

На правах рукописи



Королькова Ольга Алексеевна

**МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ
ПРОТУБЕРАНЦЕВ**

Специальность 01.03.03 – физика Солнца

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Главной (Пулковской) астрономической обсерватории Российской академии наук

Научный руководитель:

СОЛОВЬЕВ Александр Анатольевич

доктор физико-математических наук,

профессор, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией физики Солнца Федерального государственного бюджетного учреждения науки Главной (Пулковской) астрономической обсерватории Российской академии наук (ГАО РАН)

Официальные оппоненты:

СЕМЕНОВ Владимир Семенович

доктор физико-математических наук,

профессор, заведующий кафедрой физики Земли физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» (СПбГУ)

ЧАРИКОВ Юрий Евгеньевич

кандидат физико-математических наук,

старший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук» (ФТИ им. Иоффе)

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук» (ФГБУН КрАО РАН)

Защита состоится 21 января 2022 г. в 11 час. 15 мин. на заседании диссертационного совета Д 002.120.01 на базе Главной (Пулковской) астрономической обсерватории Российской академии наук по адресу: 196140, Санкт-Петербург, Пулковское шоссе, д. 65, корп. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ГАО РАН (http://www.gaoran.ru/wp-content/uploads/2021/10/Dissertation_Korolkova.pdf).

Автореферат разослан «21» декабря 2021 года

И.о. ученого секретаря

диссертационного совета Д 002.120.01

доктор физ.-мат. наук



В.В. Бобылев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Протуберанцы – одно из наиболее впечатляющих проявлений солнечной активности. Они располагаются в солнечной короне, но их характеристики значительно отличаются от характеристик окружающей среды. В среднем температура протуберанцев на два порядка ниже, а средняя плотность примерно на те же два порядка выше плотности солнечной короны. Таким образом, протуберанцы представляют собой очень плотные и очень холодные конденсации плазмы, поднятые и удерживаемые высоко над солнечной поверхностью магнитными силами. Их геометрические размеры и формы крайне разнообразны; время жизни варьируется от часов до месяцев. Морфологически протуберанцы делятся на несколько различных классов. По динамическим признакам их разделяют на два основных типа: спокойные и активные, а по магнитному полю – на протуберанцы с нормальной и обратной полярностью.

К спокойным протуберанцам относятся чрезвычайно устойчивые долгоживущие образования. Свою жизнь они начинают как относительно небольшие волокна, которые располагаются вдоль линии раздела полярностей магнитного поля между двумя основными частями биполярной структуры активной области или на ее краях, где они вторгаются в окружающую область противоположной полярности. Когда активная область распадается, протуберанец растет в длину и толщину, превращаясь в спокойное волокно. Такое волокно может достигнуть в длину до 1000 Мм и висеть на высотах до 100 Мм. Располагаясь высоко в короне, плазма солнечных волокон по своим физическим характеристикам близка к хромосферной: в самой холодной части температура падает до 4000-5000 К, концентрация частиц достигает нескольких единиц на 10^{10} - 10^{11} см⁻³ [4]. При этом строение протуберанцев крайне неоднородно, их параметры значительно меняются от одной точки к другой, достигая на краях волокна значений, близких к корональным.

Преимущественно, именно спокойные протуберанцы долгое время являлись объектом изучения астрономов. В первую очередь это связано с возможностью их длительного наблюдения: некоторые волокна могут существовать на Солнце в течение нескольких солнечных оборотов. Наблюдательные аспекты достаточно широко освещены в монографиях и обзорах [4, 7, 13, 30 и др.]. Однако, несмотря на большое количество наблюдательных данных, теоретическое описание данного вида солнечной активности во многом до сих пор остается неудовлетворительным.

Оказывается, создать модель холодного и плотного протуберанца, долгое время висящего в горячей и разреженной плазме солнечной короны, совсем не просто. Проблема состоит не только в очень большом перепаде температуры и плотности между самим волокном и окружающей его средой, но и в сложности решения системы уравнений МГД, описывающей равновесие протуберанца. Попытки построения теоретической модели солнечного волокна делаются, начиная с 50-х годов прошлого века. Многие работы [9-12, 14, 17, 25, 26 и др.] посвящены не столько описанию равновесия, сколько вопросам формирования протуберанца: как в принципе на Солнце может образоваться магнитная конфигурация, способная удерживать тяжелую и холодную плазму в течение длительного времени? К сожалению, физические характеристики плазмы, получаемые в таких модельных задачах, часто оказываются далеки от наблюдаемых.

В настоящее время нет ни одной теоретической модели, которая бы в достаточной степени отражала свойства реальных протуберанцев и разнообразие их строения. Таким образом, проблема описания равновесных и стационарных состояний солнечных волокон и на сегодня остается весьма актуальной.

Целью диссертационной работы является разработка широкого набора магнитогидродинамических моделей спокойных солнечных протуберанцев. Речь идет именно об ансамбле теоретических моделей, а не о расчете какой-то

одной типичной модели, поскольку реальные объекты отличаются весьма большим разнообразием своих характеристик.

Задачи, ставящиеся в работе, следующие:

1. Освоить методику расчета 2D-моделей спокойных протуберанцев как структур, обладающих трансляционной симметрией.
2. Провести анализ аркадных моделей протуберанцев, получить модели с тонкой структурой магнитного поля и боковой асимметрией.
3. Построить модели протуберанцев, имеющих жгутовую структуру магнитного поля. Ввести в эти модели тонкую филаментарную структуру.
4. Разработать метод построения трехмерных моделей солнечных протуберанцев конечной длины с учетом течений плазмы (стационарный случай) и рассчитать трехмерную модель прямого солнечного волокна конечной длины.
5. Разработать метод расчета крупномасштабных спокойных солнечных структур в сферической системе координат.

