоскости максимум.

Оценим теперь потенциал ϕ_χ . Пренебрегая вариацией плотности плазмы и параметра χ поперек ТС, получим

$$e\phi_\chi \approx \chi T_p \frac{B_l^2}{B_{ext}^2} \quad (4.10)$$

где мы использовали вертикальный баланс давления $B_{ext}^2 = 8\pi n_e(T_p + T_e) + B_m^2 + B_n^2 \sim 8\pi n_e T_p$, поскольку $T_p/T_e \sim 4 - 7$ [18, 28]. Формула (4.10) показывает, что потенциал ϕ_χ имеет параболический профиль с минимумом в нейтральной плоскости.

Принимая во внимание оценки потенциалов ϕ_0 и ϕ_χ , для потенциала поляризации получим

$$e\phi \approx (\chi T_p - a T_e) \frac{B_l^2}{B_{ext}^2}$$

Потенциал ϕ имеет в нейтральной плоскости максимум при $\chi < a T_e / T_p$ и минимум при $\chi > a T_e / T_p$. Поскольку $T_p/T_e \sim 4 - 7$ и параметр a по порядку величины равен

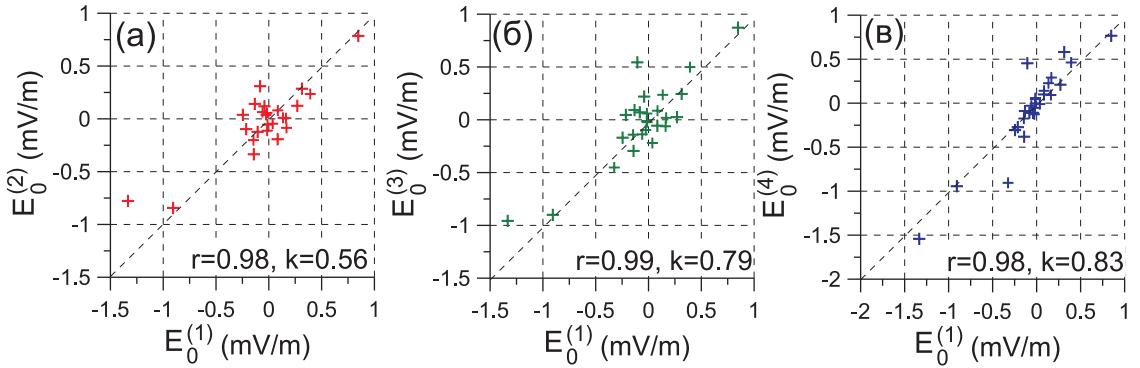


Рис. 4.9: На рисунке представлено сопоставление оценок $E_0^{(\alpha)}$ поля конвекции.

единице, потенциал поляризации имеет минимум в нейтральной уже при $\chi > 0.25$, т.е. в том случае когда электроны переносят больше 25% тока.

4.4.3 Структура электростатического поля поляризации

Измерения электрических полей $E_n^{(\alpha)}$ на четырех спутниках позволяют оценить поле конвекции $E_0^{(\alpha)}$. На рис. 4.9 приведено сравнение полей $E_0^{(\alpha)}$, указаны коэффициенты корреляции r и коэффициент пропорциональности k . Корреляция между различными оценками поля конвекции достаточно высокая, $r > 0.9$. Отметим, однако, что $E_0^{(1)}$ плохо согласуются с $E_0^{(2)}$ и $E_0^{(3)}$ при малых значениях поля конвекции, $|E_0^{(1)}| < 0.2$ мВ/м. Высокая же корреляция обусловлена соглашением при достаточно больших значениях поля $E_0^{(1)}$. Отличие между $E_0^{(1)}$ и $E_0^{(2,3)}$ при малых значениях поля $E_0^{(1)}$ обусловлено, вероятно, малостью измеряемых полей.

Используя оценку поля конвекции, мы определили поле поляризации $E_n^{(\alpha)} - E_0^{(\alpha)}$. На рис. 4.10 для каждого ТС приведены профили электрического поля поляризации. Для многих ТС профили электрических полей, наблюдаемые на разных спутниках, совпадают. Однако, для ТС #5, 6, 13, 14, 19, 24 профили поля, наблюдаемые на различных аппаратах, существенно отличаются. Данные отличия обусловлены, вероятно, мелко-масштабными флюктуациями электрического поля. Рис. 4.10 показывает что характерные значения поля поляризации лежат в диапазоне от 0.1 мВ/м до 8 мВ/м. Отметим, что последнее значение более чем в 20 раз превосходит крупномасштабное поле конвекции утро-вечер.

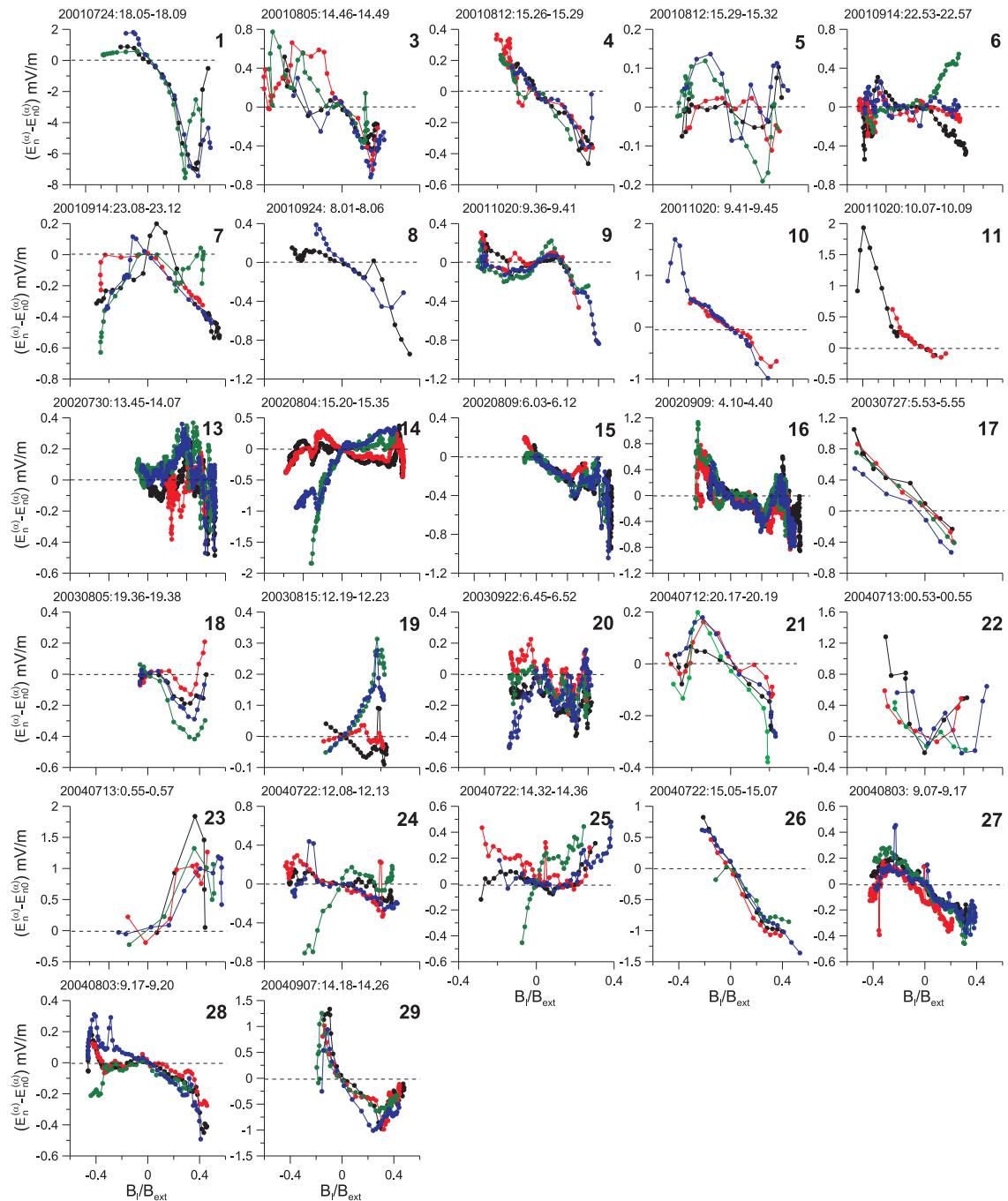


Рис. 4.10: Профили поля поляризации $E_n^{(\alpha)} - E_0^{(\alpha)}$, которое возникает за счет поляризации плазмы.

Используя профили электрического поля поляризации, мы восстановили профили соответствующего электростатического потенциала. Полученные профили приведены на рис. 4.11. Наблюдаемые ТС разделим на два класса А и В. К классу А отнесем ТС, для которых профили потенциала, наблюдаемые на разных спутниках, качественно похожи, а потенциал имеет параболический профиль с минимумом в нейтральной плоскости. К классу (В) относятся все остальные ТС. В данных ТС либо потенциалы, наблюдаемые на разных аппаратах, отличаются качественно, либо же потенциалы не имеют минимума в нейтральной плоскости. Вначале остановимся на анализе ТС класса (А).

Используя наблюдаемый профиль электронного давления мы вычислили потенциал ϕ_0 (пунктир на рис. 4.11). Рис. 4.11 показывает, что наблюдаемые потенциалы не согласуются с потенциалами ϕ_0 даже качественно. Таким образом электронный ток не может быть настолько малым, чтобы было выполнено условие $\phi_\chi \ll \phi_0$. Для вычисления потенциала ϕ_χ предположим, что весь ток обеспечен электронами, т.е. $\chi = 1$. На рис. 4.11 представлен теоретический профиль потенциала $\phi_0 + \phi_{\chi=1}$. В ТС класса (А) наблюдаемые и теоретические профили согласуются качественно и по крайней мере по порядку величины. Оба профиля являются параболическими и имеют в нейтральной плоскости минимум. Отметим, что более хорошее количественное согласие между наблюдаемым и теоретическим профилями может быть достигнуто путем детального подбора параметра χ для каждого ТС. Основной вывод из проведенного сравнения заключается в том, что наблюдаемые профили потенциалов поляризации согласуются с теоретическими в том случае, если большая часть тока обеспечивается электронами.

Остановимся на ТС класса (В). В ТС#5, 6, 13, 14, 19, 24, 25 профили потенциалов, наблюдаемые на разных спутниках, отличаются качественно, что может быть связано с мелкомасштабными флуктуациями поля. В ТС#7, 9, 20, 22, 23 потенциалы, наблюдаемые на различных спутниках, имеют схожие профили. Теоретический и наблюдаемый профили потенциала согласуются качественно и количественно в ТС#20, 23. В ТС#7, 9, 22 профили теоретических потенциалов согласуются с наблюдениями количественно, однако не воспроизводят детали наблюдаемых профилей. Вероятно, что для данных ТС не выполняется условие $\chi = \text{const}$, т.е. ток электронов существенно варьируется поперек ТС.

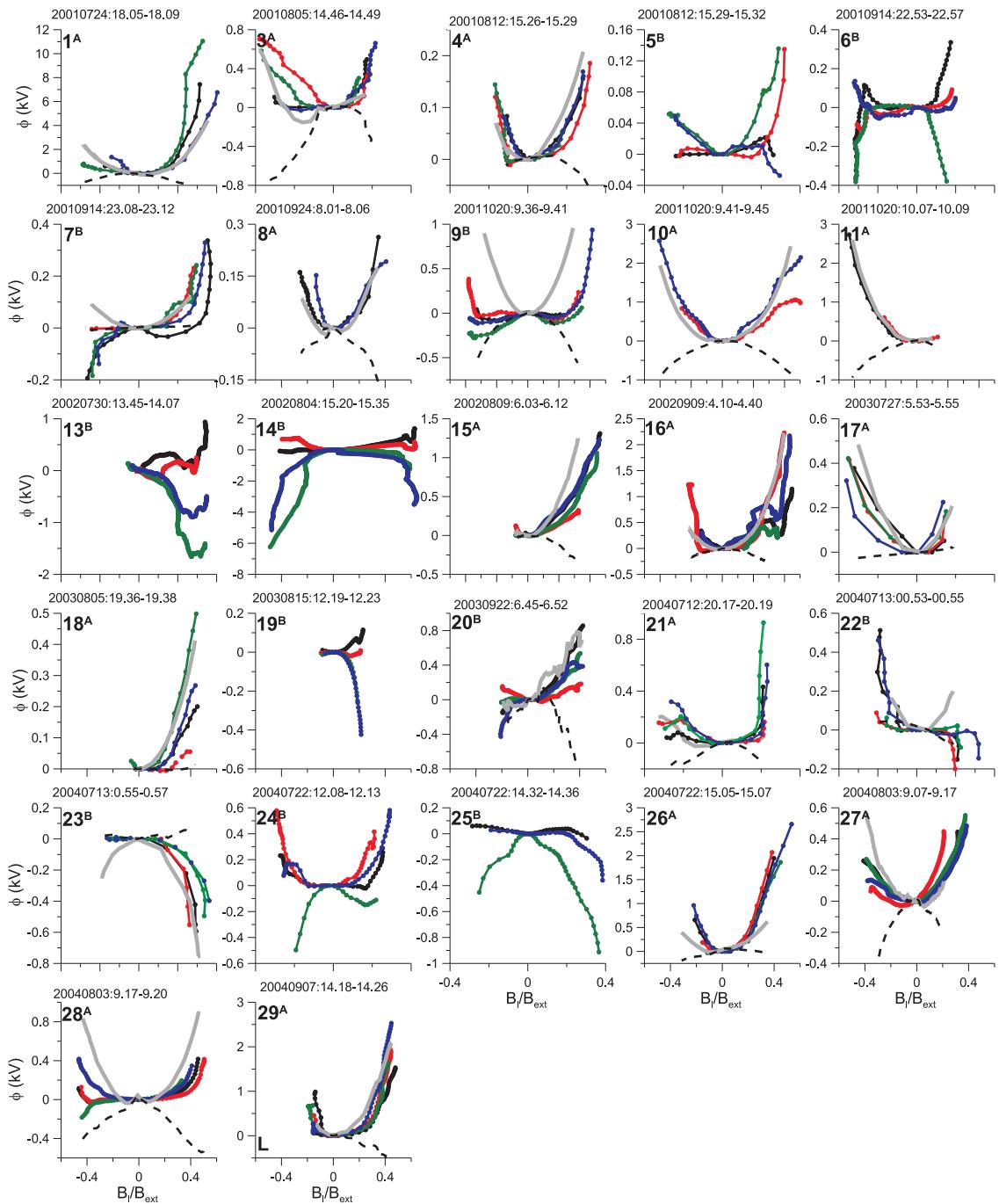


Рис. 4.11: Профили потенциалов поляризации

4.5 Результаты экспериментального исследования

Суммируем результаты экспериментального исследования. Наклонные ТС во многом аналогичны горизонтальным ТС. Для них характерны те же значения магнитного поля на границе ТС, плотности тока и толщины. Магнитное поле на границе ТС составляет ~ 18 нТл, плотность тока ~ 8 нА/м², толщина ТС ~ 3000 км. Для наклонных ТС характерно наличие большой компоненты магнитного поля $B_z \sim 7$ нТл, направленной вдоль тока. В наклонных ТС 60% тока течет вдоль магнитного поля. Движение протонов в наклонном ТС либо хаотично, либо замагничено. Движение электронов является замагниченным. Наклонные ТС позволили определить структуру электростатического поля поляризации. В 15 из 29 ТС потенциал поляризации имеет параболический профиль с минимумом в нейтральной плоскости. В 17 из 29 ТС теоретический и наблюдаемый профили согласуются в предположении, что большая часть тока в наклонных ТС обеспечена электронами.

4.6 Теоретическая модель наклонного ТС

В работе [137] была предложена феноменологическая модель (4.1), которая описывает структуру магнитного поля в наклонном ТС. В настоящем разделе показано, что, в действительности, можно построить самосогласованную МГД модель наклонного ТС, для которой магнитное поле описывается именно формулой (4.1). Нелинейную волну распространяющуюся по ТС будем рассматривать в системе отсчета, где волна покойится. Модели подобных деформированных ТС рассматривались в работе [40]. В настоящем разделе мы следуем данной работе и, кроме того, рассматриваем структуру электрического поля, привлекая информацию, полученную в эксперименте.

