

Кислов Роман Анатольевич

СТАЦИОНАРНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ В ГЕЛИОСФЕРЕ

Специальность 01.03.03.
“физика Солнца”

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2020

Работа выполнена в Институте космических исследований Российской академии наук

Научные руководители:

Малова Хельми Витальевна, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ИКИ РАН

Хабарова Ольга Валерьевна, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ИЗМИРАН

Официальные оппоненты:

Семёнов Владимир Семёнович, д.ф.-м.н., профессор, заведующий лабораторией физики магнитосферы, Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ), отдел Физики Земли, НИИ Физики, Санкт-Петербург, Россия

Флейшман Григорий Давидович, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Ведущая организация:

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Защита состоится 3 ноября 2020 года на заседании диссертационного совета Д 002.113.03 на базе Института космических исследований Российской академии наук по адресу: 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная 84/32.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИКИ РАН.

Автореферат разослан « » 2020 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета

кандидат физико-математических наук



Цупко О. Ю.

Общая характеристика работы

Диссертационное исследование посвящено изучению крупномасштабных токовых слоёв в солнечном ветре с помощью аналитического моделирования в приближении одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД). Построено три двумерные аналитические самоогласованные модели осесимметричного стационарного течения плазмы в солнечном ветре. Первая модель применима для описания системы гелиосферного токового слоя (ГТС) и окружающего его гелиосферного плазменного слоя (ГПС), ограниченного магнитными сепаратрисами, отделяющими область ГПС с замкнутыми линиями магнитного поля от солнечного ветра с открытыми линиями магнитного поля. Вторая модель может использоваться для описания средне- и низкоширотной гелиосферы с открытыми силовыми линиями магнитного поля и несколькими крупномасштабными токовыми слоями, расположенными на разных гелиоширотах. Третья модель описывает полярные конусообразные токовые слои, недавно обнаруженные в высокоширотной гелиосфере по данным космического аппарата *Ulysses*.

Актуальность темы исследования. Токовые слои представляют собой листообразные магнитоплазменные структуры, внутри которых имеется локальный максимум плотности тока и, как правило, происходит смена полярности одной или нескольких компонент магнитного поля. В солнечном ветре они формируются на сильных МГД разрывах (например, на границах высокоскоростных потоков) или в областях резкой смены направления межпланетного магнитного поля (ММП). Одним из самых стабильных и известных крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере является гелиосферный токовый слой, который в первом приближении можно считать солнечным магнитным экватором, вытянувшимся в солнечный ветер. ГТС окружен более широким гелиосферным плазменным слоем (ГПС), по аналогии с плазменным слоем хвоста магнитосферы. Несмотря на то, что исследованиям характеристик и динамики токовых слоёв посвящено много наблюдательных и теоретических работ, МГД моделирование токовых слоёв в гелиосфере значительно отстаёт от рассмотрения этих объектов в кинетическом приближении. До исследований, обсуждаемых в диссертации, самосогласованных МГД моделей крупномасштабных токовых слоёв гелиосферы не было.

МГД модели солнечного ветра и межпланетного магнитного поля разрабатывались начиная с середины XX века. Однако в начале XXI в. ни одна модель не могла вполне корректно предсказать величину межпланетного магнитного поля (ММП) на орбите Земли или добиться одновременного согласия с наблюдениями на орбите Земли и за её пределами. Это относится не только к МГД моделям, обобщающим классическую модель Паркера [Parker

1958], но и к современным полуэмпирическим моделям: например, WSA (по именам основных авторов – Wang, Sheeley, Arge) и ENLIL (названа в честь шумерского бога бурь), которые используются в прогнозировании космической погоды (см., например, в работе [Wold et al. 2018]). Помимо проблемы расхождения наблюдаемых и предсказанных значений модуля ММП, существует проблема несоответствия ожидаемой и наблюдаемой зависимости ММП от гелиоцентрического расстояния, т.к. поведение радиальной компоненты ММП не подчиняется ожидаемому закону спада r^{-2} [Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013]. Поскольку большинство космических аппаратов проводят измерения вблизи плоскости эклиптики, отклонения от результатов моделирования могут объясняться влиянием токовых слоёв на характеристики ММП на нижних гелиоширотах. До 2015 г. МГД-моделирование структуры ГПС и ГТС как единой системы не производилось. Многие модели второй половины XX века, которые принято считать “моделями ГТС”, в действительности просто описывают солнечный ветер с узким разрывом - нейтральной поверхностью ММП, на которой может быть пик плотности тока, по своей ширине не соответствующий ни ГТС, ни ГПС. В этих работах внимание уделяется лишь положению в пространстве и крупномасштабной форме нейтральной поверхности ГТС (например, [Schatten 1972; Pizzo 1994]). В более поздних работах структура ГПС и ГТС также не являлась целью исследования и была нужна лишь для задания начального условия, потому рассматривалась упрощённо [Usmanov et al. 2012; Reville et al. 2015]. В силу вышесказанного, МГД моделирование внутренней структуры ГПС и связанных с ней явлений (**Задача I**) является актуальной задачей солнечно-земной физики.

Современные наблюдения фотосферных магнитных полей показывают, что помимо главного гелиомагнитного экватора, на Солнце также существуют крупномасштабные долгоживущие нейтральные линии или сепаратрисы, разделяющие магнитные поля разного направления [Edmondson et al. 2010; Titov et al. 2012]. Обычно эти особенности интерпретируются как локальные токовые слои. Между тем, при переходе к солнечному ветру в большинстве случаев считается, крупномасштабный токовый слой всегда один, а именно, - ГТС, вытягивающийся из магнитного экватора. Так, например, в работе [Mikić et al. 1999] был рассмотрен период времени, когда на Солнце было заведомо более одной нейтральной линии магнитного поля. Однако в модели, объясняющей наличие высокоширотных пересечений секторов ММП аппаратом Ulysses, учтён только один ГТС (см. серую часть **Рисунка 1a**). Траектория Ulysses показана на **Рисунке 1a** во вращающейся системе отсчёта, серым и чёрным цветами обозначена полярность ММП. [Mikić et al. 1999] объясняли эффект множественных пересечений токовых слоёв много выше эклиптики существенной волнистостью ГТС. Однако очевидно, что складчатость ГТС в таком случае должна быть гораздо больше, если следовать

интерпретации, предложенной [Mikić et al. 1999] (т.е. ГТС должен иметь складки в десятки градусов высотой и всего лишь несколько градусов шириной, что маловероятно). Кроме того, данный эффект сложно объяснить кратковременными локальными процессами, т.к. длительность пересечения зон изменённой полярности составляет несколько суток.

Между тем, наблюдаемую картину легко объяснить, предположив наличие на средних гелиоширотах крупномасштабных токовых слоёв, вытягивающихся из неэкваториальных нейтральных линий на Солнце, как показано на **Рисунке 16**. В этом случае не требуется значительной деформации токового слоя, чтобы получить наблюдаемые изменения полярности вдоль траектории аппарата. Очевидно, что построение и развитие моделей токовых слоёв солнечного происхождения (**Задача II**) открывает широкие возможности для интерпретации наблюдений.