Методология исследования

Используемый нами метод аналитического расчета равновесных магнитоплазменных структур на Солнце впервые был развит в работе Соловьева [27] для построения конфигураций, отвечающих условию трансляционной симметрии. По заданной структуре магнитного поля волокна рассчитывались равновесные распределения термодинамических параметров плазмы для случая прямых волокон произвольной формы сечения, соответствующих спокойным солнечным протуберанцам. Позже данный метод исследования был успешно применен в работах польских коллег [15, 18].

Разумеется, рассчитываемое волокно должно быть непрерывным образом вписано в окружающую его среду. Для этого мы использовали современную гидростатическую модель солнечной атмосферы [8].

Научная новизна

1. Впервые разработан метод, позволяющий построить широкий спектр 2D-моделей солнечных волокон (с аркадной и винтовой структурой магнитного поля), в которых термодинамические параметры плазмы (давление, плотность, температура) находятся в хорошем согласии с реальными наблюдаемыми величинами.
2. Впервые построены модели протуберанцев с тонкой филаментарной структурой магнитного поля и температурно-плотностных характеристик.
3. Впервые построена трехмерная стационарная модель солнечного протуберанца конечной длины, в которой отношение длины волокна к его радиусу может варьироваться в широких пределах.

Научная и практическая значимость

Научная значимость работы определяется тем, что представленный в диссертации метод расчета магнитоплазменных структур позволяет подобрать для любого наблюдаемого солнечного волокна такую магнитную конфигурацию, чтобы соответствующие равновесные параметры температуры и плотности оказались в пределах наблюдаемых.

Практическая значимость. Ввиду большого разнообразия наблюдательных данных необходимо иметь теоретические модели с широким набором параметров. Наличие адекватной физической модели изучаемого объекта солнечной активности важно, в частности, для решения задач современной корональной гелиосейсмологии.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработан ряд моделей спокойных протуберанцев, позволяющих учитывать аркадную и винтовую конфигурацию магнитного поля, нормальную и обратную полярности, боковую асимметрию волокна, наличие в нем тонкой волокнистой структуры. Все модели получены в рамках решения статической (или стационарной) задачи, в которой

основой служит условие равновесия магнитоплазменной системы с заданной магнитной структурой.

2. Представлен аналитический метод расчета стационарных магнитоплазменных структур, позволяющий учитывать наличие в волокне течений высокопроводящей плазмы вдоль магнитных силовых линий. На основе этого метода разработана трехмерная стационарная модель прямого солнечного волокна конечной длины.
3. Представлен и реализован аналитический метод расчета крупномасштабных равновесных солнечных структур типа протяженных волокон и полярных корональных дыр по заданной конфигурации их магнитного поля в сферической системе координат.

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается использованием известных уравнений идеальной МГД и хорошим совпадением теоретически рассчитываемых параметров солнечных волокон с наблюдательными данными.

Личный вклад автора заключается в непосредственной разработке аналитических моделей солнечных волокон, теоретическом расчете их параметров и в написании соответствующих компьютерных программ для графического представления результатов. Автор регулярно выступал с докладами, посвященными настоящему исследованию, на научных конференциях и принимал активное участие в написании текстов для совместных с соавторами научных статей.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались на 8 Всероссийских конференциях:

- 1-5. «Солнечная и солнечно-земная физика», СПб, ГАО РАН, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019 гг.

6. VII Пулковская молодежная астрономическая конференция, СПб, ГАО РАН, 2018 г.
7. «Магнетизм, циклы активности и вспышки на Солнце и звездах», Научный, КрАО, 2018 г.
8. «Физика Солнца – 2019», пос. Научный, КрАО, 2019 г.

Структура настоящей работы обусловлена предметом, целью и задачами исследования. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем составляет 93 страницы, включая 43 рисунка. Список литературы содержит 86 наименований.

Публикации по теме диссертации

По теме диссертации опубликовано 16 статей, из которых 7 статей опубликовано в рецензируемых изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией (ВАК), и 9 статей – в материалах Всероссийских конференций.

Журналы из списка ВАК:

1. Solov'ev A.A., **Korolkova O.A.**, Kirichek E.A. Model of Quiescent Prominence with the Helical Magnetic Field // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016. – Vol. 56, № 8. – P. 1090-1094.
2. **Korolkova O.A.**, Solov'ev A.A. Modeling of the Fine Filament Structure of Quiescent Solar Prominences // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017. – Vol. 57, № 8. – P. 1018-1022.
3. Solov'ev A.A., Kirichek E.A., **Korolkova O.A.** Coronal loop as an element of potential magnetic arcade // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017. – Vol. 57, № 7. – P. 849-853.
4. **Korolkova O.A.**, Solov'ev A.A. Large-Scale Magnetostatic Structures in the Solar Corona and a Model of the Polar Coronal Hole // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018. Vol. 58, № 7. – P. 953-958.

5. **Korolkova O.A.**, Solov'ev A.A. The structure of prominences of normal and inverse polarity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2019. – Vol. 59, № 7. – P. 858-863.
6. **Korolkova O.A.**, Solov'ev A.A. Fine Filament Structure of a Quiescent Solar Prominence // *Astrophysics*, 2020. – Vol. 63, № 2. – P. 274-281.
7. Smirnova V., Riechokainen A., **Korolkova O.A.**, Zhivanovich I. Observations and Interpretation of rotational properties of polar coronal holes based on SDO data // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2021. – Vol. 60, № 8. – P. 1050-1056.