Будем строить модель наклонного ТС в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики, предполагая изотропность тензора давления ионов и электронов. Пренебрегая инерционными членами вида $(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}$ получим

$$\begin{aligned} -\nabla p_i + en\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{j}_i \times \mathbf{B}] &= 0 \\ -\nabla p_e - en\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{j}_e \times \mathbf{B}] &= 0 \end{aligned}$$

где p_α , \mathbf{j}_α - давление и плотность тока частиц сорта α , n - плотность плазмы. Одно-

жидкостный баланс давления имеет вид

$$\nabla p = c^{-1} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \quad (4.11)$$

где $p = p_e + p_i$. Электростатическое поле определяется выражением

$$en\mathbf{E} = \nabla p_i - c^{-1} [\mathbf{j}_i \times \mathbf{B}] \quad (4.12)$$

В наклонном ТС магнитное поле B_y мало по сравнению с B_z , поэтому положим $B_y = 0$. В этом случае векторный потенциал магнитного поля имеет вид $\mathbf{A} = A_y(x, y, z)\mathbf{e}_y$. Три проекции баланса давления (4.11) сводятся к следующим двум уравнениям

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(p + \frac{B_x^2 + B_z^2}{8\pi} \right) = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -4\pi \frac{\partial p}{\partial A_y} \quad (4.14)$$

где $p = p(A_y, y)$ - давление плазмы. В наклонных ТС $B_z/B_0 \sim 0.5$ и $B_z/B_{ext} \sim 0.3$, поэтому $B_z/B_{ext} \sim 0.2$ и при построении модели можно пользоваться приближением вытянутых силовых линий [42]. В данном приближении уравнение (4.13) приводится к виду

$$p + \frac{B_x^2 + B_z^2}{8\pi} \approx p + \frac{B_x^2}{8\pi} = p_0(x, z)$$

где $p_0(x, z)$ - давление в нейтральной плоскости. Уравнение (4.13) приводится к виду

$$p + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\partial A_y}{\partial z} \right)^2 = p_0(x, y)$$

Два последних уравнения согласованы в том случае, если $p_0 = p_0(x)$, а их решение записывается в неявном виде

$$z - z_0(x, y) = \pm \int_{A_0(x, y)}^{A_y} \frac{dA}{\sqrt{8\pi(p_0(x) - p(A_y, y))}}$$

где $A_0(x, y)$ - значение векторного потенциала в нейтральной плоскости, такое что $p(A_0, y) = p_0(x)$, а $z = z_0(x, y)$ - положение нейтральной плоскости ТС. Единственным ограничением при задании геометрии нейтральной плоскости является требование $\partial z_0 / \partial x \ll 1$. При $p(A_y, y) = p_* \exp(-2A_y/B_0 L_0)$ получим

$$A_y = B_0 L_0 \ln \left(\sqrt{\frac{p_*}{p_0(x)}} \cosh \left(\frac{\sqrt{8\pi p_0(x)}}{B_0} \frac{z - z_0(x, y)}{L_0} \right) \right)$$

Магнитное поле описывается формулами

$$B_x = B_{ext}(x) \tanh\left(\frac{z - z_0(x, y)}{L(x)}\right)$$

$$B_z = L(x) \frac{\partial B_{ext}}{\partial x} \left(1 - \frac{z - z_0(x, y)}{L(x)} \tanh\left(\frac{z - z_0(x, y)}{L(x)}\right)\right)$$

$$L(x) = \frac{B_0 L_0}{B_{ext}(x)}$$

где $B_{ext} = \sqrt{8\pi p_0(x)}$ - поле в долях, $L(x)$ - толщина ТС. Можно видеть, что профиль магнитного поля поперек ТС согласуется с феноменологической моделью (4.1). Однако, в отличие от феноменологической модели представленная модель является самосогласованной.

Перейдем к описанию структуры электрического поля. Согласно наблюдениям в наклонных ТС ток обеспечивается, в основном, электронами. В то же время, поскольку $T_i/T_e \sim 4 - 7$, баланс давления поддерживается ионами. Поэтому будем считать, что $p_i \approx p$ и $\mathbf{j}_i \approx 0$. В этом случае уравнение (4.12) приводится к следующему виду

$$en\mathbf{E} = \nabla p = \nabla \left(p_0 - \frac{B_x^2}{8\pi}\right) \quad (4.15)$$

где мы приняли во внимание вертикальный баланс давления. В наклонных ТС плотность плазмы практически не варьируется поперек ТС. Поэтому пренебрегая вариацией плотности плазмы и вводя скалярный потенциал $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, получим

$$e\phi = -p_0(x)/n + B_x^2/8\pi n \approx -T_p(x) + T_p(x) \left(\frac{B_x}{B_{ext}}\right)^2 \quad (4.16)$$

где учтено, что $B_{ext}^2 = 8\pi p_0(x) = 8\pi n T_p(x)$ ($T_p(x)$, n - температура и плотность протонов в нейтральной плоскости). Отметим, что в наклонном ТС отличны от нуля все три компоненты электрического поля, поскольку $\phi = \phi(x, y, z)$.

При пересечении ТС аппарат Cluster находится при фиксированной координате x . Потенциал, который измеряется на аппарате при пересечении ТС описывается вторым слагаемым в формуле (4.16)

$$\phi = T_p \frac{B_x^2}{B_{ext}^2}$$

В согласии с наблюдениями потенциал имеет минимум в нейтральной плоскости. За счет конечной амплитуды “flapping”-колебаний ТС максимальное наблюдаемое значение

магнитного поля B_x равно B_0 (поле на границе ТС). Поэтому наблюдаемый перепад потенциала $\Delta\phi$ между нейтральной плоскостью и границей ТС будет составлять

$$\Delta\phi = T_p \left(\frac{B_0}{B_{ext}} \right)^2$$

Данная формула совпадает с формулой (4.10) при $\chi = 1$. Поэтому, из анализа проведенного в разделе (4.4.3) ясно, что представленная модель электростатического потенциала хорошо описывает наблюдаемое распределения электрического поля в наклонных ТС.

Часть 4

Продольная структура магнитосферного хвоста Венеры.

5.1 Постановка задачи

Процесс деформации силовых трубок солнечного ветра в области магнитного барьера рассматривался в работе [202]. За время движения центральной части трубы вдоль магнитного барьера концы силовой трубы в солнечном ветре (СВ) смещаются относительно вершины на расстояние $\sim 10R_V$. В результате силовые линии в магнитосферном хвосте имеют геометрию “растянутой рогатки” (см. рис. 5.1, где используется следующая система координат: ось X направлена вдоль линии Солнце-Венера; ось Y направлена вдоль компоненты межпланетного поля, перпендикулярной оси X ; ось Z дополняет систему до правой). После пересечения вершиной V плоскости терминатора силовая трубка в магнитосферном хвосте продолжает некоторое время растягиваться. Однако, вершина силовой трубы движется с ускорением за счет силы натяжения $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, поэтому на некотором расстоянии от планеты вершина догонит концы, силовая трубка распрямится и магнитосферный хвост закончится. В настоящей главе рассмотрен процесс распрямления силовой трубы в магнитосферном хвосте и дана оценка длины магнитосферного хвоста.

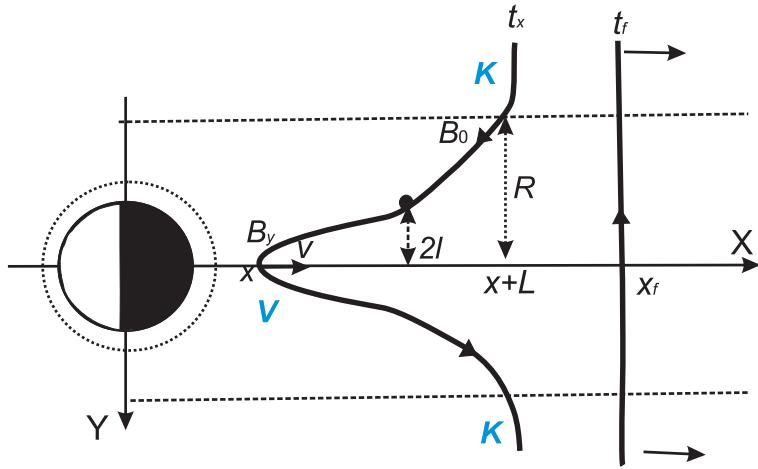


Рис. 5.1: Геометрия силовых трубок в магнитосферном хвосте

5.2 Основные предположения и обозначения

На достаточном удалении от планеты силовые трубы расположены параллельно плоскости XY . На рис. 5.1 представлена геометрия силовой трубы в моменты времени t_x и t_f . В момент времени t_x вершина V находится в точке x и движется со скоростью $v(x)$. Расстояние между вершиной трубы V и ее концами (растянутость силовой трубы) обозначим $L(x)$. $R(x)$ - радиус магнитосферного хвоста, $l(x)$ - толщина ТС. Магнитное поле в нейтральной плоскости обозначим $B_y(x)$, магнитное поле на границе ТС $|y| = l(x)$ обозначим $B_0(x)$, магнитное поле на границе магнитосферного хвоста $|y| = R(x)$ обозначим $B_{ext}(x)$. В момент времени t_f силовая трубка распрямляется. При этом вершина силовой трубы находится в точке $x = x_f$ и движется со скоростью v_f . Скорость концов силовой трубы, которые двигаются в магнитослое, постоянна и равна скорости солнечного ветра, $v_{sw} = 400$ км/с.

Задача об эволюции геометрии силовой трубы является, вообще говоря, задачей 2D (или 3D) численного МГД моделирования. Ограничившись рассмотрением движения вершины силовой трубы, данную задачу удается решить аналитически. Однако, необходимо сделать несколько предположений о поперечной структуре магнитного поля, поскольку последняя определяет величину силы натяжения, действующей на вершину. При $x = 12R_V$ радиус магнитосферного хвоста составляет $2.5R_V$ [153, 216]. Будем полагать, что радиус магнитосферного хвоста при $x > 12R_V$ остается постоянным и

равным $R = 2.5R_V$. До настоящего времени точно не известна толщина ТС. В работе [121] было показано, что толщина ТС при $x \sim 12R_V$, вероятно, не превышает $0.25R_V$. В то же время, очевидно, что на протяжении всего магнитосферного хвоста толщина ТС не превышает его радиуса. По этой причине, мы рассматриваем процесс распрямления силовой трубки в двух предельных случаях - тонкого ТС с толщиной $l = 0.25R_V$ и широкого ТС с толщиной $l = R = 2.5R_V$. Сила натяжения, действующая на вершину силовой трубки, больше в пределе тонкого ТС. По этой причине в пределе тонкого ТС силовая трубка распрямляется быстрее, а хвост оказывается короче. Данные аппаратов PVO и VEX показывают, что магнитное поле на границе магнитосферного хвоста B_{ext} отличается от магнитного поля на границе ТС B_0 менее чем на 30% [121, 216]. По этой причине, данным различием можно пренебречь и считать, что $B_{ext} = B_0$.

Начальные условия для уравнений движения вершины силовой трубы будем задавать при $x = x_0 = 12R_V$. Для этой области магнитосферного хвоста на аппарате PVO получены статистически достоверные данные. Скорость вершины силовой трубы составляет $v(x_0) \sim 400$ км/с, т.е. скорость вершины при $x = 12R_V$ уже совпадает со скоростью концов $v_{sw} = 400$ км/с. Таким образом, при $x > 12R_V$ силовая трубка начинает сокращаться. Магнитные поля имеют следующие значения $B_0(x_0) \sim 15$ нТл и $B_y(x_0) \sim 4$ нТл [112]. Растянутость силовой трубы оценим из геометрических соображений $L(x_0) \sim R_0(B_0/B_y) \sim 10R_V$. Тепловая скорость плазмы при $x = 12R_V$ составляет ~ 250 км/с [121]. Отметим, что в силу вертикального баланса давления тепловая скорость совпадает с характерной альфвеновской скоростью $v_A^2(x_0) = B_0^2(x_0)/4\pi\rho(x_0)$ (здесь ρ - плотность плазмы в вершине).

5.3 Движение вершины силовой трубы

Будем предполагать, что силовые трубы двигаются параллельно плоскости XY . Пусть v_x, v_y, p, ρ - скорость, давление и плотность плазмы. Движение силовых трубок описывается следующей системой МГД уравнений

$$\rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{B_y}{4\pi} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (5.1)$$

$$\rho \left(v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{B_x}{4\pi} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (5.2)$$

$$cE_z = (v_y B_x - v_x B_y) \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_y}{\partial y} = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} = 0 \quad (5.5)$$

Уравнения (5.1,5.2) представляют собой уравнения Эйлера. Заметим, что в данных уравнениях во втором слагаемом справа в скобках можно пренебречь членом $\partial B_y / \partial x$. Действительно, по порядку величины справедливы оценки $\partial B_y / \partial x \sim B_y / L$ и $\partial B_x / \partial y \sim B_0 / l$. Кроме того, в силу условия бездивергентности магнитного поля (5.5) имеет место соотношение $B_y / R \sim B_0 / L$. Используя полученные оценки имеем

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} / \frac{\partial B_x}{\partial y} \sim Rl / L^2 \ll 1$$

Последнее соотношение нарушается лишь в моменты времени, когда силовая трубка практически распрымилась.

Рассмотрим конкретную силовую трубку. Будем считать, что концы силовой трубы расположены на границе магнитосферного хвоста $|y| = R$ и скользят вдоль оси X со скоростью v_{sw} . Вершина также движется вдоль оси X , так что в нейтральной плоскости $v_y = 0$. Уравнение (5.1) в нейтральной плоскости представляет собой уравнение движения вершины силовой трубы

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{B_y}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} \right)_{y=0}$$

где $p_0(x)$ - давление плазмы в нейтральной плоскости. При $y = 0$ имеем $\partial B_x / \partial y \sim B_0(x) / l(x)$, поэтому последнее уравнение примет вид

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{B_y B_0}{4\pi l} \quad (5.6)$$

Скорость плазмы v_y существенно меньше альфвеновской [121], поэтому в уравнении (5.2) можно опустить инерционные члены. Тогда данное уравнение примет вид локального вертикального баланса давления

$$p_0(x) = \frac{B_0^2(x)}{8\pi} + p_b$$

где p_b - давление плазмы на границе магнитосферного хвоста. Далее предполагается, что $p_b \ll p_0$ [169], поэтому данным давлением пренебрегается. Последнее соотношение позволяет исключить из уравнения (5.6) давление плазмы в нейтральной плоскости

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) + \frac{B_y B_0}{4\pi l} \quad (5.7)$$

Условие вмороженности (5.3) в нейтральной плоскости примет вид

$$v(x)B_y(x) = v(x_0)B_y(x_0) \quad (5.8)$$

Для выделенной силовой трубы запишем закон сохранения массы (5.4) в следующей форме

$$\int_{-R}^R \rho \frac{dy}{B_y} = \text{const} \quad (5.9)$$

где интеграл берется вдоль силовой трубы. Данное уравнение означает, что все частицы заперты в силовой трубке. В действительности, данное предположение выполняется лишь приближенно, поскольку всегда имеются частицы с малыми питч углами, которые убегают за границы силовой трубы. Влиянию данного эффекта на процесс расправления силовой трубы посвящен отдельный раздел. Уравнение (5.9) позволяет получить оценку плотности плазмы

$$\rho(x) \sim \rho(x_0) \frac{B_y(x)}{B_y(x_0)} \quad (5.10)$$

Рассмотрим пучок силовых трубок, вершины которых на оси X лежат на отрезке $[x, x + L(x)]$. Магнитный поток через сечение данного пучка $\propto B_y L$. На оси Y данный пучок силовых трубок опирается на отрезок $[0, R]$, поэтому магнитный поток $\propto B_0 R(x)$. Поскольку в силу условия (5.5) магнитный поток через сечение силовой трубы является постоянной величиной получим

$$B_0 R = B_y L \quad (5.11)$$

Уравнение (5.7) с использованием соотношений (5.8)-(5.11) может быть записано в следующем замкнутом виде

$$\frac{1}{v_A^2(x_0)v(x_0)} \frac{L^2 l}{R} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{L}{v^2} - \frac{l}{2R} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{L^2}{v^2} \right) \quad (5.12)$$

где расстояние между вершиной силовой трубы и ее концами определяется выражением

$$L(x) = L(x_0) + \int_{x_0}^x (v_{sw} - v(x)) \frac{dx}{v(x)} \quad (5.13)$$

Уравнения (5.12,5.13) образуют замкнутую систему уравнений.

5.4 Оценка длины хвоста без учета эффекта убегания частиц

Уравнения (5.12,5.13) рассматриваются далее в пределах тонкого и широкого ТС. В пределе тонкого ТС получим наименьшую оценку длины магнитосферного хвоста, тогда как в пределе широкого ТС - наибольшую. Действительное значение длины магнитосферного хвоста Венеры лежит в диапазоне, который определяется данными оценками.

Предположим, что толщина ТС совпадает с радиусом магнитосферного хвоста, $l = R$. Уравнение (5.12) примет вид

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

Совместно с уравнением (5.13) данное уравнение образует замкнутую систему. Начальные условия при $x = 12R_V$ обсуждались в разделе (5.2). Данная система уравнения была решена численно. На рис. 5.2 приведены профили скорости v/v_{sw} и растянутости силовой трубки $L/L(x_0)$ в зависимости от положения вершины x . Можно видеть, что силовая трубка распрямляется (т.е. растянутость L обращается в нуль) при

$$x_f \sim x_0 + 3.4L(x_0) \sim 44R_V,$$

а скорость вершины в момент выпрямления равна следующему значению

$$v_x \sim 1.55v_{sw} \sim 620 \text{ km/s}$$

Время, за которое распрямляется силовая трубка, если отсчитывать его от момента, когда вершина находится при $x = 12R_V$ оценим, исходя из закона движения концов силовой трубки

$$\Delta t = (x_f - x_0 - L_0)/v_{sw} \approx 360 \text{ s}$$

В пределе тонкого ТС имеем $l/R = 0.1$. Система уравнений (5.12,5.13) была решена численно с начальными условиями, обсуждавшимися в разделе (5.2). На рис. 5.2 представлены профили скорости v/v_{sw} и растянутости силовой трубки $L/L(x_0)$ в зависимости от положения вершины x . Можно видеть, что силовая трубка распрямляется в точке

$$x_f = x_0 + 2.05L_0 \sim 31R_V,$$

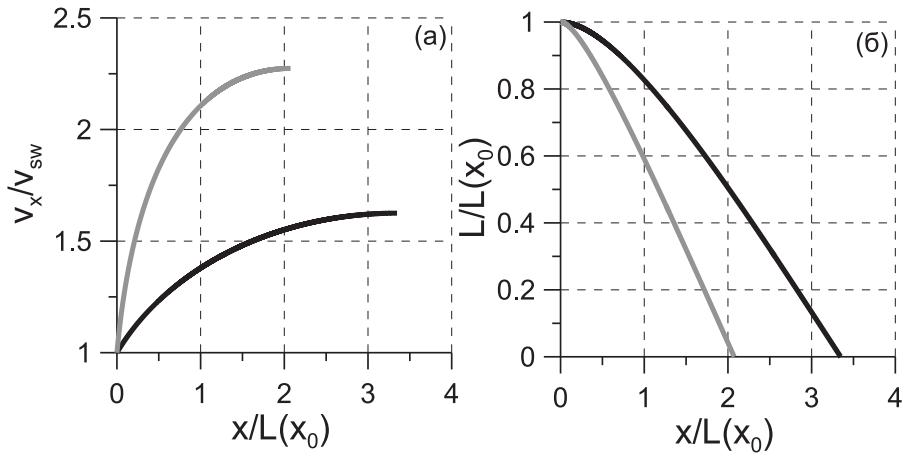


Рис. 5.2: Модель расправления силовой трубы в пределе широкого (черные линии) и тонкого (серые линии) ТС: (а) скорость вершины; (б) растянутость силовой трубы.