Третий тип токовых слоёв, изучаемых в диссертационном исследовании – полярные конические токовые слои. В работе [Khabarova et al. 2017] впервые было доказано наличие неплоских токовых слоёв на высоких гелиоширотах. На основании данных космического

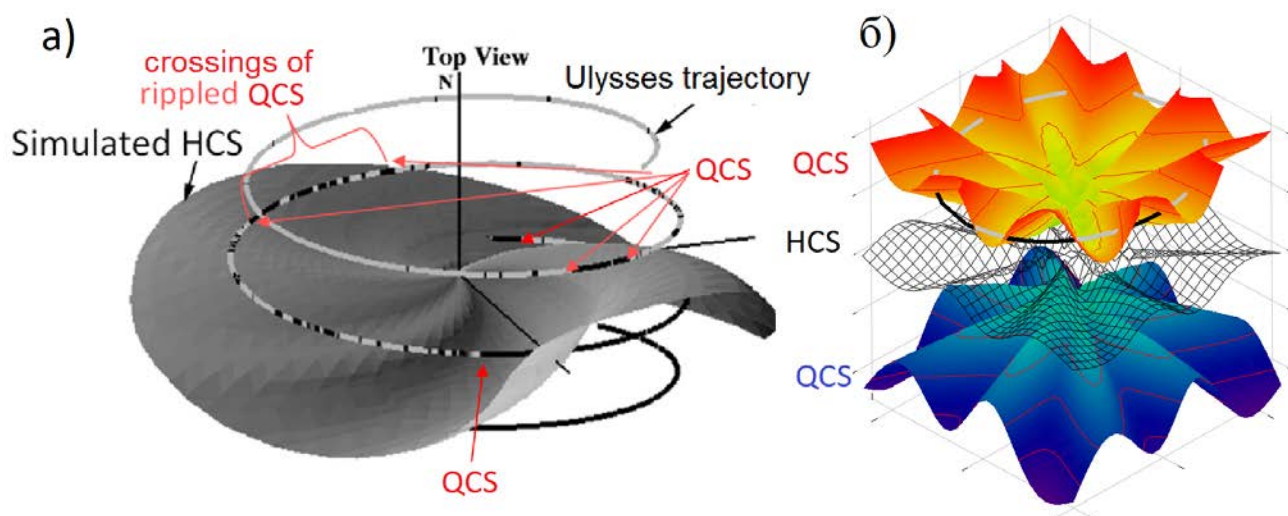


Рисунок 1. Токовые слои в солнечном ветре. а) Знак ММП по данным Ulysses и форма ГТС по результатам полуэмпирической модели. Пересечения складок дополнительных СТС расположены здесь выше ГТС. Адаптировано из рис. 2а, [Mikić et al. 1999]. б) Полученные автором диссертации решения, промодулированные синусами азимутального угла (случай слабозмущенного солнечного ветра). Изображены складчатые токовые слои (выше и ниже эклиптики), низкоширотный ГТС и часть витка траектории аппарата, пересекающего складки одного из слоёв. Цвет траектории соответствует знаку ММП. Адаптировано из работ с участием автора, [Kislov et al. 2019; Maiewski et al. 2020].

аппарата Ulysses найдены долгоживущие токовые слои конической (или цилиндрической) формы над полюсом Солнца. Они возникают в годы минимумов солнечной активности внутри корональных дыр и поддерживаются сильным магнитным полем, закрученным на манер торнадо, простираясь до нескольких а.е. Внутри высокоширотных конических токовых слоев потоки плазмы медленнее и плотнее, чем снаружи, причем, основной токовый слой содержит вторичные токовые слои, вложенные в него на манер матрёшки. Изучение свойств полярных токовых слоёв затруднено в связи с тем, что Ulysses был единственным аппаратом, имевшим орбиту, практически перпендикулярную плоскости эклиптики. В связи с этим необходимы теоретические исследования конических токовых слоёв. Актуальность построения модели конического высокоширотного токового слоя (**Задача III**) обусловлена новизной изучаемого явления.

Таким образом, изучение характеристик ГТС, ГПС и других крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере с помощью построения МГД моделей – важная для теоретической и наблюдательной физики задача, решение которой является частью общего процесса познания физики солнечного ветра и гелиосферы.

Степень разработанности темы исследования.

Задача I: Как отмечалось выше, в работах по моделированию ГТС сама структура рассматривалась как тонкий разрыв, а её связь с ГПС ни изучалась вовсе. В модели, построенной в диссертационном исследовании, ГТС-ГПС рассматривается как взаимосвязанная система; изучаются её характеристики в пространстве; выводятся уравнения, позволяющие предсказывать поведение ключевых параметров плазмы и ММП; впервые показывается, что граница ГПС также представляет собой токовые слои.

Задача II: В литературе встречается некоторое количество работ, в которых построены модели гелиосферы с более чем одним крупномасштабным токовым слоем. Полный список соответствующих аналитических (не полуэмпирических) моделей: [Levine et al. 1982; Smith, Bieber 1991, Banaszkiewicz et al. 1998; Bravo, Gonzalez-Esparza 2000; Reville et al. 2015; Маевский и др. 2018a; Kislov et al. 2019; Maiewski et al. 2020]. Следует отметить, что большинство перечисленных выше моделей не являются самосогласованными. Первые самосогласованные модели, изучающие гелиосферу с несколькими крупномасштабными токовыми слоями, написаны с участием автора диссертации [Маевский и др. 2018a; Kislov et al. 2019; Maiewski et al. 2020]. При этом единственная предшествующая им самосогласованная модель [Reville et al. 2015] была нацелена на изучение потерь момента импульса Солнцем при различных геометриях его магнитного поля, описывала солнечный ветер вблизи Солнца и не

рассматривала токовые слои как объект исследования.

Задача III: Данная тема в применении к гелиосфере ранее никем не разрабатывалась, построенных моделей не существовало.

Цели и задачи. Цель работы – развить метод магнитных потоков для несамopodobных осесимметричных течений, построить с его использованием модель осесимметричного стационарного течения, применимого к описанию солнечного ветра. На этой основе строятся самосогласованные модели крупномасштабных токовых слоёв, составляющих гелиосферную токовую цепь на низких и высоких гелиоширотах.

Работа разделена на следующие задачи, каждая из которых соответствует отдельной главе диссертации:

Задача I: Построить модель гелиосферного плазменного слоя с тонким гелиосферным токовым слоем внутри.

Задача II: Построить модель, в которой гелиосферный токовый слой – не единственный крупномасштабный долгоживущий токовый слой в гелиосфере.

Задача III: Построить модель полярных токовых слоёв в гелиосфере.

При решении поставленных задач удаётся описать токовые слои, составляющие различные части гелиосферной токовой цепи. Сами задачи разбиты на подзадачи, связанные с конкретным способом решения. Сами полученные в задачах I-III решения являются развитием метода магнитных потоков.

Научная новизна. Как отмечалось выше, системы ГТС-ГПС (**Задача I**) ранее не были рассмотрены и изучены с помощью самосогласованных МГД моделей. Автором впервые была построена самосогласованная модель множественных токовых слоёв солнечного происхождения в гелиосфере (**Задача II**). **Задача III**, связанная с построением модели высокоширотного конического токового слоя в гелиосфере, ранее никем не ставилась, не решалась и является абсолютно уникальной.

С использованием метода магнитных потоков получен новый класс решений для осесимметричного стационарного течения солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. В рамках модели плотность плазмы, полоидальное альфвеновское число Маха, компоненты магнитного поля и остальные величины, которые входят в систему идеальной МГД, зависят от радиуса и от магнитного потока, чего ранее не было ни в одной модели. В предшествующих исследованиях при применении метода магнитных потоков в гелиосфере встречаются лишь

зависимости от одной из указанных переменных.

Теоретическая и практическая значимость работы. В работе построена двумерная модель осесимметричного стационарного течения плазмы на основе метода магнитных потоков в приложении к солнечному ветру. Получен ряд результатов, касающихся числа, положения в пространстве и внутреннего строения крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере. Часть решений допускает наличие ранее неизвестных магнитоплазменных структур в гелиосфере. Теоретически изучено внутреннее строение гелиосферного плазменного слоя на различных гелиоцентрических расстояниях, число и положение в пространстве стационарных токовых слоёв солнечного происхождения в гелиосфере в зависимости от условий вблизи Солнца, а также изучены свойства полярных токовых слоёв.

Результаты, полученные в диссертационной работе, могут быть полезны для развития метода магнитных потоков. Построенные модели могут использоваться в солнечно-земной физике как самостоятельно, так и в качестве основы для моделей других типов, в которых их можно использовать для описания фоновой плазмы и ММП.

С токовыми слоями в гелиосфере связаны разнообразные физические процессы, такие как магнитное пересоединение, в результате которого формируются вторичные токовые слои и магнитные острова, ускоряются частицы. Токовые слои оказывают влияние на распространение солнечных энергичных частиц и галактических космических лучей. Вблизи оснований полярных токовых слоёв на Солнце могут образовываться магнитные вихри, двойные токовые слои и происходить ускорение частиц корональными джетами. Таким образом, знание основных характеристик токовых слоёв солнечного происхождения и их расположения в гелиосфере позволит улучшить качество интерпретации наблюдений и постановки задач для численного моделирования соответствующих динамических процессов.