Труды и тезисы конференций:

1. Соловьев А.А., **Королькова О.А.** Модель протуберанца с тонкой слоистой структурой // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2015. – С. 335-338.
2. **Королькова, О.А.**, Соловьев, А.А. Моделирование тонкой структуры спокойных солнечных протуберанцев // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2016. – С. 163-166.
3. **Королькова, О.А.**, Соловьев, А.А. Протуберанец как скрученное волокно на подложке // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2016. – С. 167-170.
4. **Королькова, О.А.**, Соловьев, А.А. Расчет крупномасштабных магнитостатических структур в солнечной короне // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2017. – С. 195-198.
5. **Королькова, О.А.** Моделирование крупномасштабных структур солнечной короны. Известия главной астрономической обсерватории в Пулковке № 226 // Труды VII Пулковской молодежной астрономической конференции. – Санкт-Петербург, 2018. – С. 20-26.

6. **Королькова, О.А.**, Соловьев, А.А. Структура протуберанцев нормальной и обратной полярности // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2018. – С. 239-242.
7. **Королькова, О.А.**, Соловьев, А.А. Трехмерная модель спокойного солнечного протуберанца // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2019. – С. 237-240.
8. Смирнова, В.В., **Королькова О.А.**, Соловьев А.А., Живанович И. Ротационные свойства корональных полярных дыр по данным SDO // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2019. – С. 353-356.
9. **Королькова, О.А.**, Соловьев, А.А. Трехмерное моделирование спокойных солнечных протуберанцев // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2020. – С. 163-168.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы диссертационной работы, определяются ее цель, задачи и методы исследования. Обсуждаются научная новизна и практическая значимость исследования, приводятся положения, выносимые на защиту, излагаются содержание работы и личный вклад автора.

Первая глава диссертации посвящена описанию магнетогидростатических моделей солнечных волокон. В **параграфе 1.1** дан краткий исторический обзор известных на данный момент моделей спокойных протуберанцев, обсуждаются достоинства и недостатки этих моделей, обосновывается необходимость нового подхода к решению проблемы.

Следующие **два параграфа** первой главы раскрывают теоретические аспекты задачи моделирования. Мы ставим своей целью описание равновесия

однородного в длину (трансляционная симметрия) горизонтального волокна произвольного поперечного сечения (см. рис. 2а).

Исходной является система уравнений магнитной гидростатики:

$$-\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}(z) = 0, \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \rho R T \mu^{-1}. \quad (2), (3)$$

В наиболее удобной для математического анализа форме эта система была представлена в 1975 году Low В.С. [19, 20]:

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (4)$$

$$\rho(x, z) = -\frac{1}{g(z)} \frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad T(x, z) = \frac{\mu P(x, z)}{R \rho(x, z)}. \quad (5), (6)$$

Здесь P – плазменное давление, ρ – удельная плотность, T – температура, g – ускорение свободного падения на поверхности Солнца, μ – средняя молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная. Задача рассматривается в декартовой системе координат, ось Oz направлена вертикально вверх от поверхности фотосферы (уровень $z = 0$ совпадает с этой поверхностью), ось Ox – направлена поперек моделируемого волокна, ось Oy – вдоль. Выполняется условие трансляционной симметрии: $\frac{\partial}{\partial y} = 0$. A – скалярная функция, зависящая

от двух координат: $A = A(x, z)$, с помощью которой задается магнитное поле

$$\mathbf{B} = \left\{ -\frac{\partial A}{\partial z}, B_y(A), \frac{\partial A}{\partial x} \right\}, \quad \text{автоматически удовлетворяющее условию} \quad (2).$$

Продольное магнитное поле, вследствие трансляционной симметрии, оказывается зависящим только от функции A . Эта функция имеет смысл y -компонента векторного потенциала магнитного поля ($\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$), но здесь для простоты записи нижний индекс опущен. Уравнение (4) описывает равновесие системы в целом, оно является уравнением типа Грэда-Шафранова [1], и его специфическая особенность состоит в том, что в правой части содержатся производные не по координатам, а по функции A . Уравнение (5) есть

гидростатическое распределение плотности вдоль магнитной силовой линии ($A=\text{const}$), (6) – уравнение состояния идеального газа.

Система (4)-(6) неполна – в ней отсутствует уравнение переноса энергии. При таком подходе основной интерес представляет исследование равновесия системы. Если равновесные параметры долгоживущего объекта хорошо соответствуют наблюдаемым, то можно считать, что реальный теплоперенос не нарушает существенно полученного равновесия. В противном случае система была бы разрушена за очень короткое время. Отсутствие уравнения переноса энергии в рассматриваемой системе связано с тем, что для солнечной атмосферы оно плохо известно: функция излучения определена только для однородной среды, функция нагрева хромосферы и короны фактически неизвестна, т.к. механизм нагрева этих слоев в настоящее время еще не разработан окончательно (задача трехмерного переноса энергии в неоднородной филаментарной среде не решена; вклад диссипации звуковых и МГД-волн, а также вклад диссипации электрических токов в функцию нагрева не определен). Следует подчеркнуть, что даже если бы уравнение переноса удалось сформулировать, оно выглядело бы крайне сложно, представляя собой набор кусочно-непрерывных функций температуры, плотности, магнитного поля и координат, и получить аналитическое решение такой задачи было бы заведомо невозможно. Речь могла бы идти только о численном решении проблемы, которое имеет свои ограничения и недостатки.