а скорость вершины в момент расправления составляет

$$v_x \sim 2.35v_{sw} \sim 920 \text{ km/s}$$

Время, за которое расправляется силовая трубка

$$\Delta t = (x_f - x_0 - L_0)/v_{sw} \approx 160 \text{ s}$$

5.5 Влияние эффекта убегания частиц на процесс расправления силовой трубы

При оценке плотности плазмы в силовой трубке полагалось, что все частицы заперты и не убегают за границы $|y| = R$. В настоящем разделе дана оценка эффекта убегания частиц с малыми питч-углами.

5.5.1 Эволюция плотности плазмы за счет эффекта убегания частиц

Частицы с питч углом θ (питч угол определяется в нейтральной плоскости) начинают убегать из силовой трубы в тот момент времени, когда выполнено условие

$$\sin^2 \theta = \frac{B_y(x)}{\sqrt{B_y^2(x) + B_0^2(x)}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + L^2(x)}} \quad (5.14)$$

где использовано соотношение (5.11). При $x = x_0$ имеем $L(x_0) \sim 10R_V$, поэтому силовая трубка сильно растянута и практически все частицы заперты. При сокращении силовой трубки (растянутость уменьшается) магнитное поле на границе трубки уменьшается и все большее количество частиц может ее покинуть. Время баунс колебаний частицы между точками отражения составляет по порядку величины $\sim 2L/v_T \sim 2L(x_0)/v_T \sim 50$ с (здесь v_T - тепловая скорость), что приблизительно в три (семь) раза меньше времени расправления трубы в модели с тонким (широким) ТС. По этой причине эффектом убегания частиц, вообще говоря, пренебречь нельзя. Определим зависимость количества частиц в силовой трубке от положения вершины.

В начальный момент времени (т.е. при $x = x_0$) функцию распределения всех частиц в силовой трубке по питч углу обозначим $f_0(\theta)$ (питч угол определяется в нейтральной плоскости). Количество частицы с питч углами от θ до $\theta + \Delta\theta$ равно $f_0(\theta)\Delta\theta$. Данная популяция начинает убегать из силовой трубы в момент времени, когда вершина находится в точке $x = x_\theta$, для которой выполнено (5.14). Будем для простоты полагать, что частицы данной популяции распределены равномерно вдоль силовой трубы. Доля частиц данной популяции, которая убегает из силовой трубы за время Δt , равна отношению расстояния $v_T \cos \theta \Delta t$, которое проходят частицы вдоль силовой трубы, к длине силовой трубы $(R^2 + L^2)^{1/2}$. Поэтому эволюция функции распределения описывается следующей формулой

$$f(\theta, x) = \begin{cases} f_0(\theta), & x < x_\theta \\ f_0(\theta) \left(1 - v_T \cos \theta \int_{x_\theta}^x \frac{R}{l\sqrt{L^2 + R^2}} \frac{dx}{v(x)} \right), & x_\theta < x < x'_\theta \\ 0, & x > x'_\theta \end{cases} \quad (5.15)$$

где точка x'_θ определяется уравнением

$$1 - v_T \cos \theta \int_{x_\theta}^{x'_\theta} \frac{R}{l\sqrt{L^2 + R^2}} \frac{dx}{v(x)} = 0 \quad (5.16)$$

При $x < x_\theta$ частицы рассматриваемой популяции заперты и их количество не изменяется, при $x > x_\theta$ частицы начинают убегать из силовой трубы, тогда как при $x > x'_\theta$ в силовой трубе не остается частиц рассматриваемой популяции.

Количество частиц в силовой трубке к моменту времени, когда вершина находится

в точке x пропорционально

$$\int_0^{\pi/2} f(\theta, x) d\theta$$

С учетом убегания частиц закон сохранения вещества (5.10) в силовой трубке изменится следующим образом

$$\rho(x) = \rho(x_0) \frac{B_y(x)}{B_y(x_0)} \int_0^{\pi/2} f_0(\theta) \left(1 - \frac{1}{2} v_T \cos \theta \int_{x_\theta}^{x'_\theta} \frac{R}{l\sqrt{L^2 + R^2}} \frac{dx}{v(x)} \right) d\theta \quad (5.17)$$

Для оценок будем полагать, что функция распределения в начальный момент времени является изотропной, $f_0(\theta) \propto \sin \theta$.

Используя уравнение (5.17) вместо закона сохранения (5.10), получим следующее уравнение, описывающее движение вершины силовой трубы

$$\frac{n(x)}{v_A^2(x_0)v(x_0)} \frac{L^2 l}{R} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{L}{v^2} - \frac{l}{2R} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{L^2}{v^2} \right) \quad (5.18)$$

где

$$n(x) = \int_0^{\pi/2} f_0(\theta) \left(1 - \frac{1}{2} v_T \cos \theta \int_{x_\theta}^{x'_\theta} \frac{R}{l\sqrt{L^2 + R^2}} \frac{dx}{v(x)} \right) d\theta$$

Уравнение (5.18) отличается от уравнения (5.12) наличием в левой части множителя $n(x)$, который описывает изменение плотности плазмы только за счет эффекта убегания частиц.

5.5.2 Оценка длины хвоста с учетом эффекта убегания частиц

Уравнение движения вершины силовой трубы (5.18) было решено совместно с уравнением (5.12) численно с начальными условиями, обсуждавшимися в разделе (1.1). На рис. 5.3 представлены профили скорости $v(x)/v_{sw}$ и растянутости $L/L(x_0)$. Сравнение с рис. 5.2 показывает, что данные профили практически не отличаются от профилей, полученных при пренебрежении эффектом убегания частиц. Таким образом, эффект убегания частиц не влияет существенно на процесс распрямления силовой трубы. Рис. 5.4 показывает профиль величины $n(x)/n(x_0)$, которая представляет собой количество частиц в силовой трубке, нормированное на их начальное количество. Можно видеть, что за время распрямления убегает не более 25% частиц. Таким образом, слабость эффекта убегания на процесс распрямления силовой трубы объясняется тем, что лишь небольшое количество частиц покидает силовую трубку. На рис. 5.5 представлена функция

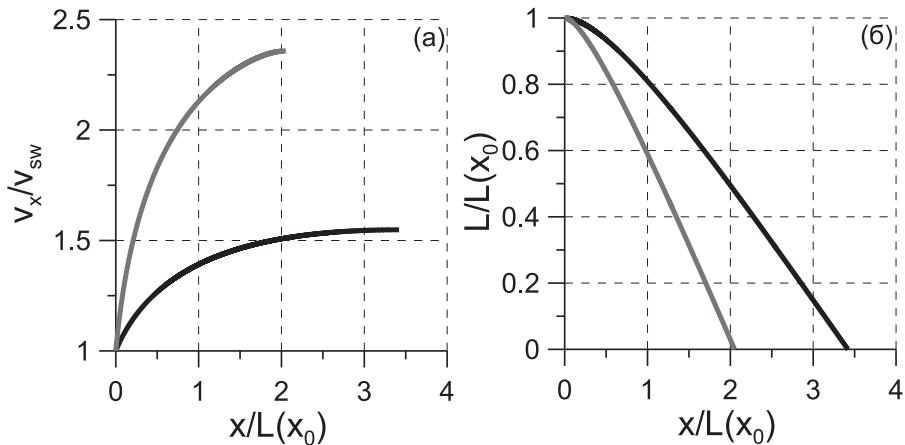


Рис. 5.3: Модель расправления силовой трубы в пределе широкого (серые линии) и тонкого (черные линии) ТС с учетом убегания частиц: (а) скорость вершины; (б) растянутость силовой трубы.

распределения частиц по питч углу в начальный момент времени и в момент расправления силовой трубы. Для определенности полагалось, что при $x = 12R_V$ частицы с питч углами меньшими $\sim 30^\circ$ уже покинули силовую трубку, поэтому на рис. 5.5 при $\theta < 30^\circ$ имеем $f_0(\theta) = 0$.

В пределе тонкого токового слоя расправление силовой трубы происходит быстрее, поэтому еще меньшее количество частиц успевает убежать из силовой трубы. На рис. 5.3 представлены профили скорости v/v_{sw} и растянутости силовой трубы $L/L(x_0)$. Данные профили незначительно отличаются от профилей, представленных на рис. 5.2, поэтому эффект убегания частиц не влияет существенно на процесс расправления силовой трубы и в пределе тонкого ТС.

5.6 Влияние эффекта затекания плазмы магнитослоя

Убегание частиц из силовой трубы приводит к уменьшению плотности плазмы и росту темпа расправления трубы. С другой стороны, с границы $|y| = R$ в силовую трубку проникают частицы из магнитослоя, что приводит к замедлению темпа расправления силовой. Эффект затекания будет существенным в том случае, если за время расправления плазма магнитослоя полностью заполнит силовую трубку.

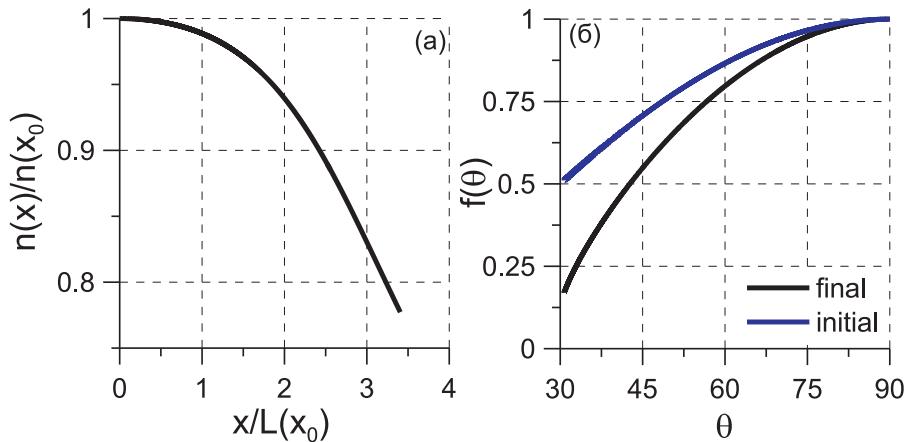


Рис. 5.4: Модель расправления силовой трубке в пределе широкого ТС: (а) количество частиц в силовой трубке по отношению к их начальному количеству; (б) функция распределения всех частиц по питч углу в начальный момент (т.е. при $x = x_0$) и в момент расправления.

Оценим смещение плазмы магнитослоя с границы вдоль оси Y за время расправления. Скорость движения плазмы магнитослоя вдоль силовой трубы равна тепловой скорости и составляет $v_T \sim 40$ км/с, тогда как ее проекция на ось Y равна $\sim v_T R / \sqrt{R^2 + L^2}$. Смещение плазмы магнитослоя определяется выражением

$$\Delta y = v_T \int \frac{R}{\sqrt{R^2 + L^2}} \frac{dx}{v(x)}$$

где интеграл берется от $x = x_0$ до момента расправления. Данный интеграл был вычислен численно, используя профили скорости и растянутости, полученные в разделе 5.4. В пределе широкого ТС получим $\Delta y \sim 1.4R_V$, тогда как в пределе тонкого ТС $\Delta y \sim 0.55R_V$ (поскольку силовая трубка расправляется быстрее).

Вообще говоря, затекание плазмы магнитослоя происходит также при $x < x_0 = 12R_V$. Скорость плазмы магнитослоя вдоль оси Y при $x < x_0$ примем равной $v_T R / \sqrt{R^2 + L^2(x_0)} \sim 10$ км/с. Учитывая, что в момент пересечения вершиной плоскости терминатора ее скорость составляет ~ 100 км/с, а при $x = 12R_V$ составляет 400 км/с заключаем, что силовая трубка пройдет расстояние от $x = 0$ до $x = 12R_V$ приблизительно за 300 с. Поэтому смещение плазмы магнитослоя вдоль оси Y за это время не превышает $0.45R_V$.

Таким образом, с момента пересечения плоскости терминатора и до полного распрямления, плазма магнитослоя смеется вдоль оси Y на $\sim 1.85R_V$ в пределе широкого ТС и на $\sim 1R_V$ в пределе тонкого ТС. Поскольку границы трубки расположены при $|y| = 2.5R_V$ заключаем, что за время распрямления силовой трубки плазма магнитослоя не успевает полностью заполнить силовую трубку.

5.7 Обсуждение результатов

Мы показали, что длина магнитосферного хвоста лежит в диапазоне от $31R_V$ до $44R_V$ в зависимости от толщины ТС. Эффекты убегания из силовой трубы частиц с малыми питч углами и затекания плазмы магнитослоя не влияют существенно на процесс распрямления силовой трубы и оценку длины магнитосферного хвоста. Представленная модель опирается на имеющиеся экспериментальные данные о магнитосферном хвосте Венеры. Для применения данной модели к рассмотрению структуры магнитосферных хвостов других тел, не обладающих собственным магнитным полем, (таких как, например, Марс и Титан) необходимы соответствующие экспериментальные данные.

Оценка длины магнитосферного хвоста, полученная в настоящей главе, приблизительно в шесть раз меньше оценки, данной в работе [186]. Дело в том, что в работе [186] альфвеновская скорость на расстоянии $x \sim 3R_V$ полагается равной ~ 100 км/с, что соответствует температуре ~ 50 эВ для протонов или ~ 1 кэВ для ионов O^+ . Однако, к настоящему времени с достоверностью не известно какой состав, температуру и плотность имеет плазма в ближнем магнитосферном хвосте (см. например обзор [185]). Измерения аппарата PVO в дальнем хвосте (при $x \sim 12R_V$) показали, что с относительно хорошей достоверностью тепловая скорость плазмы составляет ~ 250 км/с [121], что в 2.5 раза выше скорости принятой в работе [186]. По этой причине, в работе [186] приблизительно в шесть раз недооценивается величина силы натяжения, а оценка длины магнитосферного хвоста оказывается в шесть раз завышенной.

Обсудим структуру магнитосферного хвоста Венеры при $x \sim 30 - 40R_V$ и $x > 40R_V$. При $x \sim 30R_V$ плазма в центральной части хвоста движется со скоростью 600-900 км/с. Поэтому в этой области должны наблюдаться протоны с потоковой энергией 2-5 кэВ и ионы O^+ с энергией 35-80 кэВ. Геометрия силовых линий за точкой $x = x_f \sim 40R_V$, в которой происходит распрямление силовой трубы, представлена на рис. 5.5. В момент

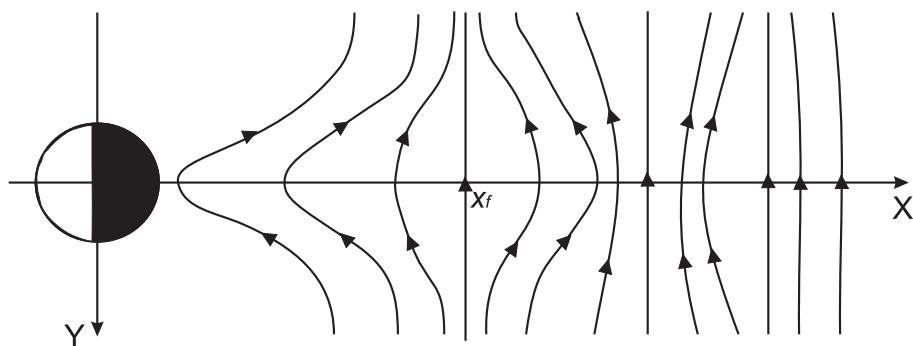


Рис. 5.5: Картина силовых линий в магнитосферном хвосте Венеры.

распрямления скорость вершины силовой трубки в 1.5-2.5 раза выше скорости концов, поэтому силовая трубка вновь начинает растягиваться. В системе отчета, связанной с концами трубки, вершина колеблется - возвращающей является сила натяжения силовых линий, а энергия колебаний определяется кинетической энергией плазмы в вершине трубки в момент распрямления. В действительности, данные колебания являются затухающими, поскольку в трубку непрерывно затекает плазма магнитослоя. Поэтому после некоторого количества колебаний скорость вершины станет равна скорости концов и силовая трубка окончательно распрямится.

В заключение, отметим, что деформация силовых трубок солнечного ветра происходит также при обтекании магнитосферы Земли (при северном ММП). В результате распрямления силовых трубок в магнитослой возникают потоки со скоростями большими скорости солнечного ветра. Рассмотрению данного процесса посвящены работы [63, 64].

Часть 5

Поперечная структура токового слоя в магнитосферном хвосте Венеры.

6.1 Поперечная структура токового слоя

В предыдущей главе рассматривалась продольная структура магнитосферного хвоста Венеры. В настоящей главе на основе данных аппарата VEX рассматривается поперечная структура ТС. Данные аппарата VEX позволяют исследовать структуру ТС на расстоянии $X \sim 1 - 3R_V$ (система координат XYZ введена в Главе 4). Магнитное поле измеряется с временным разрешением 4 с. Прибор ASPERA-4 на борту аппарата VEX измеряет функцию распределения ионов за 192 с, что по порядку величины совпадает (или превышает) с длительностью пересечения ТС. Кроме того, прибор ASPERA-4 обладает достаточно низкой чувствительностью для надежного определения параметров плазмы ТС. По этой причине в настоящей главе плазменные данные не анализируются.

Существует два подхода к исследованию структуры ТС в рамках спутниковых наблюдений - изучение параметров ТС, усредненных по большой статистике пересечений ТС, и изучение отдельных пересечений ТС. В работе [211], используя большую статистику пересечений ТС и следуя методике, предложенной в работе [113], авторы получили средний профиль магнитного поля B_x поперек ТС. Средний профиль магнитного поля B_x имеет двухмасштабную структуру. При построении среднего профиля магнитного поля особенности, присущие отдельным пересечениям ТС, сглаживаются. В

настоящей главе исследуются отдельные пересечения ТС и предложен механизм формирования профилей магнитного поля наблюдаемых для различных пересечений.