В целом, полученные результаты и построенные модели важны:

- Для понимания строения гелиосферы и её токовой системы. Результаты могут быть использованы специалистами по физике космической плазмы, Солнца, астрофизиками, специалистами по физике солнечно-земных связей и космической погоде.
- Для интерпретации наблюдений токовых слоёв на различных гелиоширотах и расстояниях от Солнца.

Методология и методы исследования. При моделировании токовых слоёв использовался метод магнитных потоков, часто применяемый в астрофизике при описании осесимметричных стационарных течений [Бескин 2006], но малоизвестный в физике гелиосферы. Согласно

данному методу, сначала вводятся в рассмотрение функции магнитного потока и потока массы. Можно показать, что всюду кроме областей, где модуль полоидальной составляющей магнитного поля равен нулю, функция потока массы является однозначной функцией магнитного потока. Далее предполагается, что большинство величин, входящих в уравнения модели, зависят от одной из функций потока и одной пространственной переменной (например, радиуса r). Затем должны быть определены интегралы, зависящие от магнитного потока, через которые в комбинации с пространственными переменными можно в явном виде выразить производные магнитного потока. При построении моделей по **Задачам I-III**, предполагалось, что полоидальное альфвеновское число Маха и плотность плазмы зависят от магнитного потока и от r . Ранее в литературе при применении данного метода использовалось менее общее предположение о том, что течение плазмы является самоподобным, т.е. таким, что указанные функции зависят только от магнитного потока.

В работе учитывалось, что ГТС может рассматриваться как часть глобальной гелиосферной токовой цепи, идея существования которой принадлежит Альфвену

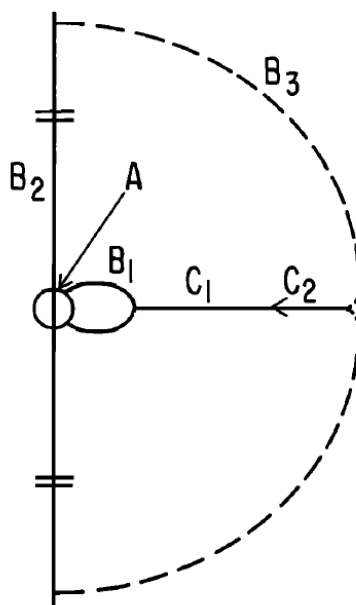


Рисунок 2. Гелиосферная токовая цепь, согласно представлениям [Alfvén 1977]. Солнце действует как униполярный индуктор (A), создавая ток, текущий вдоль оси (B_2) и возвращающийся вдоль экватора (C_2-C_1) и линий магнитного поля B_1 . Ток замыкается на больших расстояниях предположительно на границе гелиосферы (B_3). В окрестностях точки C_1 магнитное поле в целом радиально, вблизи C_2 в целом азимутально. В области B_1 магнитное поле имеет дипольную форму. Параллельные штрихи символически обозначают двойные токовые слои в полярной гелиосфере.

[Alfven 1977]. В работе [Alfven 1977] Солнце рассматривается как униполярный индуктор, создающий разность потенциалов между различными линиями магнитного поля. По ним ток вытекает из полярных областей Солнца и замыкается через границы гелиосферы и через ГТС на низкие гелиошироты. В зависимости от направления магнитного диполя Солнца, ток может течь и в обратном направлении (см. **Рисунок 2**). Замкнутая токовая система будет приводить к появлению дополнительного азимутального магнитного поля B_ϕ , не связанного с закручиванием силовых линий из-за вращения плазмы. Точная структура гелиосферной цепи зависит от движений плазмы в солнечной атмосфере, которая играет роль униполярного индуктора, а также от процессов на границе гелиосферы. Многочисленные модели солнечного ветра с экваториальным ГТС имеют дело лишь с областью C_1-C_2 (см. **Рисунок 2**). В диссертационном исследовании построены модели областей C_1-C_2 и B_2 .

Положения, выносимые на защиту

1. В рамках метода магнитных потоков построена МГД модель для описания крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере; впервые получены и исследованы самосогласованные решения уравнений магнитного и плазменного равновесий для несамоподобных течений, где альфвеновское число Маха и плотность плазмы зависят как от радиального расстояния от Солнца, так и от функции магнитного потока. Развита метод магнитных потоков, часто используемый при моделировании нерелятивистских осесимметричных стационарных течений плазмы в магнитном поле при помощи уравнения Грэда-Шафранова.
2. Результаты моделирования показали, что гелиосферный плазменный слой может быть ограничен магнитными сепаратрисами, разделяющими открытые и замкнутые линии межпланетного магнитного поля; на сепаратрисах могут располагаться нейтральные поверхности магнитного поля и токовые слои. Построенная модель качественно согласуется с наблюдениями.
3. В рамках самосогласованной МГД модели показано, что наряду с гелиосферным токовым слоем возможно формирование других крупномасштабных токовых слоёв на средних и высоких гелиоширотах; впервые изучена зависимость числа и положения крупномасштабных токовых слоёв от вкладов в магнитный поток дипольной, квадрупольной и октупольной гармоник магнитного поля Солнца.
4. Построена и исследована модель крупномасштабного высокоширотного токового слоя в

полярной гелиосфере внутри потока из корональной дыры. Показано, что такие слои могут иметь коническую форму, характеризуются провалом скорости на фоне окружающего быстрого солнечного ветра, а также локальным снижением плазменного бета. Модель позволила интерпретировать результаты наблюдений космического аппарата Ulysses и описать конические токовые слои (КТС) в высокоширотной гелиосфере.

Степень достоверности и апробация результатов. Высокая степень достоверности полученных результатов обеспечивается публикациями в реферируемых журналах, входящих в список ВАК. Из них 6 публикаций – в высокорейтинговых журналах первого квартиля (Q1). Кроме этого, достоверность результатов подтверждается использованием общепринятых методов теоретической физики и астрофизики, которые уже применялись ранее в упрощённом виде. Результаты диссертационной работы были представлены на 28 конференциях и симпозиумах, начиная с 2014 года, включая 13 международных, 5 раз доложены на семинаре ИЗМИРАН (руководитель семинара – проф. Д. Д. Соколов): сентябрь 2015, март 2017, январь 2019, два раза в ноябре 2019 (оба доклада - по материалам кандидатской диссертации). По итогам двух выступлений 2019 года было получено одобрение участников семинара. В мае 2015 года состоялось выступление по следам находящейся в то время в печати работы [Kislov et al. 2015] в ГАИШ МГУ на семинаре “Плазменная астрофизика и Физика Солнца” под руководством проф. Б. В. Сомова. В ИКИ РАН автор неоднократно докладывал свои результаты на НТС отдела Физики космической плазмы, начиная с 2013г.

Содержание работы.

Во введении определены основные изучаемые объекты, кратко сформулированы имеющиеся представления о них и поставлены задачи, которые решены в настоящей диссертации. Далее сформулированы актуальность темы диссертационного исследования, степень разработанности выбранной темы, перечислены цели и задачи работы, объяснено, в чём заключаются научная новизна, значимость. Далее кратко охарактеризованы использованные методы исследования, перечислены выносимые на защиту положения. После этого приведена формальная информация об апробации результатов, публикациях, докладах и личном вкладе автора.

В главе 1 содержатся уравнения и основные предположения, на которых базируются модели гелиосферного плазменного слоя, гелиосферы с более чем одним крупномасштабным токовым слоем и высокоширотных конусообразных токовых слоёв. Во второй части главы проведено

сравнение с наиболее близкими по методике работами. Сформулировано, в чём заключается уникальность построенных моделей с методологической точки зрения: метод магнитных потоков применён для описания течений плазмы, в которых альфвеновское число Маха и плотность плазмы зависят не только от магнитного потока или радиуса (несамоподобные течения).