Вследствие неполноты системы уравнений (4)-(6), необходимо вводить некоторые дополнительные предположения, которые бы соответствовали той реально наблюдаемой физической системе, модель которой мы хотим построить. Обычно попытки построения моделей спокойных протуберанцев сводятся к подбору достаточно простой зависимости газового давления P в правой части уравнения (4) от функции A , чтобы затем, решая дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных, найти магнитную структуру, соответствующую примененной гипотезе о виде функции $P(A,z)$. Наш подход,

по сути, является обратным. Мы будем изначально задавать структуру магнитного поля волокна и по ней рассчитывать стационарные распределения газового давления, плотности и температуры плазмы, стремясь к тому, чтобы получаемые нами значения температурно-плотностных характеристик наилучшим образом согласовывались с наблюдательными данными для протуберанцев.

В силу этого, задаваемые нами магнитные конфигурации должны удовлетворять ряду общих условий. Волокно должно быть уединенным образованием, магнитное поле в нем должно исчезать на больших расстояниях от центральной части или переходить во внешнее потенциальное поле, а температура и плотность плазмы на периферии волокна должны приближаться к параметрам окружающей среды – солнечной короны. В центральных, приосевых частях волокно должно быть значительно более холодным и плотным, чем окружающая его горячая и разреженная корона, и удерживаться на достаточно большой высоте над поверхностью фотосферы. Кроме того, согласно наблюдательным данным, протуберанец должен располагаться над фотосферной линией раздела полярностей магнитного поля.

Если равновесные термодинамические характеристики, рассчитанные для принятой магнитной структуры, оказываются близки к параметрам реальных долгоживущих элементов солнечной активности, мы делаем вывод, что моделируемые нами объекты правильно отражают физическую природу реальных объектов. В реальных объектах не существует идеального согласования условий равновесия и теплопереноса, хотя бы по той причине, что конечная проводимость плазмы ведет к медленной диссипации магнитного поля, меняющей его напряженность и конфигурацию. В конечном итоге, именно рассогласование этих условий приводит к разрушению и исчезновению магнитного элемента, но до тех пор, пока он существует и отчетливо наблюдается, проявляя характерную для него структурную идентичность, мы

можем предполагать, что особенности теплопереноса в нем таковы, что полученных равновесий они не нарушают.

Задавая магнитную структуру волокна, т.е. считая функции $A(x,z)$ и $B_y(A)$ известными, мы можем посредством интегрирования уравнения (4) найти соответствующее им равновесное распределение давления, затем из уравнения (5) рассчитать распределение плотности в системе и, наконец, из уравнения (6) вычислить температурный профиль волокна. При прямом интегрировании уравнения (4) по функции A (интегрируем при фиксированном z , когда $dA = \frac{\partial A}{\partial x} dx + \frac{\partial A}{\partial z} dz \equiv \frac{\partial A}{\partial x} dx$), начиная от некоторой удаленной точки, где $A=A_{ex}$, (эта величина не обязательно равна нулю: если снаружи от волокна есть, например, фоновое продольное поле $B_y(A_{ex})$) до некоторой точки внутри протуберанца, можно получить общие аналитические выражения для давления и плотности в волокне:

$$P(x, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2(A)}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right], \quad (7)$$

$$\rho(x, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{1}{8\pi g} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial z} \Delta A \right]. \quad (8)$$

Здесь $B_{y0} = B_y(A_{ex})$ – продольное поле вне волокна, Δ – оператор Лапласа. Слагаемые P_{ex} и ρ_{ex} (давление и плотность внешней среды соответственно) позволяют непрерывным образом вписать получаемое нами волокно в окружающую его среду. В качестве модели внешней среды мы использовали современную гидростатическую модель солнечной атмосферы [8], построенную по наблюдениям многих ультрафиолетовых спектральных линий.

Уравнения (7), (8) и (6) позволяют рассчитывать равновесные распределения плотности, давления и температуры для любой наперед заданной конфигурации магнитного поля. Разумеется, далеко не при всяком задании функции $A(x,z)$ мы получаем удовлетворительное решение магнито-гидростатической задачи. Может оказаться так, что в некоторых точках

конфигурации будут получены отрицательные значения давления или плотности газа. Это означает, что такая магнитная конфигурация просто не может быть уравновешена в реальной солнечной атмосфере при той напряженности и структуре магнитного поля, которую мы задали для нашего волокна, и на тех высотах, где мы его расположили. Для того чтобы получить равновесную модель протуберанца, следует, варьируя параметры функции потока $A(x,z)$ и высоту локализации волокна, добиваться таких распределений термодинамических величин, которые бы не только имели физический смысл (были положительны и конечны во всем полупространстве), но и в наибольшей степени соответствовали бы реально наблюдаемым параметрам волокна. Такой подход к моделированию солнечных протуберанцев позволяет построить модели, наиболее полно удовлетворяющие наблюдательным данным.

В параграфах 1.4, 1.5, 1.6 представлен ряд магнитодростатических конфигураций, описывающих спокойные протуберанцы как аркадного (рис.1), так и винтового (рис.2) типа. Цвет на изображениях распределений термодинамических величин соответствует значениям параметра, отложенного по вертикальной оси, от минимальных значений (фиолетовый) до максимальных (красный).