6.2 Критерии отбора пересечений токового слоя

Магнитосферный хвост Венеры является индуцированным, поэтому изменение направления межпланетного магнитного поля (ММП) приводит к повороту нейтральной плоскости ТС. ММП наблюдается до и после пересечения ударной волны. В моменты времени, когда аппарат находится в магнитосферном хвосте, направление ММП неизвестно, поэтому ориентация нейтральной плоскости ТС остается неизвестной. По этой причине отбираются пересечения ТС, для которых направления ММП, наблюдаемые до и после пересечения ударной волны, практически совпадают.

Используя данные измерений магнитного поля на аппарате VEX с 2006 г. по 2010 г., было отобрано 13 пересечений ТС. Пересечения ТС отбирались на основе двух критериев: (1) направления ММП, наблюдаемые до и после пересечения ударной волны, отличаются не более чем на 30° ; (2) направление ММП не изменяется существенно в течение 20 минут до (после) пересечения ударной волны (отклонение от среднего направление меньше 20°). Необходимость первого критерия обсуждалась выше. Второй критерий обусловлен необходимостью корректного определения направления ММП до и после пересечения ударной волны. Кроме того, рассматривались только такие пересечения ТС, которые наблюдаются в магнитосферном хвосте, т.е. при $X > 1.2R_V$ и $\sqrt{Y_B^2 + Z_E^2} < 1.3R_V$ [216]. В Таблице 6.1 представлены отобранные пересечения ТС и местоположение пересечения нейтральной плоскости ТС.

Пересечение ТС удобно изучать в локальной системе координат $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$. Вектор \mathbf{l} выбирается вдоль направления максимальной вариации магнитного поля, которое определяется по методу MVA [173]. Для отобранных ТС вектор \mathbf{l} направлен практически вдоль оси X . Вектор нормали к ТС \mathbf{n} направлен вдоль компоненты ММП, перпендикулярной вектору \mathbf{l} . Вектор \mathbf{m} дополняет систему до правой. В Таблице 6.1 приведены векторы нормали к ТС, а также среднее значение орбитальной скорости аппарата вдоль нормали. В том случае, если пересечение ТС происходит за счет орбитального движения спутника, толщина ТС может быть весьма малой, $\sim 100 - 300$ км. В действительности, как было показано в работе [113], ТС совершает “flapping”-колебания,

обусловленные вариацией x -компоненты ММП. Заметим, что “flapping”-колебания ТС могут быть вызваны собственными модами неустойчивости ТС [3]. Скорость движения ТС в ходе пересечения не известна, поэтому односпутниковые данные не позволяют определить толщину ТС.

В следующем разделе показано, что при пересечении ТС основная вариация магнитного поля связана с компонентой B_l , тогда как компоненты B_n и B_m остаются практически постоянными. Данные наблюдения соответствуют локально одномерной структуре ТС

$$\mathbf{B} = B_l(r_n)\mathbf{l} + B_n\mathbf{n} + B_m\mathbf{m} \quad (6.1)$$

где r_n - расстояние от нейтральной плоскости вдоль нормали к ТС, $B_l(r_n)$ - пространственное распределение магнитного поля B_l . Отметим, что наблюдаемый профиль $B_l(t)$ определяется скоростью, с которой ТС движется относительно аппарата. Если скорость движения ТС остается практически постоянной в процессе пересечения ТС, то профили $B_l(t)$ и $B_l(r_n)$ подобны. Если же скорость движения ТС существенно изменяется, то данные профили существенно отличаются.

Наблюдаемые профили $B_l(t)$ практически симметричны относительно нейтральной плоскости (далее t_0 - момент пересечения нейтральной, $B_l(t_0) = 0$). Поэтому можно ограничиться анализом лишь половины профиля, которая наблюдается при $t > t_0$ или $t < t_0$. Мы используем обе половины профиля и определяем средний профиль $\langle B_l \rangle = (B_l(t - t_0) + B_l(-(t - t_0)))/2$, который рассматривается при $t > t_0$.

В первом приближении структура профиля $\langle B_l \rangle$ определяется характерным значением магнитного поля на границе ТС, B_0 , и характерным временем пересечения ТС, T_0 . Для определения параметров B_0 и T_0 средний профиль $\langle B_l \rangle$ аппроксимируется моделью Харриса $B_0 \tanh(t/T_0)$ путем минимизации среднеквадратичного отклонения σ^2 . С другой стороны, профиль $\langle B_l \rangle$ может обладать несколькими характерными масштабами. По этой причине профили $\langle B_l \rangle$ аппроксимировались также двухмасштабной моделью $B_1 \tanh(t/T_1) + B_2 \tanh(t/T_2)$, где $T_2 > T_1$. ТС считается двухмасштабным в том случае, если амплитуда магнитного поля B_2 составляет не менее 30% от величины магнитного поля на границе ТС B_0 и, кроме того, внутренний и внешний масштабы достаточно сильно отличаются по длительности, $T_2 > 2T_1$. В противном случае ТС считается одномасштабным.

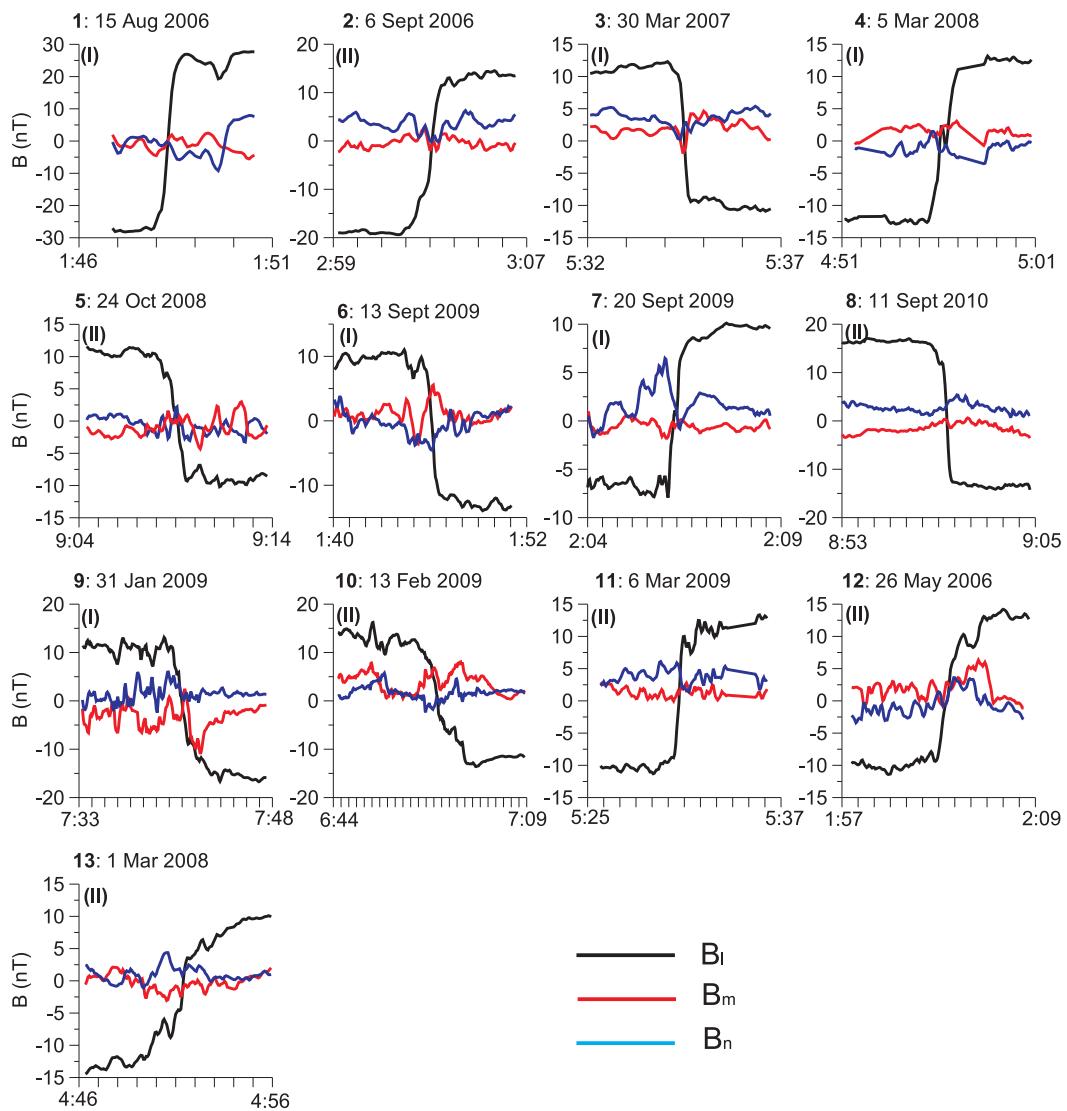


Рис. 6.1: Пересечения ТС в локальной системе координат (**l, m, n**).

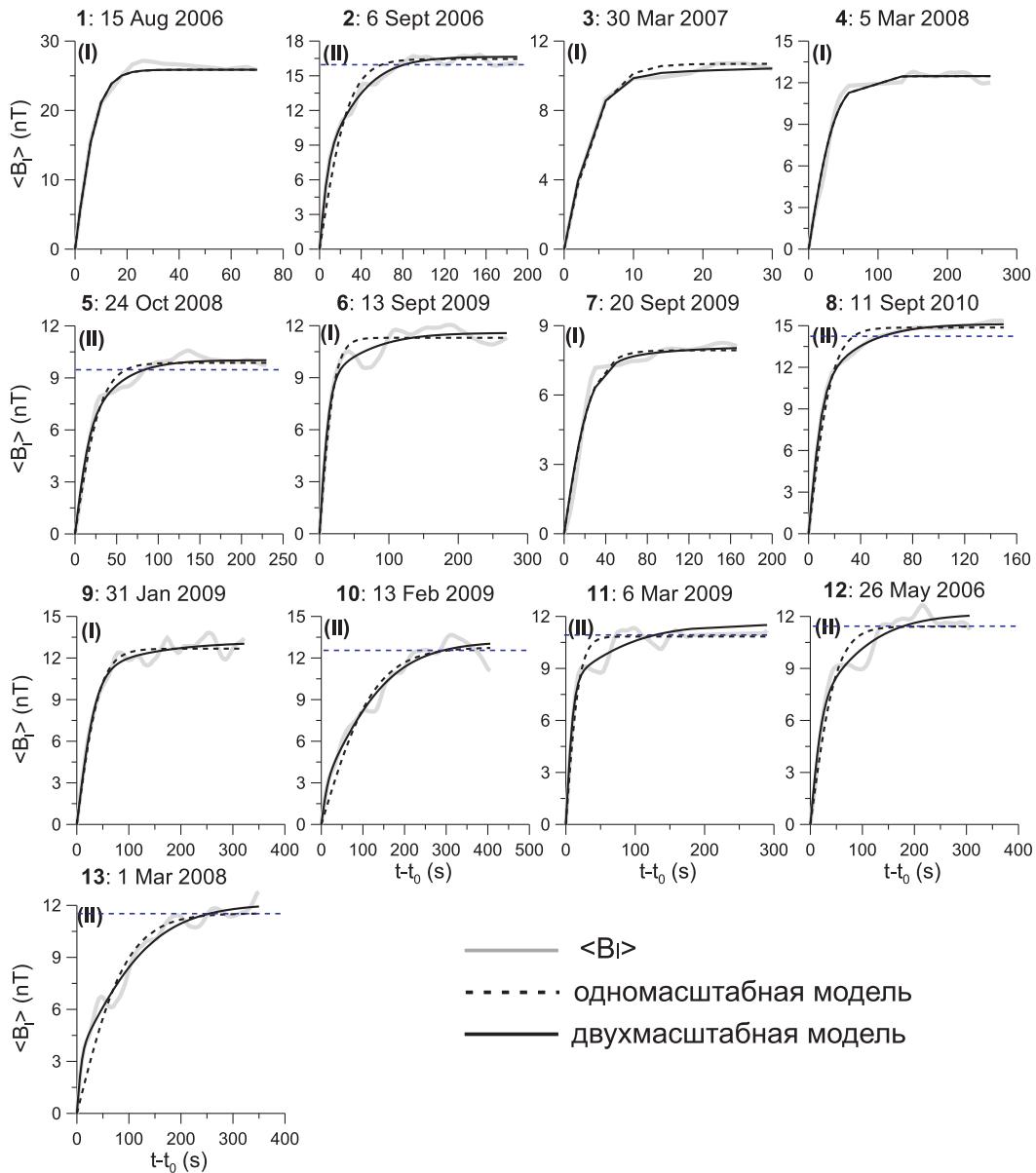


Рис. 6.2: Средние профили магнитного поля $\langle B_l \rangle$ и профили соответствующей модели Харриса и двухмасштабной модели. Синяя пунктирная линия соответствует $\langle B_l \rangle = 0.95B_0$.

6.3 Анализ пересечений токового слоя

6.3.1 Одномасштабные и двухмасштабные токовые слои

На рис. 6.1 представлены профили магнитного поля для всех пересечений ТС в локальной системе координат. При пересечении ТС наибольшую вариацию имеет магнитное поле B_l , тогда как вариация компонент B_n и B_m существенно меньше. Пересечение нейтральной плоскости определяется по изменению знака магнитного поля B_l . Для каждого ТС определяется средний профиль $\langle B_l \rangle$. Средние профили $\langle B_l \rangle$, а также профили магнитных полей модели Харриса и двухмасштабной модели представлены на рис. 6.2. Параметры моделей B_0 , T_0 и $B_{1,2}$, $T_{1,2}$ приведены в Таблице 6.2. Можно видеть, что для ТС#2,5,8,10-13 выполнены критерии $B_2 > 0.3B_0$ и $T_2 > 2T_1$, поэтому данные ТС являются двухмасштабными. Остальные шесть ТС являются одномасштабными.

Профили $\langle B_l \rangle$ в одномасштабных ТС хорошо описываются моделью Харриса. Поэтому при $t = T_0$ и $t = 2T_0$ получим $\langle B_l \rangle \sim 0.7B_0$ и $\langle B_l \rangle \sim 0.95B_0$. Длительностью пересечения одномасштабных ТС можно считать $2T_0$. Из Таблицы 6.2 следует, что одномасштабные ТС пересекаются от 10 с до 90 с. Длительность пересечения двухмасштабных ТС определяется моментом времени, когда магнитное поле соответствующей двухмасштабной модели достигает значения $0.95B_0$. Рис. 6.2 показывает (синяя линия соответствует $\langle B_l \rangle = 0.95B_0$), что длительность пересечения ТС#2,5,8 лежит в диапазоне от 55 с to 80 с, тогда как длительность пересечения ТС#10-13 - в диапазоне от 125 с to 300 с. Таким образом, в среднем двухмасштабные ТС пересекаются дольше одномасштабных ТС.

Поскольку вариации магнитных полей B_n и B_m поперек ТС малы, будем использовать значения этих компонент поля, усредненные по центральной области ТС, $|B_l| < 5$ нТл. На рис. 6.3 представлены распределения $|B_n|/B_0$, $|B_m|/B_0$ и $|B_m|/|B_n|$. В среднем перпендикулярная компонента B_n и шировая компонента B_m на порядок меньше магнитного поля на границе ТС, $|B_{n,m}|/B_0 \sim 0.1$. В некоторых ТС шировая компонента B_m более чем в три раза превышает перпендикулярную компоненту B_n . Отметим, что в среднем по статистике пересечений магнитное поле на границе ТС $B_0 \sim 13$ нТл. Однако, могут наблюдаться существенные отклонения от данного среднего значения. Например, в ТС#1 имеем $B_0 \sim 30$ нТл, т.е. магнитное поле B_0 более чем в два раза

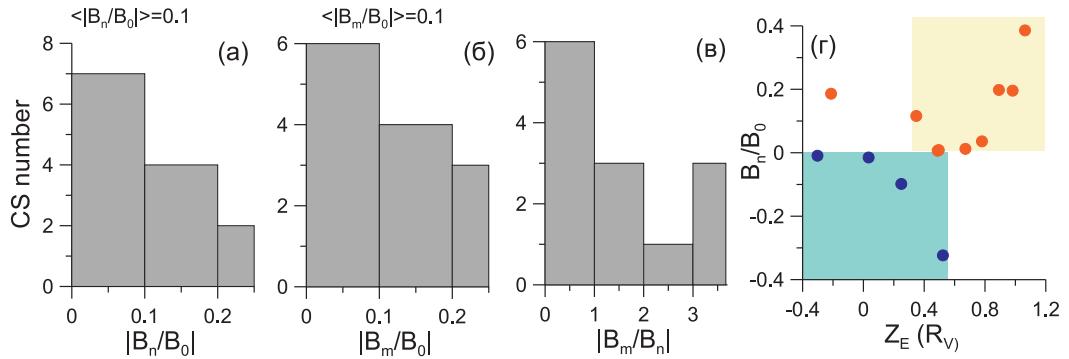


Рис. 6.3: Распределение отношений (а-в) $|B_n|/B_0$, $|B_m|/B_0$, $|B_m|/B_n$ и (г) распределение величины магнитного поля B_n в зависимости от координаты Z_E наблюдения ТС.

превышает среднее значение (Таблица 6.1).

В отобранной статистике пересечений имеется четыре ТС, для которых магнитное поле B_n имеет отрицательное значение. Можно предположить, что наблюдение ТС с $B_n < 0$ соответствует неверному выбору локальной системы координат. Однако, наблюдение подобных ТС подтверждается в рамках статистического исследования [216]. В работе [216] показано, что ТС с $B_n < 0$ наблюдаются, главным образом, при $Z_E < 0$. Рис. 6.3 показывает, что и для выбранной нами небольшой статистики пересечений, ТС с $B_n < 0$ и $B_n > 0$ наблюдаются при различных Z_E . ТС с $B_n < 0$ наблюдаются при малых $|Z_E|$, тогда как ТС с $B_n > 0$ наблюдаются при $Z_E > 0$ (за исключением одного ТС). Данное распределение качественно согласуется с распределением, полученным в работе [216]. Таким образом, для всех отобранных ТС локальная система координат определена верно.