Основные предположения, которые используются при построении моделей:

- Стационарная задача
- Осевая симметрия
- Справедливо уравнение в замороженности (идеальная МГД)
- Изотермическое течение СВ
- Невязкая МГД
- Одножидкостная МГД

Определение магнитного потока Φ в цилиндрической системе координат:

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

и потока массы

$$\rho v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial z}$$

$$\rho v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} .$$

Основные используемые уравнения:

$$\rho \mathbf{v}_p = \alpha \mathbf{B}_p , \quad (1)$$

где $\alpha = dF/d\Phi$ – массовая нагруженность линий магнитного поля, является функцией магнитного потока. Уравнение (1) описывает параллельность полоидальных компонент скорости и магнитного поля. Следующее уравнение для электрического потенциала Ψ :

$$\Psi = \Psi(\Phi) \quad (2)$$

Т.е. полоидальные линии магнитного поля электрически эквипотенциальны. Далее,

$$v_\varphi - \frac{\alpha}{\rho} B_\varphi = \Omega r . \quad (3)$$

где

$$\Omega = c \frac{d\Psi}{d\Phi}$$

Функция Ω – угловая скорость изоротации Ферраро, уравнение (3) описывает отклонения от закона изоротации Ферраро из-за наличия азимутального магнитного поля.

$$4\pi\alpha v_\varphi - B_\varphi = b(\Phi)/r \quad (4)$$

Это уравнение – следствие переноса момента импульса. Функция b пропорциональна корню из плотности кинетической энергии плазмы на альфвеновской поверхности, вращающейся с частотой Ω .

$$\rho(\mathbf{B}, \nabla) \frac{v_p^2}{2} + (\mathbf{B}, \nabla) \left(P + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right) = B_r \left(\rho \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \right) - \frac{G\mathfrak{M}\rho}{R^3}(\mathbf{B}, \mathbf{R}) \quad (5)$$

Уравнение (5) – проекция уравнения плазменного равновесия вдоль вектора полоидального магнитного поля.

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) v_z = -\frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_z - \frac{G\mathfrak{M}\rho}{R^3} z \quad (6)$$

– проекция плазменного равновесия вдоль направления z . Вместе с определениями потоков и уравнением состояния $P = nT$ и предположением об изотермическом истечении вещества уравнения (1-6) в дальнейшем используются всюду. При этом могут быть сделаны дополнительные предположения. Во всех главах решения могут быть получены в форме аналитических зависимостей от магнитного потока Φ и радиуса r . Для перехода обратно к пространственным переменным используется уравнение

$$z(r, \Phi) = z_0(r) + \frac{1}{r} \int_\Phi^{\Phi_0(r)} \frac{\alpha(\Phi')}{\rho(r, \Phi') v_r(r, \Phi')} d\Phi' = z_0(r) + \frac{1}{r} \int_{\vartheta(\Phi)}^{\vartheta_0(r)} \frac{\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta) v_r(r, \theta)} d\theta \quad (7)$$

которое следует из определения магнитного потока и (1)¹. Функции магнитного потока α , Ω , b считаются известными из граничных условий. Любые функции, зависящие только от переменной r , также считаются заданными (магнитный поток вдоль некоторой поверхности и плотность плазмы вдоль неё). Пределы моделирования определяются областью, где на граничной сфере заданы граничные условия и зависимостью $\Phi_0(r)$ магнитного потока вдоль некоторой поверхности $z_0(r)$. При моделировании в качестве этой области использовалась

¹ Встречающийся в выражении (7) полярный угол θ используется для параметризации граничных условий на граничной сфере. Система координат во всех моделях – цилиндрическая.

экваториальная плоскость $z_0(r) = 0$. $\Phi_b(\theta)$ – магнитный поток на граничной поверхности, магнитный полярный угол $\mathcal{G}(\Phi)$ – обратная функция к $\Phi_b(\theta)$. $\mathcal{G}_0(r)$ описывает, с какого полярного угла на граничной сфере пришла линия магнитного поля, которая на данном r пересекла поверхность $z_0(r)$.

В главе 2 представлено решение **задачи I**. Построена модель ГПС, справедливая на различных расстояниях от Солнца, начиная от $20 R_\odot$. В ней ГПС рассматривается в экваториальном приближении как тонкий магнитный диск, в центре которого расположен ГТС. В то время как строение ГПС является предметом исследования, изучение тонкой структуры ГТС выходит за рамки применимости модели. Однако она позволяет сделать оценки полного тока, протекающего не только в ГПС, но и в ГТС. В построенной модели впервые учтены замкнутые линии магнитного поля на больших расстояниях от Солнца и сепаратрисы, отделяющие их от открытых линий. Вдоль сепаратрис расположены дополнительные тонкие токовые слои. Полученное решение качественно согласуется с наблюдениями.

Впервые исследована зависимость толщины ГПС от гелиоцентрического расстояния.

Сначала перечислены основные уравнения и следующие предположения:

1. Силой тяжести можно пренебречь.
2. Толщина ГПС много меньше его радиуса в областях моделирования.
3. Течение плазмы изотермическое.
4. Солнечный ветер – сверхтепловой и сверхальфвеновский.
5. В области ГТС линии магнитного поля могут замыкаться.
6. Учитывается униполярный эффект на Солнце.

Далее обсуждаются способы задания функции магнитного потока на экваторе и выбор граничных условий. Важной частью является рассмотрение униполярного эффекта на Солнце, в котором учитывается конечная проводимость плазмы в области протекания поверхностных токов вблизи фотосферы. В модели ГПС рассматривается как область, в которой линии магнитного поля замкнуты, что отражено в выборе функции магнитного потока на экваторе. В разделе 2.3. приведены результаты моделирования и оценки для скорости солнечного ветра, интегрального тока в ГТС и угла закрутки спирали ММП. Дана оценка толщины ГПС, которая определяется как расстояние между сепаратрисами, разделяющими открытые и замкнутые линии ММП. Затем показаны решения для азимутальной плотности тока в ГПС (**Рисунок 3а**) и модуля радиальной компоненты ММП (**Рисунок 3б**), на графиках выделены также области, в которых могут располагаться ГТС и сепаратрисные токовые слои, схематически показано наличие резких пиков плотности тока. Показано, что ГПС может быть ограничен

сепаратрисами. Далее показано, что в модели радиальная компонента ММП спадает по закону $B_r \sim r^{-2}$ при движении воображаемого измеряющего аппарата вдоль линии магнитного поля.

В конце второй главы приведены выводы и сформулировано выносимое на защиту положение.