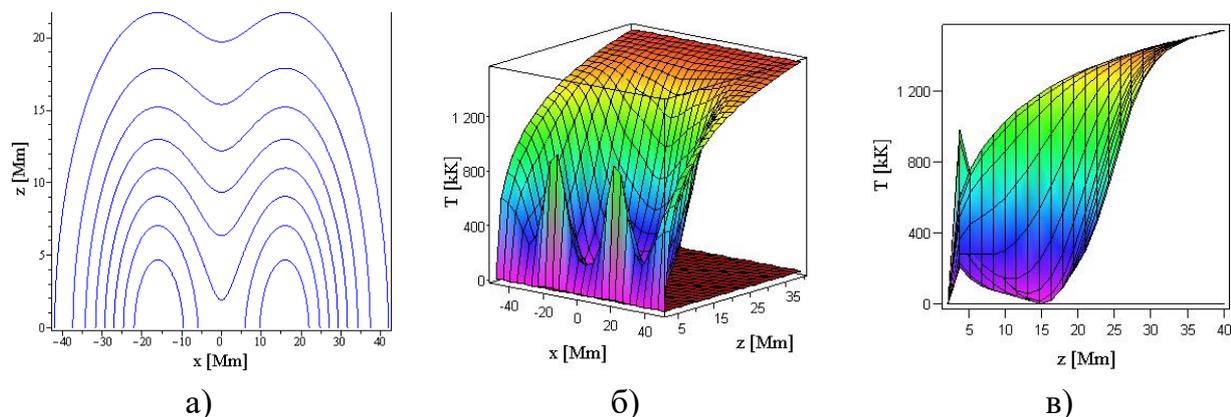


Рис.1. Протуберанец аркадного типа. а) Вид магнитных силовых линий. б) Двумерный профиль температуры. в) Высотный профиль температуры.

$$A(x, z) = B_0 \cdot L \cdot \exp(-k_z^2(z - z_0)^2 - k_x^2 x^2) \cdot (1 + m^2 x^2). \quad B_0 = 26 \text{ Гс}, \quad L = 1 \text{ Мм}, \\ k_x = 1/20 \text{ Мм}^{-1}, \quad k_z = 1/15 \text{ Мм}^{-1}, \quad m = 1/12 \text{ Мм}^{-1}, \quad z_0 = -0.5 \text{ Мм}.$$

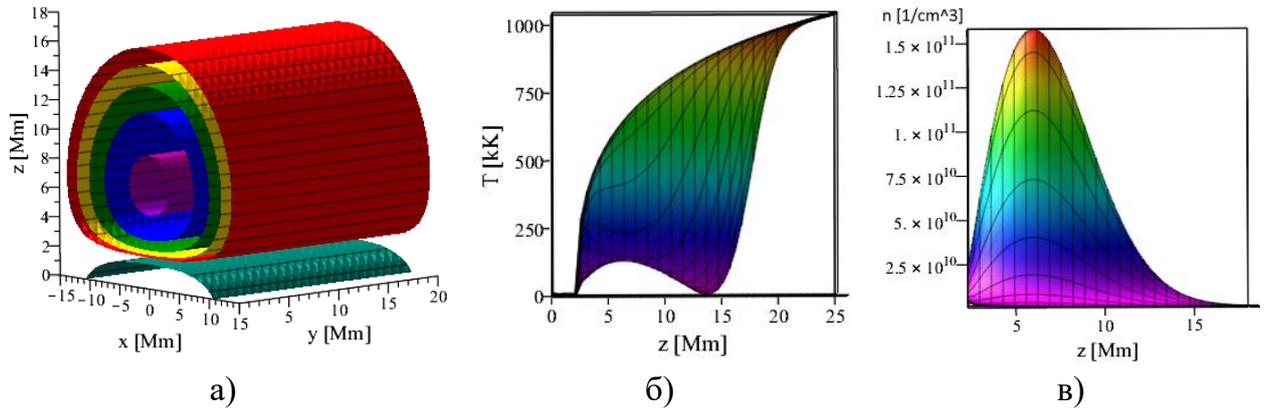


Рис.2. Протуберанец с винтовой структурой магнитного поля. а) Трехмерное изображение магнитной конфигурации протуберанца обратной полярности, вытянутой вдоль оси волокна (оси Oy). Цветом показаны поверхности одинакового уровня. б) Высотный профиль температуры. в) Высотный профиль распределения концентрации частиц в см^3 . Принято: $B_0=6$ Гс, $k=1/8$ Мм^{-1} , $z_0=2$ Мм. $A(x, z) = B_0 \cdot k^{-1} \cdot \exp(-k^2 x^2 - k^2 (z - z_0)^2) \cdot \sin(1.3k(z - z_0))$.

В параграфе 1.7 вводится тонкая структура солнечных волокон на примере модели с винтовой конфигурацией магнитного поля (рис.3). В параграфе 1.8 обсуждаются вопросы параметрической устойчивости исследуемых моделей.