Отдельный интерес представляет ТС #13. Для данного ТС профиль магнитного поля B_l имеет характерные провалы, которые наблюдаются симметрично относительно нейтральной плоскости (рис. 6.1). Симметричные провалы в профиле поля могут быть объяснены неравномерностью “flapping”-движения или же соответствуют действительной структуре магнитного поля в ТС. Аналогичные провалы в профилях магнитного поля наблюдаются для ТС #6, 11, 12. Однако, данные провалы наблюдаются только с одной стороны от нейтральной плоскости, т.е. являются асимметричными, и обусловлены, вероятно, неравномерностью “flapping”-движения ТС.

6.3.2 Механизмы формирования двухмасштабной структуры токового слоя

Как показано в предыдущем разделе профиль магнитного поля в ТС может иметь одномасштабную или двухмасштабную структуру. Таким образом, двухмасштабность среднего профиля магнитного поля, полученного в работе [216], обусловлена суперпозицией одномасштабных и двухмасштабных профилей. Рассмотрим механизмы, которые могут приводить к формированию двухмасштабной структуры магнитного поля в ТС.

Можно предположить, что пространственный профиль магнитного поля $B_l(r_n)$ является, в действительности, одномасштабным. В этом случае двухмасштабная структура наблюдаемого профиля $B_l(t)$ обусловлена неравномерностью движения ТС. Односпутниковые измерения не позволяют определить скорость движения ТС, поэтому данный сценарий не может быть опровергнут. С другой стороны, наблюдения аппарата Cluster показывают, что весьма часто скорость движения ТС в магнитосферном хвосте Земли слабо варьируется при пересечении ТС [189]. Можно предложить альтернативный сценарий формирования двухмасштабной структуры профилей магнитного поля.

Ионная популяция плазмы ТС в магнитосферном хвосте Венеры состоит, главным образом, из протонов солнечного ветра и ионов кислорода O^+ [185]. Ионы кислорода переносятся в магнитосферный хвост в результате их захвата на дневной стороне (“pick-up” процесс) [55, 115]. В магнитосферном хвосте Земли ионная популяция плазмы ТС состоит, главным образом, из протонов. В возмущенные периоды в магнитосферный хвост из ионосферы инжектируются ионы кислорода [96]. Анализ измерений аппарата Cluster показал, что с увеличением содержания кислорода, профиль плотности тока становится двухмасштабным [1]. Данные наблюдения можно интерпретировать в рамках кинетической модели тонкого ТС (ТТС) [166, 208]. В модели ТТС предполагается, что ток обеспечивается пролетными ионами на разомкнутых траекториях (спайсеровскими ионами) [175]. Двухмасштабная структура профиля плотности тока объясняется тем, что ток переносится пролетными протонами и ионами кислорода O^+ . Толщина внутреннего масштаба соответствует гирорадиусу пролетных протонов, тогда как толщина внешнего масштаба соответствует гирорадиусу пролетных ионов O^+ . Можно предположить, что двухмасштабная структура профилей магнитного поля в

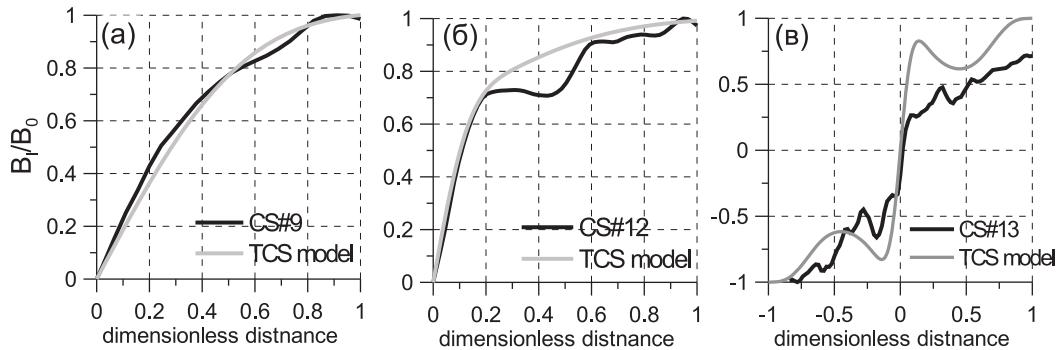


Рис. 6.4: Сравнение среднего профиля $\langle B_l \rangle$ и модельного профиля для (а) одномасштабного ТС#9 и (б) двухмасштабного ТС #12. На панели (с) показано сравнение профиля B_l с провалами, наблюдаемого в ТС#13, и модельного профиля.

ТС магнитосферного хвоста Венеры обусловлена многокомпонентностью ионного состава плазмы ТС (протоны и ионы O^+). Далее показано, что наблюдаемые профили магнитного поля могут быть объяснены в рамках многокомпонентной модели ТТС.

6.4 Объяснение наблюдаемых профилей магнитного поля

6.4.1 Модель ТТС

Модель ТТС, в которой ток переносится одним сортом ионов, описана в разделе 1.7 Введения. В случае наличия нескольких ионных популяций необходимо принимать во внимание вклад в ток от каждой популяции. Применительно к ТС в магнитосферном хвосте Земли данная модель была построена в работе [208]. Самосогласованный профиль магнитного поля B_l определяется уравнением Ампера

$$\frac{dB_l}{dr_n} = \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha=i,o} q_\alpha \int (\mathbf{v}\mathbf{m}) f_\alpha(B_l, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (6.2)$$

где $\alpha = i, o$ соответствует протонам и иона O^+ . Самосогласованный профиль B_l зависит от параметров $\epsilon_{o,h}$, количества захваченных ионов $k_{tr,h}$ и $k_{tr,o}$, отношения плотностей n_h/n_o и отношения гирорадиусов $\rho_o/\rho_h = 4(T_o/T_h)^{1/2}$ (гирорадиус определяется на границе ТС в магнитном поле B_0). В модели с одной популяцией ионов (обозначаемой α) самосогласованный профиль зависит от двух параметров, ϵ_α и $k_{tr,\alpha}$.

6.4.2 Интерпретация наблюдаемых профилей

Как и требуется в модели ТТС, в наблюдаемых ТС перпендикулярная и шировая компоненты магнитного поля, B_n и B_m , в среднем на порядок меньше магнитного поля B_0 на границе ТС. Отметим, что наличие шировой компоненты магнитного поля не влияет существенно на структуру магнитного поля B_l [108]. Учет электронной популяции приводит лишь к формированию резкого градиента магнитного поля в окрестности нейтральной плоскости [207]. В предположении, что электроны достаточно холодные, основной ток переносится протонами. Далее модельные профили построены без учета электронной популяции и в пренебрежении шировой компонентой магнитного поля. На примере одномасштабного ТС#9 и двухмасштабных ТС#12, 13 покажем, что наблюдаемые профили B_l могут быть объяснены в рамках модели ТТС.

В модели ТТС профиль магнитного поля является одномасштабным в том случае, когда ток переносится одной из ионных компонент. Ток обеспечивается пролетной популяцией ионов, вклад в ток от захваченной популяции существенно меньше, толщина ТС составляет несколько ионных гирорадиусов. На рис. 6.4а приведено сравнение профиля магнитного поля $\langle B_l \rangle$ для одномасштабного ТС#9 и модельного профиля, который получен при $\epsilon_\alpha = 1$ и $k_{tr,\alpha} = 1$. Магнитное поле $\langle B_l \rangle$ обезразмерено на B_0 , тогда как время пересечения ТС обезразмерено на момент времени, когда магнитное поле достигает значение B_0 . Для модельного профиля пространственная координата обезразмерена на расстояние, на котором магнитное поле модели становится равным единице. Можно видеть, что наблюдаемый профиль неплохо приближается моделью.

Модельный профиль является двухмасштабным в том случае, когда ток переносится двумя пролетными популяциями - пролетными протонами и ионами O^+ . Внутренний масштаб поддерживается током протонов, тогда как внешний масштаб поддерживается током ионов O^+ . Толщина внутреннего масштаба составляет $\sim 2\rho_h$, тогда как толщина внешнего масштаба составляет $\sim 2\rho_o$. На рис. 6.4б приведено сравнение профиля $\langle B_l \rangle$ для ТС#12 и модельного профиля, полученного при $k_{tr,h} = k_{tr,o} = 1$ и $n_o/n_h = 1.5$, $T_o/T_h = 2.25$, $\epsilon_o/\epsilon_h = 0.5$. Отношение температур T_o/T_h выбрано таким образом, что отношение толщины внутреннего масштаба к толщине внешнего масштаба составляет $\sim 4\sqrt{T_o/T_h} \sim 6$ и близко к наблюдаемому отношению $T_2/T_1 \sim 5.9$. Обезразмеривание профилей проведено таким же образом, как и на рис. 6.4а. Рис. 6.4б показывает, что

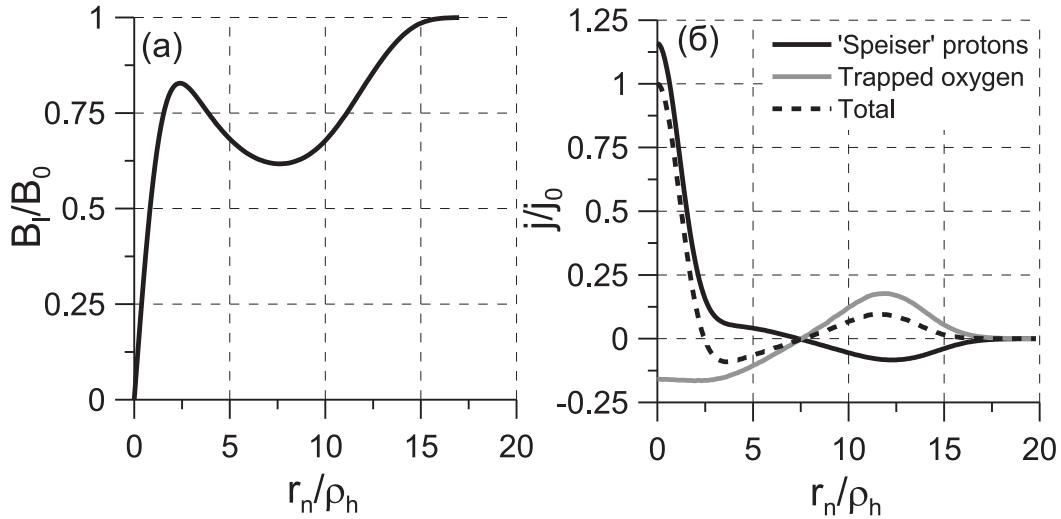


Рис. 6.5: Модель ТТС с пролетными протонами и захваченными ионами O^+ . (а) Профиль магнитного поля и (б) профили тока пролетных протонов, захваченных ионов O^+ , а также профиль полного тока.

наблюдаемый профиль неплохо согласуется с модельным профилем.

TC#13 является типичным двухмасштабным ТС. Профиль магнитного поля может быть описан в рамках модели ТТС с двумя пролетными ионными популяциями. Однако, данная модель не позволяет получить провалы в профиле магнитного поля. Вообще говоря, данное обстоятельство не критично для сравнения модельного и наблюдаемого профилей, поскольку провалы в профиле могут быть объяснены неравномерностью движения ТС. С другой стороны, данные провалы могут соответствовать структуре ТС и могут быть объяснены в рамках модели ТТС. Профиль магнитного поля с провалами формируется в том случае, когда ток переносится пролетными протонами и захваченными ионами O^+ . Таким образом, в отличие от модели [208] большая часть ионов O^+ предполагается захваченной.

На рис. 6.5 приведен модельный профиль, полученный при $k_{tr,h} = 1$, $k_{tr,o} = 14$, $n_h = n_o$, $T_o = T_h/4$ (так что $\rho_o = 2\rho_h$). Провалы в профиле магнитного поля обеспечены двумя факторами: (1) ток захваченных частиц отрицателен вблизи нейтральной плоскости; (2) отрицательный ток захваченных частиц локально нескомпенсирован положительным током пролетных протонов. В том случае, когда захваченными частицами являются протоны, последнее условие не выполняется. Отрицательный ток захваченных

протонов будет скомпенсирован положительным током пролетных протонов, поскольку ширина обоих профилей плотности тока сопоставима. В случае когда захваченными частицами являются ионы O^+ профиль тока захваченных частиц шире профиля плотности тока пролетных протонов и отрицательный ток вблизи нейтральной плоскости оказывается нескомпенсированным. Рис. 6.4c показывает, что профиль магнитного поля $\langle B_l \rangle$ в ТС#13 объясняется теоретической моделью. Хотя профили магнитного поля с провалами могут быть объяснены в рамках модели ТТС, для согласия наблюдаемого и теоретического профилей необходим тщательный подбор параметров модели (выше предполагалось, что $T_h/T_o \sim 4$).

6.5 Обсуждение

Мы обнаружили, что профили магнитного поля B_l в ТС магнитосферного хвоста Венеры имеют одномасштабную либо двухмасштабную структуру. Вообще говоря, данное свойство может быть обусловлено неравномерностью движения ТС. С другой стороны, данное свойство может отражать действительное распределение магнитного поля в ТС. Мы показали, что наблюдаемые профили магнитного поля могут быть объяснены в рамках модели ТТС. Согласно модели ТТС в одномасштабных ТС ток переносится одним сортом ионов, тогда как в двухмасштабных ТС вклады в ток от протонов и ионов O^+ сопоставимы. Согласно модели ТТС, толщина ТС составляет несколько ионных гирорадиусов.

Таблица 6.2 показывает, что отношение T_2/T_1 лежит в диапазоне от 3.5 до 15. С другой стороны, согласно модели ТТС отношение толщины внешнего масштаба к толщине внутреннего масштаба составляет $\sim \rho_o/\rho_h \sim 4\sqrt{T_o/T_h}$. Поэтому, отношение температуры ионов кислорода O^+ к температуре протонов лежит в диапазоне от 1 до 14. Данные значения вполне реалистичны, поскольку энергия протонов не превышает 1 кэВ, тогда как на терминаторе ионы кислорода имеют энергию вплоть до 20 кэВ [115]. К сожалению, в настоящий момент времени отсутствуют надежные измерения температуры ионов в ТС. Данные аппарата VEX не позволяют решить данную проблему, поскольку плазменный прибор ASPERA-4 имеет слабое временное разрешение и низкую чувствительность.

Ионы кислорода O^+ захватываются силовыми трубками солнечного ветра на днев-

ной стороне (“pick-up” процесс) [55] и переносятся в магнитосферный хвост [116]. Плотность ионов кислорода в ТС определяется эффективностью “pick-up” процесса на дневной стороне. Наблюдаемые вариации положения ударной волны [6, 7] показывают, что эффективность “pick-up” зависит от ориентации ММП и интенсивности солнечного излучения в ультрафиолетовом диапазоне. Поэтому можно предположить, что в одномасштабных ТС ионная популяция состоит, главным образом, из протонов, тогда как плотность ионов O^+ мала из-за неэффективности “pick-up” процесса на дневной стороне. В результате в одномасштабных ТС ток переносится, главным образом, протонами. С другой стороны, можно предположить, что плотность ионов O^+ в двухмасштабных ТС существенно выше, благодаря эффективному захвату на дневной стороне. Токи данной популяции приводят к формированию двухмасштабной структуры профиля магнитного поля. Отметим, что в настоящий момент нет надежных измерения плотности ионов в ТС, поэтому данная гипотеза не может быть проверена.

В работе [216] был получен средний профиль магнитного поля B_x , который имеет двухмасштабную структуру. Толщина внутреннего масштаба составляет порядка $0.1R_V \sim 600$ км, тогда как ширина внешнего масштаба - порядка $0.4R_V \sim 2400$ км. С другой стороны, согласно модели ТТС толщины внутреннего и внешнего масштабов составляют $\sim 2\rho_h$ и $\sim 2\rho_o$, поэтому для соответствия среднего и модельного профилей необходимо предположить, что $\rho_h \sim 300$ км и $\rho_o \sim 1200$ км. Для характерного магнитного поля $B_0 \sim 15$ нТл [216] данные значения тепловых гирорадиусов соответствуют температурам протонов и ионов O^+ порядка 1 кэВ. Отметим, что наблюдения ионов с температурой ~ 1 кэВ представлены в работе [190]. Напротив, в работе [185] утверждается, что температура ионов в ТС составляет несколько сотен эВ. В работе [211] средний профиль магнитного поля B_x получен следуя методике, предложенной в работе [113]. Однако, данный метод дает завышенную оценку толщины ТС [121], поэтому толщины внутреннего и внешнего масштабов могут быть меньше $0.1R_V$ и $0.4R_V$, а температуры ионов, необходимые для соответствия модельного и среднего профилей, ниже.

Основной вывод проведенного анализа заключается в том, что толщина ТС в магнитосферном хвосте Венеры составляет, вероятно, несколько ионных гирорадиусов. Аналогичный вывод о толщине ТС был сделан при анализе данных аппарата PVO в дальнем хвосте. Толщина ТС в дальнем хвосте не превосходит 1500 км, тогда как температура ионов составляет порядка 1 кэВ [121]. Гирорадиусы протонов и ионов O^+

с температурой 1 кэВ в магнитном поле $B_0 \sim 15$ нТл составляет 250 км и 1000 км, соответственно. Таким образом, толщина ТС в дальнем хвосте также составляет лишь несколько ионных гирорадиусов.

Анализ, проведенный в настоящей главе, основан на сравнении наблюдаемых и модельных профилей магнитного поля. Строгое доказательство того, что структура ТС может быть описана в рамках модели ТТС требует анализа плазменных данных. В разделе 6.4.2 плазменные параметры для модели ТТС выбирались так, чтобы достичь согласие наблюдаемого и модельного профилей магнитного поля. Однако, за время пересечения ТС функция распределения измеряется на аппарате VEX не более чем два раза. Кроме того, чувствительность прибора ASPERA-4 довольно низка, так что надежное определение моментов функции распределения невозможно. По этой причине в настоящей главе плазменные данные не использовались.