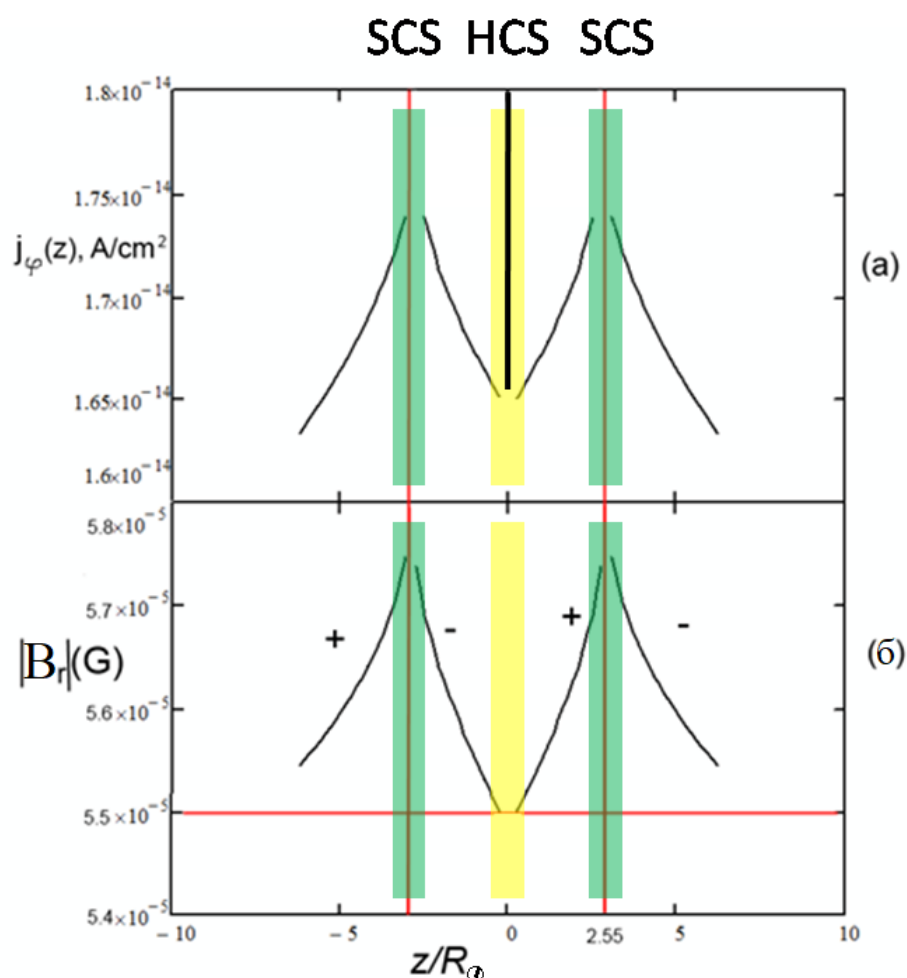


Рисунок 3. Зависимость плотности тока (а) и модуля радиальной компоненты ММП (б) на орбите Земли от координаты, поперечной к токовому слою, z (в радиусах Солнца). Вертикальными красными линиями обозначены сепаратрисы. Горизонтальная красная линия показывает минимальное значение плотности тока вне ГТС. ГТС не показан. Жёлтым отмечена область ГТС, где модель неприменима. Чёрной вертикальной линией на рис. (а) схематично изображён пик плотности тока в ГТС, связанный со скачком магнитного поля. Плюсы и минусы указывают знак магнитного поля (скачок магнитного поля вызван наличием тонкого ГТС). SCS – токовые слои на сепаратрисах - краях ГПС. Край ГПС обозначен зелёным. HCS – гелиосферный токовый слой. [Kislov et al. 2015].

В главе 3 представлено решение задачи II. Построена стационарная осесимметричная МГД-модель токовых слоёв в гелиосфере. Модель предсказывает, что количество, форма и положение стационарных токовых слоев в солнечном ветре зависят от вклада квадрупольной и октупольной компонент в общее дипольное магнитное поле Солнца. Показано, что если дипольная компонента магнитного поля Солнца доминирует над остальными, то токовый слой, соответствующий ГТС, будет единственным на низких гелиоширотах. В остальных случаях число квазистационарных токовых слоев может меняться в пределах от одного до трёх. Так, дополнительно к ГТС могут сформироваться и другие квазистационарные токовые слои на средних и/или высоких гелиоширотах. В реальности на Солнце может наблюдаться большее число нейтральных линий из-за нестационарных процессов в многополярных активных областях. Самые устойчивые из них могут вытягиваться в гелиосферу и формировать нейтральные поверхности крупномасштабных токовых структур в солнечном ветре, расположенных на различных гелиоширотах (при фиксированном гелиоцентрическом расстоянии). Последнее обстоятельство следует учитывать при интерпретации *in situ* наблюдений.

Сначала сформулирована и объяснена постановка задачи. Далее введены параметры, при помощи которых можно в осесимметричной модели описывать магнитное поле Солнца, и определено число нейтральных линий на граничной сфере для случаев смешанных дипольного, квадрупольного и октупольного магнитного поля. На следующем шаге перечислены основные предположения, которые совпадают с предыдущей главой, даны комментарии по применению модели на средних гелиоширотах, а также выбраны функции магнитного потока при помощи граничных условий. Отличия от предыдущей главы связаны с выбором граничных условий, параметров модели, упрощённым рассмотрением униполярного эффекта и отсутствием нормальной компоненты магнитного поля в токовых слоях.

В следующем разделе (3.3) показаны решения для случаев дипольного, смешанного дипольного и квадрупольного, дипольного и октупольного, и, наконец, квадрупольного и октупольного магнитных полей Солнца. Показано, что в модели радиальная компонента ММП спадает с ростом гелиоцентрического расстояния медленнее, чем в модели Паркера [Parker 1958], что согласуется с наблюдениями [Хабарова 2013]. Также показано, что при недипольном магнитном поле Солнца в гелиосфере может быть более одного крупномасштабного токового слоя. Причём, те токовые слои, которые расположены вне экватора, лежат на поверхностях, касательные к которым в каждой точке вдали от Солнца направлены не радиально. На рисунках показаны положения токовых слоёв при различных расстояниях от оси вращения Солнца и пространственные распределения параметров плазмы и магнитного поля. Так на **Рисунке 4**,

представленном ниже, для случаев дипольного и смешанного дипольного и квадрупольного магнитного поля Солнца (МПС) показаны азимутальная (а, б) и радиальная (в, г) компоненты плотности тока. Видно, что в недипольном случае может быть более одного токового слоя, и что слои не симметричны относительно экватора $z=0$. Ток в них течёт в различных направлениях, что означает, что токовые слои не имеют тенденцию притягиваться и объединяться в один токовый слой.

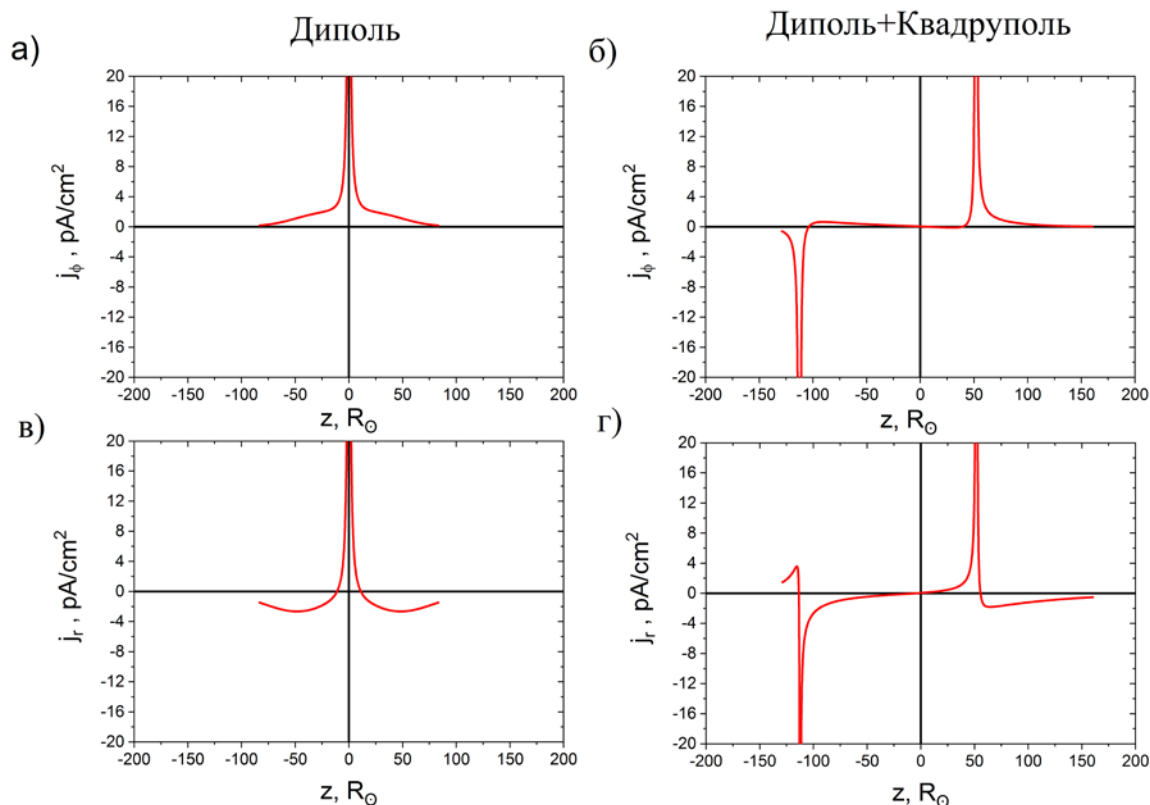


Рисунок 4. Меридиональные профили азимутальной компоненты плотности тока (а,б) и радиальной компоненты плотности тока (с,д) на 1 AU в случае чисто дипольного магнитного поля Солнца (МПС) (левая панель) и смешанного дипольно-квадрупольного МПС при соотношении вкладов в магнитный поток квадрупольного и дипольного МПС $\varepsilon=2$ (правая панель). [Kislov et al. 2019].