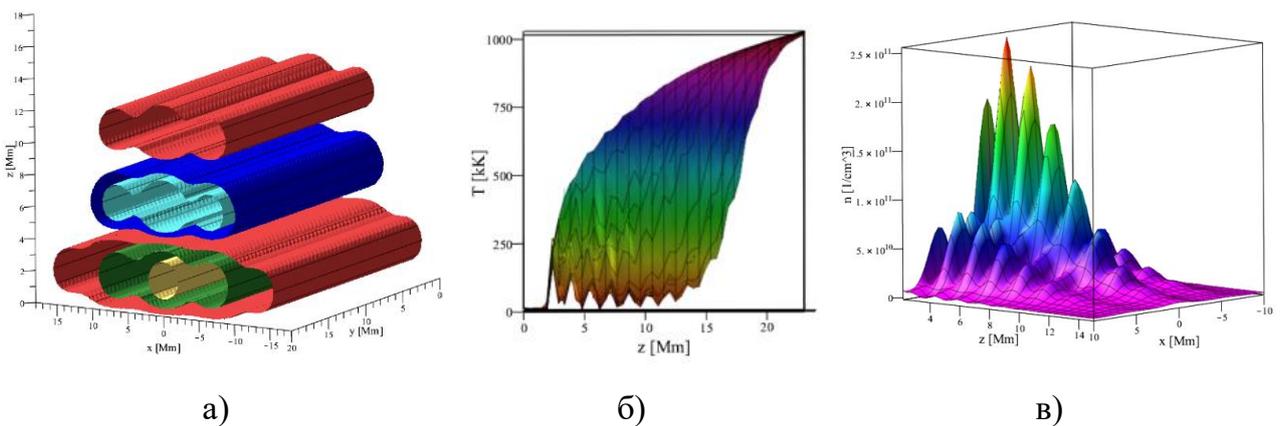


Рис.3. а) Трехмерный вид магнитных силовых поверхностей. б) Высотный профиль температуры. в) Профиль концентрации частиц в см^3 . Принято: $B_0=4$ Гс, $L=1$ Мм, $k_x=1/8$ Мм^{-1} , $k_z=1/9$ Мм^{-1} , $a=1$ Мм^{-1} , $b=2$ Мм^{-1} , $\varphi=3$.

$$A(x, z) = B_0 \cdot L \cdot \exp(-k_x^2 x^2 - k_z^2 z^2) \cdot [1 + 0.3 \cdot \cos(ax)] \cdot \sin(bz + \varphi).$$

Во **второй** главе рассматриваются уже не статические, а стационарные конфигурации, решается система уравнений стационарной МГД (9)-(12), описывается метод расчета трехмерных стационарных структур с учетом плазменных течений и приводится конкретная модель прямого солнечного волокна конечной длины.

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}(z), \quad (9)$$

$$\text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \text{div} \mathbf{B} = 0, P = \rho RT \mu^{-1}. \quad (10), (11), (12)$$

На основе уравнений (9)-(12) были получены следующие формулы для расчета давления и плотности плазмы в декартовой системе координат:

$$P(x, y, z) = \Pi(x, z) - \frac{B^2(x, y, z)}{8\pi} = P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2(z)}{8\pi} + P_m(x, y, z), \quad (13)$$

$$P_m(x, y, z) = \frac{B_0^2 \cdot (1-C)}{8\pi} \left[b_x^2 + 2 \int b_z \cdot \frac{\partial b_x}{\partial z} dx \right] - \frac{B^2(x, y, z)}{8\pi}.$$

$$\rho(x, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{B_0^2 \cdot (1-C)}{8\pi g} \left[2b_x \cdot \frac{\partial b_z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(b_z^2 - b_x^2 - 2 \int b_z \cdot \frac{\partial b_x}{\partial z} dx \right) \right]. \quad (14)$$

Температура, как и прежде, находится из уравнения состояния идеального газа (12). Здесь, помимо введенных ранее обозначений, $\Pi(x, z)$ – полное (газовое + магнитное) давление, B_{ex} – внешнее магнитное поле, C – константа, связанная с числом Маха (M_A – альвеновское число Маха, определяющее отношение скорости плазмы к альвеновской скорости: $\frac{V}{V_A} = M_A \frac{B}{B}$), b_x, b_z – компоненты

вектора магнитного поля \mathbf{B} .

На рис.4 представлены некоторые из возможных конфигураций магнитного поля волокна конечной длины. Для представленных конфигураций получены соответствующие распределения плазменных характеристик. Результаты расчета представлены на рис. 5.

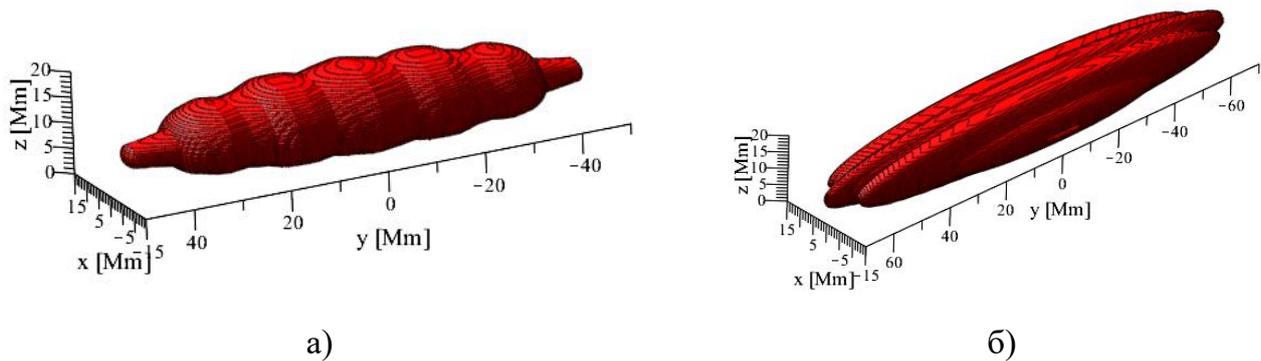


Рис.4. Геометрическая форма спокойного солнечного протуберанца конечной длины. а) Волокно представляет собой единое тело с перетяжками по длине. б) Волокно состоит из нескольких тонких волоконцев.