В заключение остановимся на наблюдении ТС с отрицательной компонентой магнитного поля B_n . Наблюдение ТС с $B_n < 0$ при $Z_E < 0$ связывают с процессом магнитного пересоединения в ТС. В работе [217] авторы проанализировали одно пересечение ТС, для которого $B_n < 0$, и показали, что данные наблюдения действительно соответствуют наблюдению ТС в процессе магнитного пересоединения. Процесс пересоединения может быть инициирован разрывной неустойчивостью ТС [69]. В настоящей работе показано, что равновесной моделью ТС, устойчивость которой определяет развитие разрывной моды, может служить модель ТТС.

Таблица 6.1: Статистика пересечений ТС: B_n - магнитное поле перпендикулярное плоскости ТС, B_m - магнитное поле направленной вдоль плотности тока (шировая компонента), \mathbf{n} - вектор нормали к плоскости ТС; γ - угол между направлениями ММП, наблюдаемыми до и после пересечения ударной волны; v_{sc} - средняя скорость аппарата при пересечении ТС; (X, Y, Z) - точка, в которой наблюдается пересечение ТС.

N	Date	B_n	B_m	\mathbf{n}	γ	$ v_{sc} $	(X, Y_B, Z_E)	R_V
		nT	nT				°	km/s
1	15 Aug 2006: 1:46-1:50	-0.4	0.3	(0.1,0.8,-0.59)	10	0.9	(-1.6,-0.7,0)	
2	6 Sep 2006: 3:00-3:06	0.25	-0.6	(0.05,0.996,-0.07)	30	2.4	(-1.4,0.4,0.7)	
3	30 Mar 2007: 5:33-5:36	2.4	2.5	(-0.05,-0.95,-0.3)	12	1.8	(-2.9,0.9,0.9)	
4	5 Mar 2008: 4:53-5:00	-1.3	1.9	(0.07,-0.66,0.75)	12	4.2	(-2,-0.1,0.3)	
5	24 Oct 2008: 9:05-9:13	0.4	0	(-0.2,-0.89,-0.37)	10	2.2	(-2.3,0,0.8)	
6	13 Sep 2009: 1:42-1:48	-4.3	4.8	(-0.09,-0.99,-0.1)	25	1.3	(-2.2,0.4,0.5)	
7	20 Sep 2009: 2:04-2:09	1.9	-0.5	(-0.06,0.87,-0.49)	1	3	(-2,0.2,-0.2)	
8	11 Sep 2010: 8:57-9:02	3.3	0.2	(0.05,0.33,-0.94)	12	5.1	(-1.6,0.1,1)	
9	31 Jan 2009: 7:38-7:44	0.15	-1.9	(-0.01,-0.4,0.91)	30	4.4	(-2.1,-0.1,0.5)	
10	13 Feb 2009: 6:54-7:00	-0.13	4.3	(-0.11,-0.95,0.3)	10	1.9	(-1.7,-0.1,-0.3)	
11	6 Mar 2009: 5:29-5:33	5.1	1.9	(-0.1,0.69,-0.72)	30	6.7	(-1.2,0.5,1.1)	
12	26 May 2009: 1:59-2:08	0.1	1.6	(0,0.93,0.35)	12	2.5	(-1.5,0,0.5)	
13	1 Mar 2008: 4:48-4:55	1.7	-0.9	(-0.05,0.86,0.51)	16	3.4	(-1.6,-0.1,0.4)	

Таблица 6.2: Параметры модели Харриса B_0 , T_0 и двухмасштабной модели $B_{1,2}$, $T_{1,2}$. Цифры I и II соответствуют одномасштабным и двухмасштабным токовым слоям. Жирным шрифтом отмечены параметры модели, которая наилучшим образом аппроксимирует профиль магнитного поля: для одномасштабных ТС это модель Харриса, для двухмасштабных - двухмасштабная модель.

N	B_0	T_0	σ^2	B_1	B_2	B_0	B_2/B_0	T_1	T_2	T_2/T_1	σ^2	class
	nT	s	nT ²	nT	nT	nT		s	s			
1	25.9	8.7	0.95	25.9	$<10^{-2}$	25.9	0	8.7	44.5	5.1	0.94	I
2	16.4	28.5	0.48	7.1	9.6	16.7	0.58	8.5	49.5	5.8	0.15	II
3	10.7	5.5	0.1	10	1.8	11.8	0.15	4.9	148	30.5	0.04	I
4	12.5	38.9	0.12	12.5	$<10^{-2}$	12.5	0	38.9	336	8.6	0.12	I
5	9.9	31.5	0.17	5.9	4.1	10	0.4	18	63.5	3.5	0.09	II
6	11.3	21.3	0.38	8.9	2.7	11.6	0.23	14.6	92.8	6.4	0.21	I
7	7.9	27	0.1	7.3	0.8	8.1	0.1	24.6	104	4.2	0.1	I
8	14.9	18	0.23	10.5	4.6	15.1	0.3	10.9	51	4.7	0.03	II
9	12.7	44.6	0.29	11.1	2.1	13.2	0.16	37.3	189	5.1	0.22	I
10	12.8	129	0.65	2.6	10.6	13.2	0.8	16	171	10.7	0.37	II
11	10.8	19.3	0.64	8.3	3.2	11.5	0.3	11.2	114	10.2	0.24	II
12	11.4	50.2	0.75	6.8	5.4	12.2	0.44	23	136	5.9	0.3	II
13	11.5	96.5	0.69	3.3	8.8	12.1	0.72	9.8	150	15.3	0.21	II

Заключение и положения, выносимые на защиту

Изучение плазменных процессов в околоземном пространстве и Солнечной системе имеет первостепенное значение с точки зрения астрофизических наблюдений. Одно из центральных мест в исследовании плазменных процессов занимают магнитоплазменные структуры, называемые токовыми слоями, в которых происходит накопление энергии магнитного поля, диссипация энергии поля, нагрев и ускорение плазмы. Токовые слои формируются, в частности, в планетарных магнитосферах. Более того, планетарные магнитосфераы предлагают широкий спектр конфигураций токовых слоев: плоские токовые слои, формирующиеся во магнитосферных хвостах планет, обладающих собственным магнитным полем; осесимметричные токовые слои, формирующиеся во внутренних магнитосферах Юпитера и Сатурна; цилиндрический токовый слой в магнитосферном хвосте Нептуна; токовые слои в магнитосферных хвостах индуцированных магнитосфер Венеры и Марса. Изучение токовых слоев в планетарных магнитосферах прямыми методами, построение моделей структуры и динамики токовых слоев способствует более глубокому пониманию плазменных процессов, которые происходят как в Солнечной системе, так и в удаленных астрофизических объектах. В рамках диссертации были исследованы токовые слои, формирующиеся в магнитосферах Земли, Венеры, Юпитера и Нептуна. Основные данные, полученные при изучении этих токовых слоёв с использованием моделирования и спутникового эксперимента, позволили сформулировать следующие положения, выносимые на защиту

1. Построены модели двумерных кинетических плоских и осесимметричных токовых слоев, для которых функция распределения частиц является Максвелловской и κ -распределением. Показано, что в параметр κ определяет скорость убывания магнитного

поля и плотности плазмы в нейтральной плоскости с ростом расстояния от планеты.

2. 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 $\sim 50\%$ от величины магнитного поля на границе токового слоя. Показано, что потенциал электрического поля поляризации имеет профиль с минимумом в нейтральной плоскости токового слоя. Переход потенциала между нейтральной плоскостью и границей токового слоя составляет от 200 В до 8 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 $31R_V$ до $44R_V$.

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 O^+ . Теоретически предсказано, что толщина токового слоя составляет несколько ионных гирорадиусов.

Публикации по теме диссертации

В реферируемых журналах

1. Васько И.Ю., Попов В.Ю, Кинетическая модель двумерного цилиндрического токового слоя.// Вестник МГУ. 2012. Т. 3. №1. С. 38-42.
2. 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.
3. Vasko I.Y., Artemyev A.V., Popov V.Y., Malova H.V., Kinetic models of two-dimensional plane and axially symmetric current sheets: Group theory approach.// Physics of Plasmas. 2013. V. 20, p. 022110-022110-9.
4. Васько И.Ю., Зеленый Л.М., Попов В.Ю., Оценка длины магнитосферного хвоста Венеры //Астрономический вестник (принято в печать).
5. Vasko I.Y., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R., Zelenyi L.M., The structure of strongly tilted current sheets in the Earth magnetotail// Ann. Geophys. (принято в печать).
6. 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).

Тезисы и доклады конференций

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 предвестни-

ков 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)

Литература

- [1] Зелёный Л. М., Малова Х. В., Артемьев А. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А. (2011). Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц. *Физика плазмы*, **37**, 137–182.
- [2] Зелёный Л. М., Артемьев А. В., Малова Х. В., Петрукович А. А., Накамура Р. (2010). Метастабильность токовых слоёв. *УФН*, **180**, 973–982.
- [3] Артемьев А. В., Зелёный Л. М., Малова Х. В., Попов В. Ю. (2008). Влияние нормальной компоненты магнитного поля на кинк-неустойчивость токового слоя магнитосферы Земли. *Физика Плазмы*, **34**, 834–844.
- [4] Зелёный Л. М. (1986). *Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли*, volume 24 of *Итоги науки и техники*. ВИНИТИ, Москва, 58—186 pages.
- [5] Власов А. А. (1938). О вибрационных свойствах электронного газа. *ЖЭТФ*, **8**, 291–318.
- [6] Alexander, C. J. and Russell, C. T. (1985). Solar cycle dependence of the location of the Venus bow shock. *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 369–371.
- [7] Alexander, C. J., Luhmann, J. G., and Russell, C. T. (1986). Interplanetary field control of the location of the Venus bow shock - Evidence for comet-like ion pickup. *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 917–920.
- [8] Alfven, H. (1957). On the theory of comet tails. *Tellus*, **9**, 92.

- [9] Angelopoulos, V., Baumjohann, W., Kennel, C. F., Coronti, F. V., Kivelson, M. G., Pellat, R., Walker, R. J., Luehr, H., and Paschmann, G. (1992). Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, **97**, 4027–4039.
- [10] Angelopoulos, V., Kennel, C. F., Coroniti, F. V., Pellat, R., Spence, H. E., Kivelson, M. G., Walker, R. J., Baumjohann, W., Feldman, W. C., and Gosling, J. T. (1993). Characteristics of ion flow in the quiet state of the inner plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1711–1714.
- [11] Apatenkov, S. V., Sergeev, V. A., Kubyshkina, M. V., Nakamura, R., Baumjohann, W., Runov, A., Alexeev, I., Fazakerley, A., Frey, H., Muhlbachler, S., Daly, P. W., Sauvaud, J., Ganushkina, N., Pulkkinen, T., Reeves, G. D., and Khotyaintsev, Y. (2007). Multi-spacecraft observation of plasma dipolarization/injection in the inner magnetosphere. *Annales Geophysicae*, **25**, 801–814.
- [12] Arridge, C. S., Russell, C. T., Khurana, K. K., Achilleos, N., Cowley, S. W. H., Dougherty, M. K., Southwood, D. J., and Bunce, E. J. (2008). Saturn’s magnetodisc current sheet. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **113**, 4214.
- [13] Artemyev, A. and Zelenyi, L. (2013). Kinetic Structure of Current Sheets in the Earth Magnetotail. *Space Sci. Rev.*, **178**, 419–440.
- [14] Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., Zelenyi, L. M., Malova, H. V., Popov, V. Y., Nakamura, R., Runov, A., and Apatenkov, S. (2008). Comparison of multi-point measurements of current sheet structure and analytical models. *Annales Geophysicae*, **26**, 2749–2758.
- [15] Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., Zelenyi, L. M., Nakamura, R., Malova, H. V., and Popov, V. Y. (2009). Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models. *Annales Geophysicae*, **27**, 4075–4087.
- [16] Artemyev, A. V., Zelenyi, L. M., Malova, H. V., Zimbardo, G., and Delcourt, D. (2009). Acceleration and transport of ions in turbulent current sheets: formation of non-maxwellic energy distribution. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **16**, 631–639.

- [17] Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., Nakamura, R., and Zelenyi, L. M. (2010). Proton velocity distribution in thin current sheets: Cluster observations and theory of transient trajectories. *J. Geophys. Res.*, **115**, A12255.
- [18] Artemyev, A. V., Baumjohann, W., Petrukovich, A. A., Nakamura, R., Dandouras, I., and Fazakerley, A. (2011). Proton/electron temperature ratio in the magnetotail. *Annales Geophysicae*, **29**, 2253–2257.
- [19] Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., Frank, A. G., Nakamura, R., and Zelenyi, L. M. (2013). Intense current sheets in the magnetotail: Peculiarities of electron physics. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **118**, 2789–2799.
- [20] Asano, Y., Mukai, T., Hoshino, M., Saito, Y., Hayakawa, H., and Nagai, T. (2003). Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **108**, 1189–+.
- [21] Ashour-Abdalla, M., Berchem, J. P., Buechner, J., and Zelenyi, L. M. (1993). Shaping of the magnetotail from the mantle - Global and local structuring. *J. Geophys. Res.*, **98**, 5651–5676.
- [22] Ashour-Abdalla, M., Zelenyi, L. M., Peroomian, V., and Richard, R. L. (1994). Consequences of magnetotail ion dynamics. *J. Geophys. Res.*, **99**, 14 891–14 916.
- [23] Ashour-Abdalla, M., El-Alaoui, M., Goldstein, M. L., Zhou, M., Schriver, D., Richard, R., Walker, R., Kivelson, M. G., and Hwang, K.-J. (2011). Observations and simulations of non-local acceleration of electrons in magnetotail magnetic reconnection events. *Nature Physics*, **7**, 360–365.
- [24] Atanasiu, C. V., Günter, S., Lackner, K., and Miron, I. G. (2004). Analytical solutions to the Grad-Shafranov equation. *Physics of Plasmas*, **11**, 3510–3518.
- [25] Axford, W. I. and Hines, C. O. (1961). A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Canadian Journal of Physics*, **39**, 1433.
- [26] Bagenal, F. (1992). Giant planet magnetospheres. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **20**, 289–328.

- [27] Balogh, A., Carr, C. M., Acuña, M. H., Dunlop, M. W., Beek, T. J., Brown, P., Fornacon, K., Georgescu, E., Glassmeier, K., Harris, J., Musmann, G., Oddy, T., and Schwingenschuh, K. (2001). The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results. *Annales Geophysicae*, **19**, 1207–1217.
- [28] Baumjohann, W., Paschmann, G., and Cattell, C. A. (1989). Average plasma properties in the central plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, **94**, 6597–6606.
- [29] Baumjohann, W., Paschmann, G., and Luehr, H. (1990). Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, **95**, 3801–3809.
- [30] Baumjohann, W., Roux, A., Le Contel, O., Nakamura, R., Birn, J., Hoshino, M., Lui, A. T. Y., Owen, C. J., Sauvaud, J., Vaivads, A., Fontaine, D., and Runov, A. (2007). Dynamics of thin current sheets: Cluster observations. *Annales Geophysicae*, **25**, 1365–1389.
- [31] Behannon, K. W. (1968). Mapping of the Earth's bow shock and magnetic tail by Explorer 33. *J. Geophys. Res.*, **73**, 907–930.
- [32] Behannon, K. W., Burlaga, L. F., and Ness, N. F. (1981). The Jovian magnetotail and its current sheet. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8385–8401.
- [33] Belcher, J. W., Bridge, H. S., Coppi, B., Gordon, Jr., G. S., Lazarus, A. J., McNutt, Jr., R. L., Bagenal, F., Divers, O., Eviatar, A., and Ogilvie, K. W. (1989). Plasma observations near Neptune - Initial results from Voyager 2. *Science*, **246**, 1478–1483.
- [34] Bell, T. F. (1965). Nonlinear Alfvén Waves in a Vlasov Plasma. *Physics of Fluids*, **8**, 1829–1839.
- [35] Benford, G. and Book, D. L. (1971). Relativistic Beam Equilibria. *Advances in Plasma Physics*, **4**, 125.
- [36] Benford, G., Book, D. L., and Sudan, R. N. (1970). Relativistic Beam Equilibria with Back Currents. *Physics of Fluids*, **13**, 2621–2623.
- [37] Biermann, L. (1951). Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeit.f.Astr.*, **29**, 274.

- [38] Biermann, L., Brosowski, B., and Schmidt, H. U. (1967). The interactions of the solar wind with a comet. *Solar Phys.*, **1**, 254–284.
- [39] Biernat, H., Koemle, N., and Rucker, H. (1981). Analytical two-dimensional model for a pole-on magnetosphere. *Plan. Sp. Sci.*, **29**, 1101–1107.
- [40] Birn, J. (1991). The boundary value problem of magnetotail equilibrium. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19 441.
- [41] Birn, J. (2009). *Magnetotail Dynamics: Survey of Recent Progress*, pages 49–63.
- [42] Birn, J., Sommer, R., and Schindler, K. (1975). Open and closed magnetospheric tail configurations and their stability. *Astrophysics and Space Science*, **35**, 389–402.
- [43] Birn, J., Sommer, R. R., and Schindler, K. (1977). Self-consistent theory of the quiet magnetotail in three dimensions. *J. Geophys. Res.*, **82**, 147–154.
- [44] Birn, J., Schindler, K., and Hesse, M. (2004). Thin electron current sheets and their relation to auroral potentials. *J. Geophys. Res.*, **109**, 2217–+.
- [45] Birn, J., Artemyev, A. V., Baker, D. N., Echim, M., Hoshino, M., and Zelenyi, L. M. (2012). Particle Acceleration in the Magnetotail and Aurora. *Space Sci. Rev.*, **173**, 49–102.
- [46] Blanc, M., Kallenbach, R., and Erkaev, N. V. (2005). Solar System Magnetospheres. *Space Sci. Rev.*, **116**, 227–298.
- [47] Brace, L. H., Theis, R. F., Hoegy, W. R., Wolfe, J. H., Mihalov, J. D., Russell, C. T., Elphic, R. C., and Nagy, A. F. (1980). The dynamic behavior of the Venus ionosphere in response to solar wind interactions. *J. Geophys. Res.*, **85**, 7663–7678.
- [48] Breus, T. K. (1979). Venus - Review of present understanding of solar wind interaction. *Space Sci. Rev.*, **23**, 253–275.
- [49] Büchner, J. and Zelenyi, L. M. (1989). Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals. I - Basic theory of trapped motion. *J. Geophys. Res.*, **94**, 11 821–11 842.