Компоненты плотности тока для случаев с ненулевой октупольной компонентой магнитного поля Солнца показаны на **Рисунке 5**. Изображённые максимумы плотностей тока соответствуют локализации токовых слоёв. Один из них всегда расположен недалеко от экваториальной плоскости $z=0$, другие удалены от него на расстояние порядка 1 а.е. Примечательно, что для неэкваториальных токовых слоёв максимумы плотности не

симметричны относительно нейтральной поверхности. Это означает, что в будущих работах их внутреннюю структуру следует изучать с помощью моделей несимметричных токовых слоёв.

Получены решения во всех случаях для радиальной и азимутальной компонент ММП, концентрации, скорости солнечного ветра, двух компонент плотности тока. Результаты показывают, что расположенные вне экватора токовые слои в гелиосфере действительно могут вытягиваться из нейтральных линий вблизи Солнца, даже если в граничных условиях концентрация и скорость заданы так же, как и в случае дипольного магнитного поля Солнца.

Далее обсуждается значение полученных результатов для интерпретации наблюдений и сформулированы выводы, а также выносимое на защиту положение. Также приводится сравнение с другими моделями, которые учитывают недипольные гармоники магнитного поля Солнца. Показано, что за счёт построения самосогласованной модели и введения параметров, описывающих осесимметричное магнитное поле Солнца, приведённое в работе моделирование является более полным по сравнению с работами предшественников.

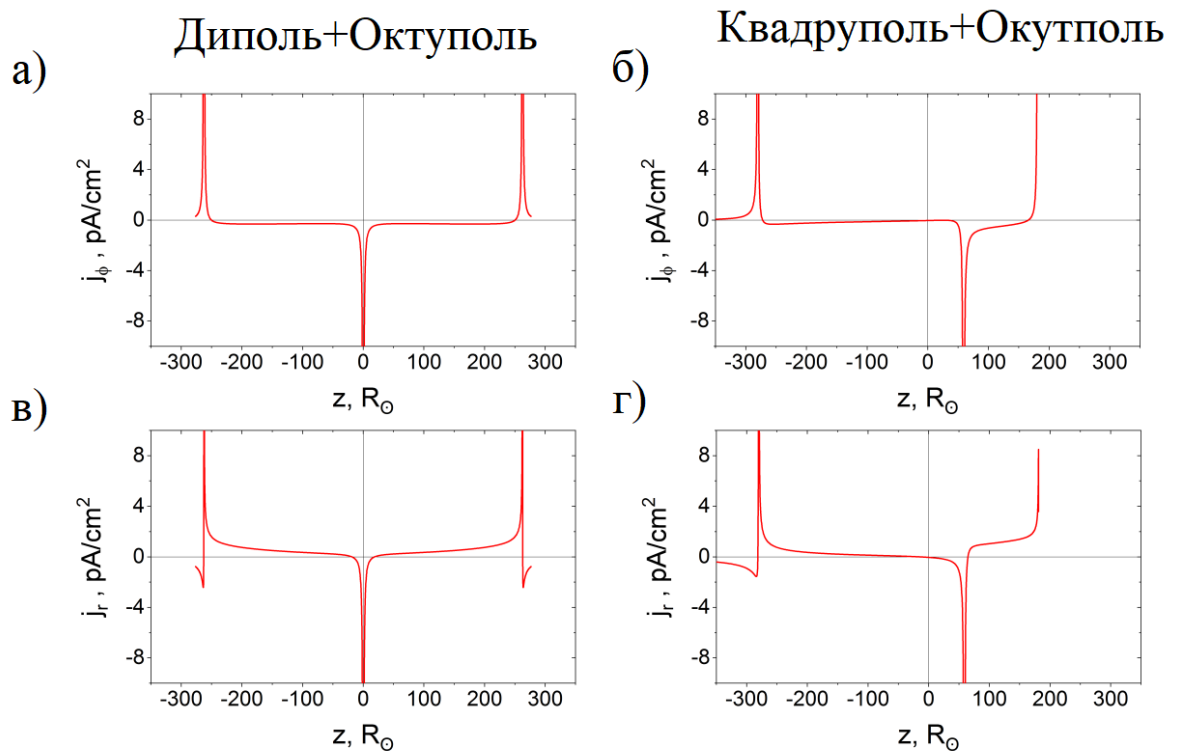


Рисунок 5. Плотности тока в токовых слоях. Левая панель – решения для дипольно-квадрупольного случая при $d=-2$. Правая панель – решения для квадрупольно-октупольного случая при $\varepsilon_1=-2$. Меридиональные сечения: (а, б) – азимутальная компонента плотности тока, (в, г) – радиальная компонента плотности тока. Решения приведены при $r=1$ а.е.. [Kislov et al. 2019].

Глава 4 – решение **Задачи III**. Целью представленной в **главе 4** модели является получение плазменных равновесий, в которых зависимости от радиуса плотности, плазменного бета и скорости солнечный ветер качественно согласуются с наблюдениями. Речь идёт о сходстве формы профилей зависимостей и порядков величин. Модель имеет значение, во-первых, для интерпретации наблюдений [Khabarova et al. 2017], во-вторых, как основа для развития более точной модели. Кроме того, при помощи модели показано, какие физические условия вблизи Солнца могут быть причиной появления КТС. Однако, вопрос о том, из-за чего возникают эти условия, остаётся неисследованным. Также модель, представленная в данной главе, применима только для описания высоких гелиоширот, а задача одновременно описать низкие – не ставится. Из главы на защиту вынесены только те результаты, которые касаются непосредственно модели, но не наблюдений.

В основной части приведены предположения, уравнения модели и описана процедура выбора функций магнитного потока.

В модели сделаны следующие основные предположения:

1. КТС является осесимметричным и направленным вдоль оси вращения Солнца.
2. Радиус КТС много меньше его длины ($z \gg r$).
3. Процесс формирования и динамики КТС не рассматривается.
4. Силу тяжести можно не учитывать по сравнению с другими слагаемыми, входящими в уравнение плазменного равновесия
5. Течение плазмы изотермическое.
6. Солнечный ветер является сверхтепловым и сверхальфвеновским.

Главное отличие модели КТС от изложенных в предыдущих главах моделей – рассматривается не тонкий плазменный диск или конус с большим углом раствора, а тонкая магнитная трубка, ограниченная токовым слоем. Трубка имеет длину много больше, чем радиус и выделяется на фоне быстрого солнечного ветра значительно сниженной величиной скорости солнечного ветра и плазменного бета при наличии локального максимума плотности плазмы. Большинство уравнений модели не меняют своего вида, однако обратная замена переменных производится с помощью другого выражения:

$$r(z, \Phi) = \sqrt{r_0(z)^2 - \int_{\mathcal{G}(\Phi)}^{sep} \frac{2\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta)v_z(r, \theta)} \frac{d\Phi_b}{d\theta} d\theta}, \quad (8)$$

если $\mathcal{G}(\Phi) < sep$, и

$$r(z, \Phi) = \sqrt{r_0(z)^2 + \int_{sep}^{\mathcal{G}(\Phi)} \frac{2\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta)v_z(r, \theta)} \frac{d\Phi_b}{d\theta} d\theta}, \quad (9)$$

если $\mathcal{G}(\Phi) > sep$. В выражениях (8, 9) sep – это положение ближайшего к полюсу экстремума зависимости магнитного потока от широты на граничной сфере Φ_b , т.е. $\partial\Phi_b / \partial\theta = 0$ при $\theta = sep$. Как и в главе 2, функция $\mathcal{G}(\Phi)$ – обратная к $\Phi_b(\theta)$. Величина $r_0(z)$ – это форма нейтральной поверхности, она может быть найдена как

$$r_0(z) = \sqrt{\int_0^{sep} \frac{2\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta)v_z(r, \theta)} \frac{d\Phi_b}{d\theta} d\theta} . \quad (10)$$

При построении аналитических решений были сделаны дополнительные предположения:

7. Угол sep не зависит от координат. Это означает, что в модели линии полоидального магнитного поля не пересекают поверхность КТС и в этом смысле являются открытыми.