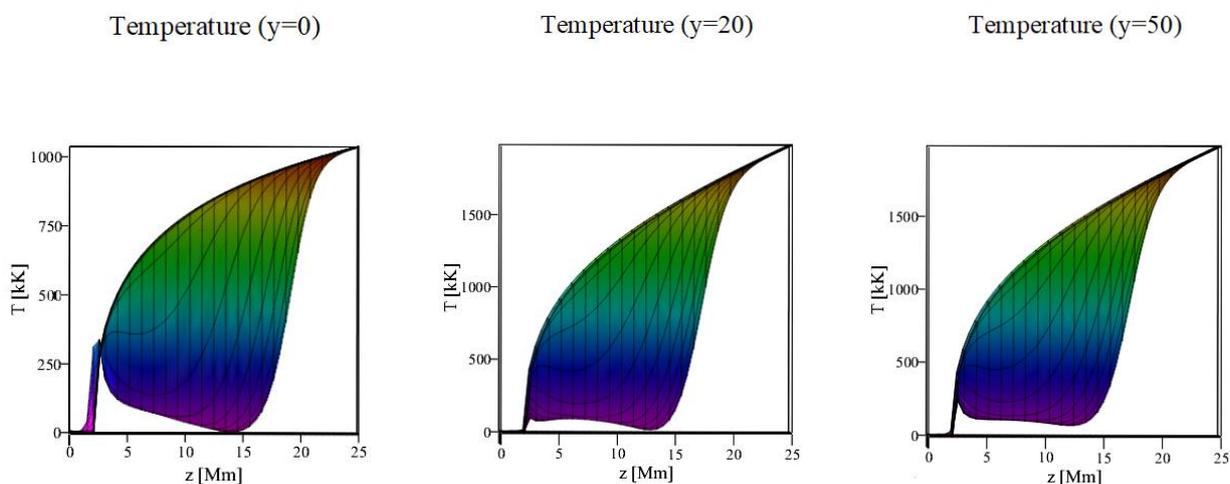


Рис.5. Высотные распределения температуры плазмы для разных поперечных сечений волокна, имеющего геометрию, показанную на рис. 4 слева, при следующем выборе параметров: $B_0=5$ Гс, $m=0.1$ Мм^{-1} , $k=1/8$ Мм^{-1} , $l=0.01$ Мм^{-1} . Значение $y=0$ соответствует центру волокна, с увеличением y волокно утончается. $A = B_0 \cdot k^{-1} \cdot \sin(m(z-2)) \cdot \exp(-k^2 x^2 - k^2(z-2)^2) \cdot \exp(-l^2 y^2)$.

Третья глава содержит описание метода расчета крупномасштабных солнечных структур в сферической системе координат и модель полярной корональной дыры. Решается система уравнений магнитной гидростатики в сферической системе координат.

При построении модели полярной корональной дыры мы руководствовались следующими соображениями при выборе функции A :

1. В качестве основы следует выбирать потенциальное или бессиловое магнитное поле (которое, очевидно, не вызывает возмущений давления и плотности в окружающей среде) и вводить в него некоторую «силовую» добавку, т.е. изменять поле под условия поставленной задачи;

2. Силовая добавка к потенциальному решению должна вносить изменения на магнитных полюсах, в области открытых силовых линий, и иметь ограничение по широте;

3. Эта добавка должна обеспечивать заметное понижение температуры и плотности в приполярной части рассматриваемой конфигурации.

Мы брали потенциальное поле вида:

$$A_1(r, \theta) = B_0 \cdot R_\odot^2 \cdot \sin^2 \theta \cdot \left(2 \frac{r}{R_\odot}\right)^{-1}. \quad (15)$$

B_0 – фотосферное магнитное поле на полюсе, R_\odot – радиус Солнца. Для придания конфигурации (15) силового характера, вводилась добавка в приполярную область:

$$A(r, \theta) = \begin{cases} 0 < \theta < \theta_0, A_1 \\ \theta_0 < \theta < \pi, A_1 \cdot (1 - 0.02 \cdot \cos \theta) \end{cases}, \quad (16)$$

В распределении функции $A(r, \theta)$ значение напряженности фотосферного магнитного поля является единственным свободным параметром. Известно, что на полюсах Солнца магнитное поле слабое. В нашей модели показано, что даже при малом поле ($B_0=3$ Гс) наблюдается эффект понижения температуры в приполярной области, а при $B_0=8$ Гс температура корональной дыры отличается от температуры равновесной внешней короны более чем на 400 000 К. При дальнейшем увеличении магнитного поля температура резко падает, и такая модель теряет физический смысл. Падение плотности в модели составило в среднем 12%.

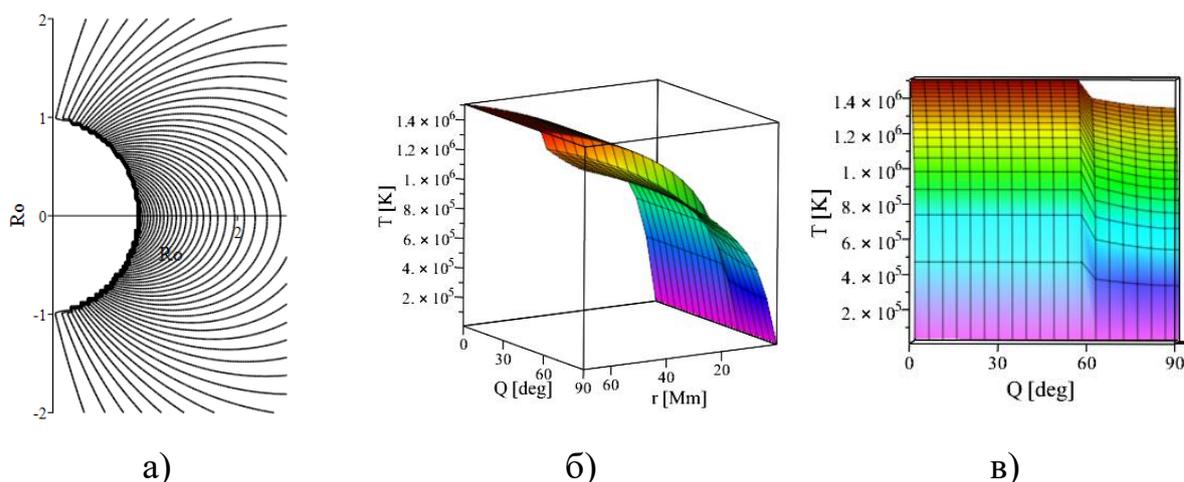


Рис.6. а) Вид магнитных силовых линий распределения в меридиональной плоскости. б) Трехмерный температурный профиль. в) Высотный температурный профиль магнитного распределения (16). Принято $V_0=5$ Гс.