- [50] Camporeale, E. and Lapenta, G. (2005). Model of bifurcated current sheets in the Earth's magnetotail: Equilibrium and stability. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**, 7206.
- [51] Channell, P. J. (1976). Exact Vlasov-Maxwell equilibria with sheared magnetic fields. *Physics of Fluids*, **19**, 1541–1545.
- [52] Cheng, A. F. and Hill, T. W. (1984). Do the satellites of Uranus control its magnetosphere? In J. T. Bergstrahl, editor, *NASA Conference Publication*, volume 2330 of *NASA Conference Publication*, pages 557–558.
- [53] Christon, S. P., Williams, D. J., Mitchell, D. G., Frank, L. A., and Huang, C. Y. (1989). Spectral characteristics of plasma sheet ion and electron populations during undisturbed geomagnetic conditions. *J. Geophys. Res.*, **94**, 13 409–13 424.
- [54] Cloutier, P. A. (1976). Solar-wind interaction with planetary ionospheres. *NASA Special Publication*, **397**, 111–119.
- [55] Cloutier, P. A., Daniell, R. E., and Butler, D. M. (1974). Atmospheric ion wakes of Venus and Mars in the solar wind. *Plan. Sp. Sci.*, **22**, 967–990.
- [56] Delcourt, D. C. (2002). Particle acceleration by inductive electric fields in the inner magnetosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **64**, 551–559.
- [57] Drake, J. F., Swisdak, M., Che, H., and Shay, M. A. (2006). Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection. *Nature*, **443**, 553–556.
- [58] Dungey, J. W. (1961). Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Physical Review Letters*, **6**, 47–48.
- [59] Dungey, J. W. (1965). The Length of the Magnetospheric Tail. *J. Geophys. Res.*, **70**, 1753–1753.
- [60] Eastwood, J. W. (1972). Consistency of fields and particle motion in the ‘Speiser’ model of the current sheet. *Planetary and Space Science*, **20**, 1555–1568.
- [61] Elphic, R. C., Russell, C. T., Slavin, J. A., Brace, L. H., and Nagy, A. F. (1980). The location of the dayside ionopause of Venus - Pioneer Venus Orbiter magnetometer observations. *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 561–564.

- [62] Engle, I. M. (1991). Idealized Voyager Jovian magnetosphere shape and field. *J. Geophys. Res.*, **96**, 7793–7802.
- [63] Erkaev, N. V., Farrugia, C. J., Harris, B., and Biernat, H. K. (2011). On accelerated magnetosheath flows under northward IMF. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, 1104.
- [64] Erkaev, N. V., Farrugia, C. J., Mezentsev, A. V., Torbert, R. B., and Biernat, H. K. (2012). Accelerated magnetosheath flows caused by IMF draping: Dependence on latitude. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, 1103.
- [65] Eroshenko, E. G. (1979). Unipolar induction effects in the magnetic tail of Venus. *Cosmic Research*, **17**, 77–87.
- [66] Frank, A. G. (2010). Dynamics of current sheets underlying flare-type events in magnetized plasmas. *Physics Uspekhi*, **53**, 941–947.
- [67] Frank, L. A., Paterson, W. R., and Khurana, K. K. (2002). Observations of thermal plasmas in Jupiter’s magnetotail. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **107**, 1003.
- [68] Fu, W.-Z. and Hau, L.-N. (2005). Vlasov-Maxwell equilibrium solutions for Harris sheet magnetic field with Kappa velocity distribution. *Physics of Plasmas*, **12**(7), 070 701.
- [69] Galeev, A. A. (1979). Reconnection in the magnetotail. *Space Science Reviews*, **23**, 411–425.
- [70] Gleeson, L. J. and Axford, W. I. (1976). An analytic model illustrating the effects of rotation on a magnetosphere containing low-energy plasma. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3403–3406.
- [71] Goertz, C. K. (1976). The current sheet in Jupiter’s magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3368–3372.
- [72] Goertz, C. K. (1979). The Jovian magnetodisk. *Space Sci. Rev.*, **23**, 319–343.
- [73] Guazzotto, L. and Freidberg, J. P. (2007). A family of analytic equilibrium solutions for the Grad-Shafranov equation. *Physics of Plasmas*, **14**(11), 112 508.

- [74] Gustafsson, G., André, M., Carozzi, T., Eriksson, A. I., Fälthammar, C.-G., Grard, R., Holmgren, G., Holtet, J. A., Ivchenko, N., Karlsson, T., Khotyaintsev, Y., Klimov, S., Laakso, H., Lindqvist, P.-A., Lybekk, B., Marklund, G., Mozer, F., Mursula, K., Pedersen, A., Popielawska, B., Savin, S., Stasiewicz, K., Tanskanen, P., Vaivads, A., and Wahlund, J.-E. (2001). First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation. *Annales Geophysicae*, **19**, 1219–1240.
- [75] Haaland, S., Kronberg, E. A., Daly, P. W., Fränz, M., Degener, L., Georgescu, E., and Dandouras, I. (2010). Spectral characteristics of protons in the Earth's plasmashell: statistical results from Cluster CIS and RAPID. *Annales Geophysicae*, **28**, 1483–1498.
- [76] Harris, E. (1962). On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field. *Nuovo Cimento*, **23**, 115–123.
- [77] Heppner, J. P., Ness, N. F., Scearce, C. S., and Skillman, T. L. (1963). Explorer 10 Magnetic Field Measurements. *J. Geophys. Res.*, **68**, 1–46.
- [78] Hill, T. (1984). Magnetospheric structure: Uranus and Neptun. *Astr. Jour.*, **266**.
- [79] Hill, T. W. (1980). Corotation lag in Jupiter's magnetosphere - Comparison of observation and theory. *Science*, **207**, 301.
- [80] Hones, Jr., E. W. and Bergeson, J. E. (1965). Electric Field Generated by a Rotating Magnetized Sphere. *J. Geophys. Res.*, **70**, 4951–4958.
- [81] Hoshino, M. (2005). Electron surfing acceleration in magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.*, **110**, 10 215–+.
- [82] Ibrahimov, N. H. (1999). Elementary Lie Group Analysis and Ordinary Differential Equations. *Wiley;1 ed.*
- [83] Intriligator, D. S. (1982). Observations of mass addition to the shocked solar wind of the Venusian ionosheath. *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 727–730.
- [84] Intriligator, D. S. (1989). Results of the first statistical study of Pioneer Venus Orbiter plasma observations in the distant Venus tail - Evidence for a hemispheric asymmetry in the pickup of ionospheric ions. *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 167–170.

- [85] Ip, A. K. and Voigt, G.-H. (1985). Plasma-dominated magnetic field configurations for the magnetosphere of Uranus. *J. Geophys. Res.*, **90**, 6287–6293.
- [86] Istomin, Y. N. (2005). Gamma-Ray Bursts from a Close Pulsar Binary System? *Astronomy Reports*, **49**, 446–449.
- [87] Janaki, M. S. and Dasgupta, B. (2012). Vlasov-Maxwell equilibria: Examples from higher-curl Beltrami magnetic fields. *Physics of Plasmas*, **19**(3), 032113.
- [88] Kallio, E., Chaufray, J.-Y., Modolo, R., Snowden, D., and Winglee, R. (2011). Modeling of Venus, Mars, and Titan. *Space Sci. Rev.*, **162**, 267–307.
- [89] Kan, J. R. (1973). On the structure of the magnetotail current sheet. *J. Geophys. Res.*, **78**, 3773–3781.
- [90] Kan, J. R. and Baumjohann, W. (1990). Isotropized magnetic-moment equation of state for the central plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 271–274.
- [91] Kennel, C. F. (1973). Magnetospheres of the Planets (Article published in the Space Science Reviews special issue on 'Outer Solar System Exploration - An Overview', ed. by J. E. Long and D. G. Rea.). *Space Sci. Rev.*, **14**, 511–533.
- [92] Kennel, C. F. and Coroniti, F. V. (1975). Is Jupiter's magnetosphere like a pulsar's or earth's. *Space Sci. Rev.*, **17**, 857–883.
- [93] Kennel, C. F. and Coroniti, F. V. (1977). Jupiter's magnetosphere. *An. Rev. Astr. Astrophys.*, **15**, 389–436.
- [94] Khodachenko, M. L., Alexeev, I., Belenkaya, E., Lammer, H., Grießmeier, J.-M., Leitzinger, M., Odert, P., Zaqrashvili, T., and Rucker, H. O. (2012). Magnetospheres of "Hot Jupiters": The Importance of Magnetodisks in Shaping a Magnetospheric Obstacle. *Astr. J.*, **744**, 70.
- [95] Khurana, K. K. and Schwarzl, H. K. (2005). Global structure of Jupiter's magnetospheric current sheet. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**, 7227.

- [96] Kistler, L. M., Mouikis, C., MöBIus, E., Klecker, B., Sauvaud, J. A., RéMe, H., Korth, A., Marcucci, M. F., Lundin, R., Parks, G. K., and Balogh, A. (2005). Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O⁺ dominated thin current sheet. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**, 6213.
- [97] Kocharovsky, V. V., Kocharovsky, V. V., and Martyanov, V. J. (2010). Self-Consistent Current Sheets and Filaments in Relativistic Collisionless Plasma with Arbitrary Energy Distribution of Particles. *Physical Review Letters*, **104**(21), 215 002.
- [98] Krimigis, S. M., Bostrom, C. O., Cheng, A. F., Armstrong, T. P., and Axford, W. I. (1989). Hot plasma and energetic particles in Neptune's magnetosphere. *Science*, **246**, 1483–1489.
- [99] Laval, G., Pellat, R., and Vuillemin, M. (1966). Instabilités électromagnétiques des plasmas sans collisions (CN-21/71). In *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Volume II*, page 259.
- [100] Litvinenko, Y. E. (2010). A similarity reduction of the Grad-Shafranov equation. *Physics of Plasmas*, **17**(7), 074 502.
- [101] Luhmann, J. G. (1986). The solar wind interaction with Venus. *Space Sci. Rev.*, **44**, 241–306.
- [102] Luhmann, J. G., Elphic, R. C., Russell, C. T., Mihalov, J. D., and Wolfe, J. H. (1980). Observations of large scale steady magnetic fields in the dayside Venus ionosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 917–920.
- [103] Lui, A. T. Y. (2004). Potential Plasma Instabilities For Substorm Expansion Onsets. *Space Science Reviews*, **113**, 127–206.
- [104] Lüst, R. (1963). Interplanetary Plasma. *Space Sci. Rev.*, **1**, 522–552.
- [105] Lutomirski, R. F. and Sudan, R. N. (1966). Exact Nonlinear Electromagnetic Whistler Modes. *Physical Review*, **147**, 156–165.
- [106] Lyons, L. R. (1984). Electron energization in the geomagnetic tail current sheet. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5479–5487.

- [107] Lyons, L. R. and Speiser, T. W. (1982). Evidence for current sheet acceleration in the geomagnetic tail. *J. Geophys. Res.*, **87**, 2276–2286.
- [108] Malova, H. V., Popov, V. Y., Mingalev, O. V., Mingalev, I. V., Mel'nik, M. N., Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., Delcourt, D. C., Shen, C., and Zelenyi, L. M. (2012). Thin current sheets in the presence of a guiding magnetic field in Earth's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **117**, 4212.
- [109] Marubashi, K., Grebowsky, J. M., Taylor, H. A., Luhmann, J. G., Russell, C. T., and Barnes, A. (1985). Magnetic field in the wake of Venus and the formation of ionospheric holes. *J. Geophys. Res.*, **90**, 1385–1398.
- [110] Maschke, E. K. (1973). Exact solutions of the MHD equilibrium equation for a toroidal plasma. *Plasma Physics*, **15**, 535–541.
- [111] Mauk, B. H., Keath, E. P., Kane, M., Krimigis, M., Cheng, A. F., Acuna, M. H., Armstrong, T. P., and Ness, N. F. (1991). The magnetosphere of Neptune - Hot plasmas and energetic particles. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19 061.
- [112] McComas, D. J., Bame, S. J., Russell, C. T., and Elphic, R. C. (1986). The near-earth cross-tail current sheet - Detailed ISEE 1 and 2 case studies. *J. Geophys. Res.*, **91**, 4287–4301.
- [113] McComas, D. J., Spence, H. E., Russell, C. T., and Saunders, M. A. (1986). The average magnetic field draping and consistent plasma properties of the Venus magnetotail. *J. Geophys. Res.*, **91**, 7939–7953.
- [114] Michel, F. C. (1971). Solar wind interaction with planetary atmospheres. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **9**, 427–435.
- [115] Mihalov, J. D. and Barnes, A. (1981). Evidence for the acceleration of ionospheric O⁺/ in the magnetosheath of Venus. *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1277–1280.
- [116] Mihalov, J. D. and Barnes, A. (1982). The distant interplanetary wake of Venus - Plasma observations from Pioneer Venus. *J. Geophys. Res.*, **87**, 9045–9053.
- [117] Mihalov, J. D. and Sonett, C. P. (1968). The Cislunar Geomagnetic Tail Gradient in 1967. *J. Geophys. Res.*, **73**, 6837–6841.

- [118] Mihalov, J. D., Wolfe, J. H., and Intriligator, D. S. (1980). Pioneer Venus plasma observations of the solar wind-Venus interaction. *J. Geophys. Res.*, **85**, 7613–7624.
- [119] Milovanov, A. V. (2001). Stochastic dynamics from the fractional Fokker-Planck-Kolmogorov equation: Large-scale behavior of the turbulent transport coefficient. *Physical Review E*, **63**(4), 047301–+.
- [120] Minami, S., Hashimoto, K., and Takeya, Y. (1990). The dipole tilt angle effect on the magnetosphere of Neptune - A laboratory simulation. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1885–1888.
- [121] Moore, K. R., McComas, D. J., Russell, C. T., and Mihalov, J. D. (1990). A statistical study of ions and magnetic fields in the Venus magnetotail. *J. Geophys. Res.*, **95**, 12 005–12 018.
- [122] Moore, K. R., Thomas, V. A., and McComas, D. J. (1991). Global hybrid simulation of the solar wind interaction with the dayside of Venus. *J. Geophys. Res.*, **96**, 7779–7791.
- [123] Nakamura, R., Baumjohann, W., Runov, A., and Asano, Y. (2006). Thin Current Sheets in the Magnetotail Observed by Cluster. *Space Science Reviews*, **122**, 29–38.
- [124] Ness, N. F. (1965). The Earth's Magnetic Tail. *J. Geophys. Res.*, **70**, 2989–3005.
- [125] Ness, N. F. (1969). The geomagnetic tail. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **7**, 97–127.
- [126] Ness, N. F. (1981). The magnetic fields of Jupiter and Saturn. *Advances in Space Research*, **1**, 171–176.
- [127] Ness, N. F., Acuna, M. H., Burlaga, L. F., Connerney, J. E. P., and Lepping, R. P. (1989). Magnetic fields at Neptune. *Science*, **246**, 1473–1478.
- [128] Nicholson, R. (1963). Solution of the vlasov equations for a plasma in an externally uniform magnetic field. *Physics of Fluids*, **6**, 1581–1586.
- [129] Parker, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astr. J.*, **128**, 664.
- [130] Parker, E. N. (1963). *Interplanetary dynamical processes*.

- [131] Paschmann, G. and Schwartz, S. J. (2000). *ISSI Book on Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, volume 449 of *ESA Special Publication*.
- [132] Pellat, R., Coroniti, F. V., and Pritchett, P. L. (1991). Does ion tearing exist? *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 143–146.
- [133] Perri, S., Greco, A., and Zimbardo, G. (2009). Stochastic and direct acceleration mechanisms in the Earth's magnetotail. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, 4103–+.
- [134] Perri, S., Zimbardo, G., and Greco, A. (2011). On the energization of protons interacting with 3-D time-dependent electromagnetic fields in the Earth's magnetotail. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **116**, A05221.
- [135] Petrukovich, A. A., Baumjohann, W., Nakamura, R., Balogh, A., Mukai, T., Glassmeier, K.-H., Reme, H., and Klecker, B. (2003). Plasma sheet structure during strongly northward IMF. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **108**, 1258.
- [136] Petrukovich, A. A., Zhang, T. L., Baumjohann, W., Nakamura, R., Runov, A., Balogh, A., and Carr, C. (2006). Oscillatory magnetic flux tube slippage in the plasma sheet. *Annales Geophysicae*, **24**, 1695–1704.
- [137] Petrukovich, A. A., Baumjohann, W., Nakamura, R., and Runov, A. (2008). Formation of current density profile in tilted current sheets. *Annales Geophysicae*, **26**, 3669–3676.
- [138] Petrukovich, A. A., Artemyev, A. V., Malova, H. V., Popov, V. Y., Nakamura, R., and Zelenyi, L. M. (2011). Embedded current sheets in the Earth magnetotail. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **116**, A00I25.
- [139] Phillips, J. L. and McComas, D. J. (1991). The magnetosheath and magnetotail of Venus. *Space Sci. Rev.*, **55**, 1–80.
- [140] Phillips, J. L., Luhmann, J. G., Russell, C. T., and Moore, K. R. (1987). Finite Larmor radius effect on ion pickup at Venus. *J. Geophys. Res.*, **92**, 9920–9930.
- [141] Podgornyi, I. M. and Sagdeev, R. Z. (1970). Reviews of Topical Problems: Physics of Interplanetary Plasma and Laboratory Experiments. *Soviet Physics Uspekhi*, **12**, 445–462.