8. Форма КТС близка к конической.

При выборе функций магнитного потока и граничных условий были сделаны дополнительные предположения, которые, по сути, определяют возможные причины возникновения КТС в полярной гелиосфере:

9. Нейтральная линия магнитного поля сферически-радиальной компоненты магнитного поля (B_R) существует внутри корональной дыры. Ей соответствует нейтральная поверхность КТС в гелиосфере.

10. Внутри корональной дыры есть малая область с пиком плотности плазмы.

11. Плотность потока массы внутри корональной дыры не зависит от направления.

12. Внутри корональной дыры и в фотосфере есть область без дифференциального вращения плазмы.

13. Не учитывается разность скоростей между фотосферой и более высокими слоями в атмосфере Солнца.

14. В полярной фотосфере есть поверхностные токи, вызванные униполярным эффектом и конечной проводимостью плазмы.

Результаты моделирования показывают, что при сделанных предположениях и способах задания условий на полюсах Солнца возможно качественное согласие с наблюдениями как по порядкам величин, так и по форме профилей зависимостей от расстояния до оси КТС. Так, на **Рисунке 6** видно локальное уменьшение скорости солнечного ветра внутри области, ограниченной КТС (а), минимум плазменного бета вблизи оси структуры и максимумы плазменного бета на КТС (б), локальный максимум концентрации (в) и изменение полярность B_z компоненты магнитного поля на КТС.

Расчёты проведены при разных параметрах модели и для различных расстояний до плоскости солнечного экватора. Показано, что в области КТС расположена азимутальная

альфвеновская поверхность, на которой азимутальная скорость плазмы сравнивается с альфвеновской скоростью. Это означает, что внутри области, ограниченной КТС, возможна полная коротация с полярной зоной Солнца. Снаружи величины магнитного поля может уже не хватать на поддержание коротации, что может приводить к интересным эффектам, которые будут исследованы в будущем. Далее обсуждается связь моделируемой токовой системы с гелиосферной токовой цепью возможные направления развития модели. В конце главы сформулировано выносимое на защиту положение.

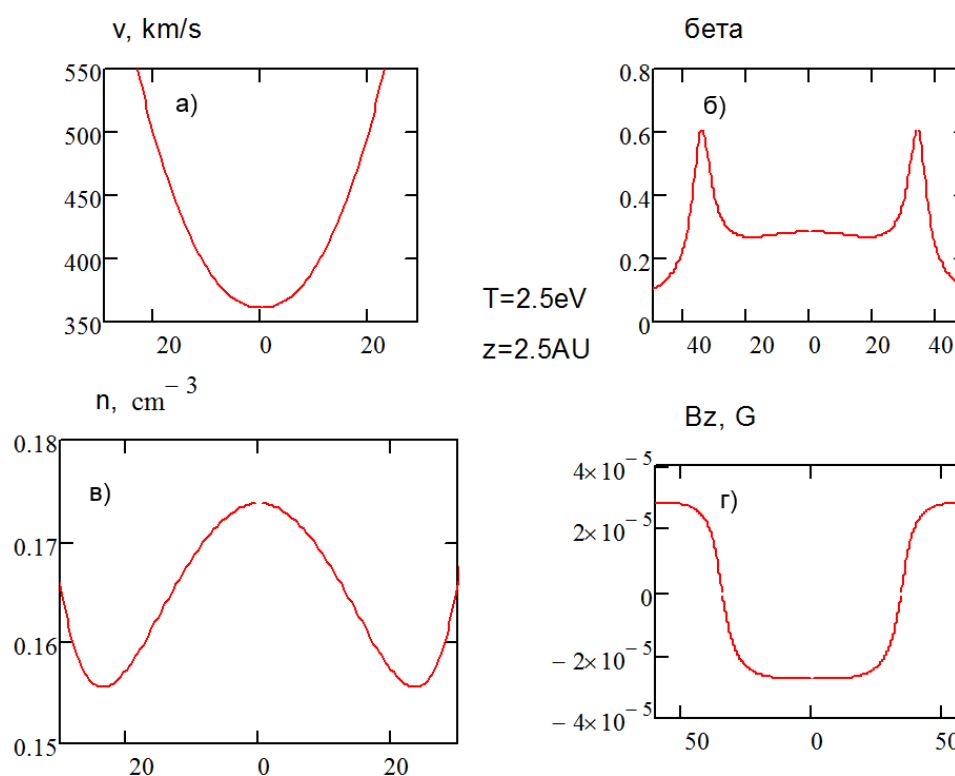


Рисунок 6. Зависимости от расстояния до оси вращения r а) z -компоненты скорости, б) плазменное бета, в) концентрация и г) z -компонента ММП. По горизонтальной оси всюду радиус r , единица измерения – радиус Солнца. $z = 2.5 \text{ AU}$, $\varepsilon = -0.01$. [Кислов 2017].

В заключении к диссертации перечислены основные результаты, полученные при решении поставленных в диссертации задач.

Апробация. Материал, на основе которого была написана диссертация, был доложен на 28 конференциях и симпозиумах, начиная с 2014 года, включая 13 международных, 5 раз доложен на семинаре ИЗМИРАН (руководитель семинара – проф. Д. Д. Соколов): сентябрь 2015, март 2017, январь 2019, два раза в ноябре 2019 (оба доклада - по материалам кандидатской диссертации). По итогам двух выступлений было получено одобрение участников семинара. В

ИКИ РАН автор два раза в год докладывал свои результаты на НТС отдела Физики космической плазмы в период с осени 2013 по весну 2017 года во время обучения в аспирантуре. 30 мая 2019 года было выступление по результатам готовящейся диссертации, участники семинара отнеслись с одобрением к сделанному докладу. В мае 2015 года состоялось выступление по следам находящейся в то время в печати работы [Kislov et al. 2015] в ГАИШ МГУ на семинаре “Плазменная астрофизика и Физика Солнца” под руководством проф. Б. В. Сомова. Достоверность исследования подтверждается публикациями в высокорейтинговых рецензируемых журналах и выступлениями на конференциях и симпозиумах.

Личный вклад. Диссертация основана на первых десяти перечисленных публикациях из приведённого ниже списка публикаций автора в рецензируемых научных журналах. Основные результаты и основные положения основаны на работах [Kislov et al. 2015, 2019; Khabarova et al. 2017; Кислов 2017]. В них автору полностью принадлежит вся теоретическая часть. Кислов Р.А., Хабарова О.В. и Малова Х.В. в равной степени участвовали в постановке задач. Все наблюдательные результаты были получены О. В. Хабаровой. В настоящей диссертационной работе наблюдательные результаты из совместных работ приведены для полноты физической картины и на защиту не выносятся.

В работах [Maiewski et al. 2020, Маевский и др. 2018; Маевский и др. 2018; Маевский и др. 2018; Маевский и др. 2019] автор участвовал в постановке задачи, построении модели и физической интерпретации полученных результатов, но вычислительная часть была выполнена другими соавторами. Из данных работ результаты на защиту не выносятся. С частью из них в диссертации проведено сравнение.

В работе [Хабарова и др. 2018] автор полностью выполнил теоретическую часть, которая носит иллюстративный характер, ключевые наблюдательные результаты получены другими соавторами.

Структура диссертации и объём. Диссертационная работа состоит из введения, 4 основных глав, обсуждения, заключения, списка сокращений, списка литературы и трёх приложений. Объём диссертации вместе с приложениями – 150 страниц, из которых 125 страниц занимает сама диссертация, а остальной объём – **Приложения 1, 2, 3 и 4**. В диссертации 28 рисунков. В приложениях – 7 рисунков. Общий для приложений и основной части список литературы расположен на страницах 107-125.