В заключении подводятся итоги и формулируются основные выводы диссертационной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред. 2-ое изд., испр. // М.: Наука, 1982. – 621 с.
2. Каулинг Т.Г. Магнитная гидродинамика: пер. с англ. // М.: Изд-во ин. Лит-ры, 1959. – 132 с.
3. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение: пер. с англ. // М.: Физматлит, 2005. – 592 с.
4. Прист Э. Солнечная магнитогидродинамика: пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 589 с.
5. Aly J.J., Amari T. Two-dimensional Non-symmetric Models of Quiescent Prominences in Potential Magnetic Fields // Astronomy and Astrophysics, 1988. – Vol. 207. – Pp. 154-161.
6. Anzer U. Magnetic Field Configurations which can Produce Prominences with Inverse Polarity // Solar physics, 1990. – Vol. 130. – Pp. 403-406.
7. Aschwanden M. J. Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions // London: Springer, 2005. – 908 p.
8. Avrett E.H., Loeser R. Models of the Solar Chromosphere and Transition Region from Sumer and HRTS Observation // Astrophysical Journal Supplement Series, 2008. – Vol. 175(1). – Pp. 229-276.
9. Choe G.S., Lee L.C. Formation of Solar Prominences by Photospheric Shearing Motions // Solar Physics, 1992. – Vol. 138. – Pp. 291-329.
10. Demoulin P., Priest, E. R. A Twisted Flux Model for Solar Prominences. II. Formation of a Dip in a Magnetic Structure before the Formation of a Solar Prominence // Astronomy and Astrophysics, 1989. – Vol. 214. – Pp. 360-368.

11. Demoulin P., Priest, E. R. A Model for an Inverse Polarity Prominence Supported in a Dip of a Quadrupolar Region // *Solar Physics*, 1993. – Vol. 144. – Pp. 283-305.
12. Hillier A., Ballegooijen A. On the Support of Solar Prominence Material by the Dips of a Coronal Flux Tube // *Astrophysical Journal*, 2013. – Vol. 766, iss. 2. – Pp. 1-19.
13. Jensen E., Maltby P., Orrall F. Q. *Physics of Solar Prominences* // International Astronomical Union (IAU) Colloquium no.44, 1979.
14. Kippenhahn R., Schlüter A. Eine Theorie der solaren Filamente // *Zeitschrift Fur Astrofizik*, 1957. – Vol. 43. – Pp. 36-62.
15. Kra'skiewicz J., Murawski K., Solov'ev A., Srivastava A.K. On the Asymmetric Longitudinal Oscillations of a Pikelner's Model Prominence // *Solar Physics*, 2016. – Vol.291. – Pp. 429-444.
16. Kuperus M., Raadu M.A. The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets // *Astronomy and Astrophysics*, 1974. – Vol. 31. – Pp. 189-193.
17. Kuperus M., Tandberg-Hanssen E. The Nature of Quiescent Solar Prominences // *Solar Physics*, 1967. – Vol. 2(1). – Pp. 39-48.
18. Kuzma B., Murawski K., Solov'ev A. Numerical Simulations of Sheared Magnetic Lines at the Solar Null-line // *Astronomy and Astrophysics*, 2015. – Vol. 577. – A.138.
19. Low B.C. Nonisothermal Magnetostatic Equilibria in a Uniform Gravity Field. I - Mathematical Formulation // *Astrophysical Journal*, 1975. – Vol. 197. – Pp. 251-255.
20. Low B.C. Nonisothermal Magnetostatic Equilibria in a Uniform Gravity Field. II – Sheet Models of Quiescent Prominences // *Astrophysical Journal*, 1975. – Vol. 198. – Pp. 211-217.
21. Low B.C., Zhang M. Magnetostatic Structures of the Solar Corona. III. Normal and Inverse Quiescent Prominences // *Astrophysical Journal*, 2004. – Vol. 609. – Pp. 1098-1111.
22. Luna M., Karpen J. Large-amplitude Longitudinal Oscillations in a Solar Filament // *Astrophysical Journal Letters*, 2012. – Vol. 750, Iss. 1, id. L1. – Pp. 1-5.
23. Parker E.N. *Conversations on Electric and Magnetic Field in the Cosmos* // Princeton: Princeton University Press, 2007. – 200 p.
24. Pikelner S.B. Origin of Quiescent Prominences // *Solar Physics*, 1971. –Vol. 17(1). P. 44-49.
25. Priest, E. R., Hood, A. W., Anzer, U. A Twisted Flux-Tube Model for Solar Prominences. I. General Properties // *Astrophysical Journal*, 1989. – Vol. 344. – Pp. 1010-1025.
26. Rust D.M. Magnetic Fields in Quiescent Solar Prominences. I. Observations // *Astrophysical Journal*, 1967. – Vol. 150. – Pp. 313-326.
27. Solov'ev A.A. The Structure of Solar Filaments // *Astronomy Reports*, 2010. – Vol. 54. – Pp. 86-95.
28. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Analytical Model of an asymmetric sunspot with a steady plasma flow in its penumbra // *Solar Physics*, 2016. – Vol.291, №6. – Pp. 1647–1663.
29. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Structure of solar faculae // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 2019. – Vol. 482, №4. – Pp. 5290-5301.
30. Tandberg-Hanssen E. *The Nature of Solar Prominences* // Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1995. – 308 p.