- [142] Pritchett, P. L. (2006). Relativistic electron production during guide field magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **111**, 10 212–+.
- [143] Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Lavraud, B., Sauvaud, J. A., Barthe, A., Bouyssou, J., Camus, T., Coeur-Joly, O., Cros, A., Cuvilo, J., Ducay, F., Garbarowitz, Y., Medale, J. L., Penou, E., Perrier, H., Romefort, D., Rouzaud, J., Vallat, C., Alcaydé, D., Jacquey, C., Mazelle, C., D'Uston, C., Möbius, E., Kistler, L. M., Crocker, K., Granoff, M., Mouikis, C., Popecki, M., Vosbury, M., Klecker, B., Hovestadt, D., Kucharek, H., Kuenneth, E., Paschmann, G., Scholer, M., Sckopke, N., Seidenschwang, E., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Ingraham, C., Lin, R. P., McFadden, J. P., Parks, G. K., Phan, T., Formisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Bruno, R., Chionchio, G., di Lellis, A., Marcucci, M. F., Pallocchia, G., Korth, A., Daly, P. W., Graeve, B., Rosenbauer, H., Vasyliunas, V., McCarthy, M., Wilber, M., Eliasson, L., Lundin, R., Olsen, S., Shelley, E. G., Fuselier, S., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Escoubet, C. P., Balsiger, H., Friedel, R., Cao, J., Kovrakhkin, R. A., Papamastorakis, I., Pellat, R., Scudder, J., and Sonnerup, B. (2001). First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment. *Annales Geophysicae*, **19**, 1303–1354.
- [144] Roberts, C. S. and Buchsbaum, S. J. (1964). Motion of a Charged Particle in a Constant Magnetic Field and a Transverse Electromagnetic Wave Propagating along the Field. *Physical Review*, **135**, 381–389.
- [145] Romanov, S. A., Smirnov, V. N., and Vaisberg, O. L. (1978). Nature of solar wind interaction with Venus. *Kosmicheskie Issledovaniia*, **16**, 746–756.
- [146] Rong, Z. J., Wan, W. X., Shen, C., Li, X., Dunlop, M. W., Petrukovich, A. A., Hau, L.-N., Zhang, T. L., Rème, H., Du, A. M., and Lucek, E. (2012). Profile of strong magnetic field B_y component in magnetotail current sheets. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **117**, 6216.
- [147] Roth, M., de Keyser, J., and Kuznetsova, M. M. (1996). Vlasov Theory of the Equilibrium Structure of Tangential Discontinuities in Space Plasmas. *Space Science Reviews*, **76**, 251–317.

- [148] Runov, A., Sergeev, V. A., Baumjohann, W., Nakamura, R., Apatenkov, S., Asano, Y., Volwerk, M., Vörös, Z., Zhang, T. L., Petrukovich, A., Balogh, A., Sauvaud, J., Klecker, B., and Rème, H. (2005). Electric current and magnetic field geometry in flapping magnetotail current sheets. *Annales Geophysicae*, **23**, 1391–1403.
- [149] Runov, A., Sergeev, V. A., Nakamura, R., Baumjohann, W., Zhang, T. L., Asano, Y., Volwerk, M., Vörös, Z., Balogh, A., and Rème, H. (2005). Reconstruction of the magnetotail current sheet structure using multi-point Cluster measurements. *Plan. Sp. Sci.*, **53**, 237–243.
- [150] Runov, A., Sergeev, V. A., Nakamura, R., Baumjohann, W., Apatenkov, S., Asano, Y., Takada, T., Volwerk, M., Vörös, Z., Zhang, T. L., Sauvaud, J., Rème, H., and Balogh, A. (2006). Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations. *Annales Geophysicae*, **24**, 247–262.
- [151] Runov, A., Angelopoulos, V., Sitnov, M. I., Sergeev, V. A., Bonnell, J., McFadden, J. P., Larson, D., Glassmeier, K.-H., and Auster, U. (2009). THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, 14106.
- [152] Russell, C. T., Luhmann, J. G., Elphic, R. C., and Scarf, F. L. (1981). The distant bow shock and magnetotail of Venus - Magnetic field and plasma wave observations. *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 843–846.
- [153] Saunders, M. A. and Russell, C. T. (1986). Average dimension and magnetic structure of the distant Venus magnetotail. *J. Geophys. Res.*, **91**, 5589–5604.
- [154] Schindler, K. (2006). *Physics of Space Plasma Activity*. Cambridge University Press.
- [155] Schindler, K. and Birn, J. (2002). Models of two-dimensional embedded thin current sheets from Vlasov theory. *J. Geophys. Res.*, **107**, 1193–+.
- [156] Schindler, K., Birn, J., and Hesse, M. (2012). Kinetic model of electric potentials in localized collisionless plasma structures under steady quasi-gyrotropic conditions. *Physics of Plasmas*, **19**(8), 082904.
- [157] Selesnick, R. S. (1990). Plasma convection in Neptune's magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1681–1684.

- [158] Sergeev, V., Runov, A., Baumjohann, W., Nakamura, R., Zhang, T. L., Balogh, A., Louarn, P., Sauvaud, J., and Reme, H. (2004). Orientation and propagation of current sheet oscillations. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, 5807–+.
- [159] Shafranov, V. D. (1958). On Magnetohydrodynamical Equilibrium Configurations. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **6**, 545.
- [160] Shafranov, V. D. (1999). . Wiley; 1 ed.
- [161] Shaikhislamov, I. F., Antonov, V. M., Zakharov, Y. P., Boyarintsev, E. L., Melekhov, A. V., Posukh, V. G., and Ponomarenko, A. G. (2009). Laboratory simulation of field aligned currents in an experiment on laser-produced plasma interacting with a magnetic dipole. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **51**(10), 105 005.
- [162] Shi, B. (2008). Simple semi-analytic toroidally axisymmetric equilibria with natural D-shape separatrix. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **50**(8), 085 006.
- [163] Shkarofsky, I. P., Johnston, T. W., and Bachynski, M. P. (1966). *The particle kinetic of plasmas*. Addison-wesley Publishing company.
- [164] Siscoe, G. L. (1971). Two magnetic tail models for ‘Uranus’. *Plan. Sp. Sci.*, **19**, 483.
- [165] Siscoe, G. L. (1975). Particle and field environment of Uranus. *ICARUS*, **24**, 311–324.
- [166] Sitnov, M. I., Zelenyi, L. M., Malova, H. V., and Sharma, A. S. (2000). Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: Self-consistent kinetic theory. *J. Geophys. Res.*, **105**, 13 029–13 044.
- [167] Sitnov, M. I., Swisdak, M., Guzdar, P. N., and Runov, A. (2006). Structure and dynamics of a new class of thin current sheets. *J. Geophys. Res.*, **111**, 8204–+.
- [168] Slavin, J. A., Elphic, R. C., Russell, C. T., Wolfe, J. H., and Intriligator, D. S. (1979). Position and shape of the Venus bow shock - Pioneer Venus Orbiter observations. *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 901–904.
- [169] Slavin, J. A., Smith, E. J., and Intriligator, D. S. (1984). A comparative study of distant magnetotail structure at Venus and earth. *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 1074–1077.

- [170] Slavin, J. A., Intriligator, D. S., and Smith, E. J. (1989). Pioneer Venus Orbiter magnetic field and plasma observations in the Venus magnetotail. *J. Geophys. Res.*, **94**, 2383–2398.
- [171] Smith, E. J., Davis, Jr., L., Jones, D. E., Coleman, Jr., P. J., Colburn, D. S., Dyal, P., Sonett, C. P., and Frandsen, A. M. A. (1974). The planetary magnetic field and magnetosphere of Jupiter: Pioneer 10. *J. Geophys. Res.*, **79**, 3501.
- [172] Solov'ev, L. S. (1968). The Theory of Hydromagnetic Stability of Toroidal Plasma Configurations. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **26**, 400.
- [173] Sonnerup, B. U. Ö. and Cahill, Jr., L. J. (1968). Explorer 12 observations of the magnetopause current layer. *J. Geophys. Res.*, **73**, 1757.
- [174] Sonnerup, B. U. Ö. and Su, S.-Y. (1967). Large Amplitude Whistler Waves in a Hot Collision-Free Plasma. *Physics of Fluids*, **10**, 462–464.
- [175] Speiser, T. W. (1965). Particle Trajectories in Model Current Sheets, 1, Analytical Solutions. *J. Geophys. Res.*, **70**, 4219–4226.
- [176] Speiser, T. W. (1967). Particle Trajectories in Model Current Sheets, 2, Applications to Auroras Using a Geomagnetic Tail Model. *J. Geophys. Res.*, **72**, 3919–3932.
- [177] Speiser, T. W. and Ness, N. F. (1967). The neutral sheet in the geomagnetic tail: Its motion, equivalent currents, and field line connection through it. *J. Geophys. Res.*, **72**, 131–141.
- [178] Spennier, K., Knudsen, W. C., Miller, K. L., Novak, V., Russell, C. T., and Elphic, R. C. (1980). Observation of the Venus mantle, the boundary region between solar wind and ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **85**, 7655–7662.
- [179] Spreiter, J. R. and Alksne, A. Y. (1969). Plasma flow around the magnetosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **7**, 11–50.
- [180] Spreiter, J. R., Summers, A. L., and Alksne, A. Y. (1966). Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Plan. Sp. Sci.*, **14**, 223.

- [181] Taktakishvili, A., Lopez, R. E., Zelenyi, L., Greco, A., Zimbardo, G., and Veltri, P. (2003). Ion dynamics in the magnetotail current sheet: opposite effects of magnetic turbulence and normal component. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **65**, 315–322.
- [182] Taylor, H. A., Brinton, H. C., Bauer, S. J., Hartle, R. E., Cloutier, P. A., and Daniell, R. E. (1980). Global observations of the composition and dynamics of the ionosphere of Venus - Implications for the solar wind interaction. *J. Geophys. Res.*, **85**, 7765–7777.
- [183] Titov, D. V., Svedhem, H., McCoy, D., Lebreton, J.-P., Barabash, S., Bertaux, J.-L., Drossart, P., Formisano, V., Haeusler, B., Koralev, O. I., Markiewicz, W., Neveance, D., Petzold, M., Piccioni, G., Zhang, T. L., Taylor, F. W., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Warhaut, M., Acomazzo, A., Rodrigues-Cannabal, J., Fabrega, J., Schirrmann, T., Clochet, A., and Coradini, M. (2006). Venus Express: Scientific goals, instrumentation, and scenario of the mission. *Cosmic Research*, **44**, 334–348.
- [184] Vainchtein, D. L., Büchner, J., Neishtadt, A. I., and Zelenyi, L. M. (2005). Quasiadiabatic description of nonlinear particle dynamics in typical magnetotail configurations. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **12**, 101–115.
- [185] Vaisberg, O., Smirnov, V., Fedorov, A. O., Avanov, L., Dunjushkin, F., Luhmann, J. G., and Russell, C. T. (1994). Structure of the Venus tail. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, **84**, 207–220.
- [186] Vaisberg, O. L. and Zelenyi, L. M. (1984). Formation of the plasma mantle in the Venusian magnetosphere. *ICARUS*, **58**, 412–430.
- [187] Vasko, I. Y. and Popov, V. Y. (2012). The kinetic model of the two dimensional cylindrical current sheet. *Moscow University Physics Bulletin*, **67**, 37–42.
- [188] Vasko, I. Y., Artemyev, A. V., Popov, V. Y., and Malova, H. V. (2013). Kinetic models of two-dimensional plane and axially symmetric current sheets: Group theory approach. *Physics of Plasmas*, **20**(2), 022 110.
- [189] Vasko, I. Y., Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., Nakamura, R., and Zelenyi, L. M. (2014). The structure of strongly tilted current sheets in the Earth magnetotail. *Annales Geophysicae*.

- [190] Verigin, M. I., Gringauz, K. I., Gombosi, T., Breus, T. K., Bezrukikh, V. V., Remizov, A. P., and Volkov, G. I. (1978). Plasma near Venus from the Venera 9 and 10 wide-angle analyzer data. *J. Geophys. Res.*, **83**, 3721–3728.
- [191] Voigt, G.-H. (1986). Field line twist and field-aligned currents in an axially symmetric equilibrium magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **91**, 10 995–11 002.
- [192] Voigt, G.-H. and Ness, N. F. (1990). The magnetosphere of Neptune - Its response to daily rotation. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1705–1708.
- [193] Voigt, G.-H., Behannon, K. W., and Ness, N. F. (1987). Magnetic field and current structures in the magnetosphere of Uranus. *J. Geophys. Res.*, **92**, 15 337–15 346.
- [194] Voigt, G.-H., H. T. D. A. (1983). The magnetosphere of Uranus: plasma sources, convection and field configuration. *Astr. Jour.*, **266**, 390–401.
- [195] Voronina, V. A. and Kan, J. R. (1993). A kinetic model of the plasma sheet - Isotropic nonuniform plasma temperature. *J. Geophys. Res.*, **98**, 13 395.
- [196] White, R. L. and Hazeltine, R. D. (2009). Symmetry analysis of the Grad-Shafranov equation. *Physics of Plasmas*, **16**(12), 123 101.
- [197] Yamada, M., Kulsrud, R., and Ji, H. (2010). Magnetic reconnection. *Reviews of Modern Physics*, **82**, 603–664.
- [198] Yoon, P. H. and Lui, A. T. Y. (2004). Model of ion- or electron-dominated current sheet. *J. Geophys. Res.*, **109**, 11 213–+.
- [199] Yoon, P. H. and Lui, A. T. Y. (2005). A class of exact two-dimensional kinetic current sheet equilibria. *J. Geophys. Res.*, **110**, 1202–+.
- [200] Zelenyi, L. M. and Krasnoselskikh, V. V. (1979). Relativistic Modes of Tearing Instability in a Background Plasma. *Soviet Astr.*, **23**, 460.
- [201] Zelenyi, L. M. and Milovanov, A. V. (1992). Applications of Lie Groups to the Equilibrium Theory of Cylindrically Symmetric Magnetic Flux Tubes. *Soviet Astr.*, **36**, 74.

- [202] Zelenyi, L. M. and Vaisberg, O. L. (1982). Formation of a plasma mantle in the Venus magnetosphere. *Kosmicheskie Issledovaniia*, **20**, 604–619.
- [203] Zelenyi, L. M., Lipatov, A. S., Lominadze, D. G., and Taktakishvili, A. L. (1984). The dynamics of the energetic proton bursts in the course of the magnetic field topology reconstruction in the earth's magnetotail. *Plan. Sp. Sci.*, **32**, 313–324.
- [204] Zelenyi, L. M., Lominadze, J. G., and Taktakishvili, A. L. (1990). Generation of the energetic proton and electron bursts in planetary magnetotails. *J. Geophys. Res.*, **95**, 3883–3891.
- [205] Zelenyi, L. M., Sitnov, M. I., Malova, H. V., and Sharma, A. S. (2000). Thin and superthin ion current sheets. Quasi-adiabatic and nonadiabatic models. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **7**, 127–139.
- [206] Zelenyi, L. M., Delcourt, D. C., Malova, H. V., and Sharma, A. S. (2002). “Aging” of the magnetotail thin current sheets. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(12), 1608.
- [207] Zelenyi, L. M., Malova, H. V., Popov, V. Y., Delcourt, D., and Sharma, A. S. (2004). Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **11**, 579–587.
- [208] Zelenyi, L. M., Malova, H. V., Popov, V. Y., Delcourt, D. C., Ganushkina, N. Y., and Sharma, A. S. (2006). “Matreshka” model of multilayered current sheet. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, 5105–+.
- [209] Zelenyi, L. M., Artemyev, A. V., and Petrukovich, A. A. (2010). Earthward electric field in the magnetotail: Cluster observations and theoretical estimates. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, 6105–+.
- [210] Zelenyi, L. M., Rybalko, S. D., Artemyev, A. V., Petrukovich, A. A., and Zimbardo, G. (2011). Charged particle acceleration by intermittent electromagnetic turbulence. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L17110.
- [211] Zhang (2013). Physics of induced magnetosphere. In *International Venus Workshop: Abstract List*, page 5.

- [212] Zhang, T.-L., Luhmann, J. G., and Russell, C. T. (1990). The solar cycle dependence of the location and shape of the Venus bow shock. *J. Geophys. Res.*, **95**, 14 961–14 967.
- [213] Zhang, T. L., Luhmann, J. G., and Russell, C. T. (1991). The magnetic barrier at Venus. *J. Geophys. Res.*, **96**, 11 145.
- [214] Zhang, T. L., Baumjohann, W., Nakamura, R., Balogh, A., and Glassmeier, K. (2002). A wavy twisted neutral sheet observed by CLUSTER. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(19), 190 000–+.
- [215] Zhang, T. L., Nakamura, R., Volwerk, M., Runov, A., Baumjohann, W., Eichelberger, H. U., Carr, C., Balogh, A., Sergeev, V., Shi, J. K., and Fornacon, K. (2005). Double Star/Cluster observation of neutral sheet oscillations on 5 August 2004. *Annales Geophysicae*, **23**, 2909–2914.
- [216] Zhang, T. L., Baumjohann, W., Du, J., Nakamura, R., Jarvinen, R., Kallio, E., Du, A. M., Balikhin, M., Luhmann, J. G., and Russell, C. T. (2010). Hemispheric asymmetry of the magnetic field wrapping pattern in the Venusian magnetotail. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, 14 202.
- [217] Zhang, T. L., Lu, Q. M., Baumjohann, W., Russell, C. T., Fedorov, A., Barabash, S., Coates, A. J., Du, A. M., Cao, J. B., Nakamura, R., Teh, W. L., Wang, R. S., Dou, X. K., Wang, S., Glassmeier, K. H., Auster, H. U., and Balikhin, M. (2012). Magnetic Reconnection in the Near Venusian Magnetotail. *Science*, **336**, 567–.
- [218] Zhigulev, V. N. and Romishevskii, E. A. (1960). Concerning the Interaction of Currents Flowing in a Conducting Medium with the Earth's Magnetic Field. *Soviet Physics Doklady*, **4**, 859.
- [219] Zhou, X., Angelopoulos, V., Runov, A., Sitnov, M. I., Coroniti, F., Pritchett, P., Pu, Z. Y., Zong, Q., McFadden, J. P., Larson, D., and Glassmeier, K. (2009). Thin current sheet in the substorm late growth phase: Modeling of THEMIS observations. *J. Geophys. Res.*, **114**, 3223–+.
- [220] Zimbardo, G. (1989). A self-consistent picture of Jupiter's nightside magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **94**, 8707–8719.