Публикации в рецензируемых научных журналах с участием автора.

1. Maiewski E. V., **Kislov R. A.**, Khabarova O. V., Malova H. V., Popov V. Yu., Petrukovich A. A., Zelenyi L. M. Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Wind Key Parameters and Current Sheets in the Heliosphere: Radial and Solar Cycle Evolution // **The Astrophysical Journal**. – 2020. – Vol. 892. Issue 1. – 12. DOI: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab712c>
2. Malandraki O., Khabarova O., Bruno R., Zank G. P., Li G., Jackson B., Bisi M. M., Greco A., Pezzi O., Matthaeus W., Chasapis A. G., Servidio S., Malova H., **Kislov R.**, Effenberger F., le Roux J., Chen Y., Hu Q., Engelbrecht N. E. Current sheets, magnetic islands, and associated particle acceleration in the Wind as Observed by Ulysses near the Ecliptic Plane // **The Astrophysical Journal**. – 2019. – Vol. 881. – Issue 2. DOI: 10.3847/1538-4357/ab289a
3. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V. Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere // **The Astrophysical Journal**. – 2019. – Vol. 875. – Issue 1. DOI: 10.3847/1538-4357/ab0dff
4. Мингалёв О. В., Хабарова О. В., Малова Х. В., Мингалёв И. В., **Кислов Р. А.**, Мельник М. Н., Сецко П. В., Зелёный Л. М., Zank G. P. Моделирование ускорения протонов в магнитном острове в складке гелиосферного токового слоя // **Астрономический вестник**. – 2019. – Т. 53. – N 1. – С. 34–60.
5. Маевский Е.В., **Кислов Р.А.**, Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А., Зелёный Л.М. Структура солнечного ветра в гелиосфере в зависимости от фазы солнечного цикла: крупномасштабная динамика гелиосферного токового слоя // **Океанологические исследования**. – 2019. – Т. 47. – N 1. – С. 85-87.
6. Маевский Е.В., **Кислов Р.А.**, Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Солнечный ветер и гелиосферная токовая система в годы максимума и минимума солнечной активности // **Космические исследования**. – 2018а. – Т. 56. – N 6. – С. 394–403.
7. Маевский Е.В., **Кислов Р.А.**, Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Моделирование магнитоплазменных структур в солнечном ветре // **Учёные записки физического факультета Московского Университета**. – 2018b. – N 5. – С. 1850307.
8. Хабарова О. В., Обридко В. Н., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Бемпорад А., Зелёный Л. М., Кузнецов В. Д., Харшиладзе А. Ф. Эволюция скорости солнечного ветра с расстоянием от Солнца в зависимости от фазы цикла. Сюрпризы от Ulysses и неожиданности по данным наблюдений короны // **Физика плазмы**. – 2018. – Т. 44. N 9. – С. 752–766. DOI: 10.1134/S0367292118090068
9. Маевский Е. В., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А. Модель солнечного ветра в гелиосфере на низких и высоких широтах // **Физика плазмы**. –

- 2018с. – Т. 44. – N 1. – С. 89–101.
10. **Кислов Р. А.** МГД-модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере // **Учёные записки физического факультета Московского Университета.** – 2017. – N 4. – С. 1740704.
 11. Khabarova O.V., Malova H.V., **Kislov R.A.**, Zelenyi L.M., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Tokumaru M., Sokół J.M., Grzedzielski S., Fujiki K. High-latitude Conic Current Sheets in the Solar Wind // **The Astrophysical Journal.** – 2017. – Vol. 836. – Issue 1. – P. 108. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108>
 12. Veselovsky I. S., **Kislov R. A.**, Malova H. V., Khabarova O. V. The model of a collisionless current sheet in a homogeneous gravity field // **Physics of Plasmas.** – 2016. – Vol. 23. – 102902. DOI: 10.1063/1.4964774
 13. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V. A new stationary analytical model of the heliospheric current sheet and the plasma sheet // **Journal of Geophysical Research.** – 2015. – Vol. 120. – Issue 10. – Pp. 8210-8228. DOI: 10.1002/2015JA021294
 14. **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Васько И. Ю. Двумерная МГД-модель магнитодиска Юпитера // **Космические исследования.** – 2015. – Т. 53. – N 5. – С. 1–14.
 15. **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Васько И. Ю. Модель магнитодиска Юпитера // **Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и астрономия.** – 2013. – N 1. – С. 79–83.

Основные положения, выносимые на защиту, основаны на работах 3, 10, 11, 13 из приведённого списка; работы по теме диссертации – 1, 3, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 13.

Список цитированной литературы

- Бескин В. С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. – М., ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 384 с.
- Хабарова О. В. Межпланетное магнитное поле: зависимость от расстояния и широты // **Астрономический журнал.** – 2013. – Т. 90. – N 11. – С. 919–935. DOI: 10.7868/S0004629913110029
- Alfven H. Electric currents in cosmic plasmas // **Reviews of Geophysics.** – 1977. – Vol. 15. – 271. DOI: 10.1029/RG015i003p00271
- Banaszkiewicz M., Axford W. I., McKenzie J. F. An analytic solar magnetic field model // **Astronomy and Astrophysics.** – 1998. – Vol. 337. – 940. <http://aa.springer.de/bibs/8337003/2300940/small.htm>

Bravo S., Gonzalez-Esparza J. A. The north-south asymmetry of the solar and heliospheric magnetic field during activity minima // *Geophysical Research Letters*. – 2000. – Vol. 27. – Issue 6. – P. 847. DOI: 10.1029/1999GL010709

Edmondson J. K., Antiochos S. K., DeVore C. R., Zurbuchen T. H. Formation and Reconnection of Three-dimensional Current Sheets in the Solar Corona // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – ApJ, 718. – Issue 1. – P. 72. DOI: 10.1088/0004-637X/718/1/72

Levine R. H., Schultz M., Frazier E. N. Simulation of the magnetic structure of the inner heliosphere by means of the non-spherical source surface // *Solar Physics*. 1982. – Vol. 77. – Pp. 363–392.

Mikić Z., Linker J. A., Schnack D. D., Lionello R., Tarditi A. Magnetohydrodynamic modeling of the global solar corona // *Physics of Plasmas*. – 1999. – Vol. 6. – P. 2217. <https://doi.org/10.1063/1.873474>

Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *Astrophysical Journal*. – 1958. – Vol. 128. – Pp. 664–676. DOI: 10.1086/146579

Pizzo V. J. Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind 2. Deformation of the heliospheric current sheet // *Journal of Geophysical Research*. 1994. – Vol. 99. – A3. – Pp. 4185–4191.

Reville V., Brun A. S., Matt S. P., Strugarek A., Pinto R. F. The effect of magnetic topology on thermally driven wind: toward a general formulation of the braking law // *The Astrophysical Journal*. – 2015 – Vol. 798. – Issue 2. – P. 116. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/116>

Schatten K.H. Current sheet magnetic model for the solar corona / *Solar Wind*. Edited by Charles P. Sonett, Paul J. Coleman, John M. Wilcox. Washington, Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration. – 1972. – P. 44

Smith C. W., Bieber J. W. Solar Cycle Variation of the Interplanetary Magnetic Field Spiral // *Astrophysical Journal*. – 1991. – Vol. 370. – P. 435. DOI: 10.1086/169830

Titov V. S., Mikić Z., Török T., Linker J. A., Panasenco O. 2010 august 1-2 sympathetic eruptions. I. Magnetic topology of the source-surface background field // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 759. – 1. – 70. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/70>

Usmanov A. V., Goldstein M. L., Matthaeus W. H. Three-dimensional magnetohydrodynamic modeling of the solar wind including pickup protons and turbulence transport // *Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 754. – Issue 1. – P. 40. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/754/1/40>

Wold A. M., Mays M. L., Taktakishvili A., Jian L. K., Odstrčil D., MacNiece P. Verification of real-time WSA+ENLIL+Cone simulations of CME arrival-time at the CCMC from 2010 to 2016 // *Journal of Space Weather and Space Climate*. – 2018. – Vol. 8. – A17. DOI: <https://doi.org/10.1051/swsc/2018005>