

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория
Российской академии наук (ГАО РАН)

На правах рукописи

Живанович Иван

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКИХ ОБСЕРВАТОРИЙ**

Специальность 01.03.03 – Физика Солнца

Диссертация на соискание ученой степени
Кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор
Соловьев Александр Анатольевич

Санкт-Петербург - 2021

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Исследование кривой дифференциального вращения Солнца по мелкомасштабным магнитным структурам и оценка глубины залегания ячеек суперконвекции.....	20
1.1 Эффект $p2p$	20
1.2 Используемые данные и проявление артефакта $p2p$ в данных	22
1.3 Построение временных рядов напряженности магнитного поля и координаты экстремального отсчета, методы определения периодов артефакта $p2p$	26
1.4 Кривые дифференциального вращения.....	31
1.5 Оценка глубины залегания ячеек суперконвекции по кривой дифференциального вращения Солнца.....	35
1.6 Выводы к главе 1	38
Глава 2. Радиальное распределение напряженности магнитного поля в солнечных пятнах	39
2.1 Исследования и модели солнечных пятен	39
2.2 Образование солнечного пятна и модель мелкого солнечного пятна ...	44
2.3 Радиальное распределение магнитного поля в солнечном пятне.....	49
2.4 Построение радиального профиля магнитного поля в солнечных пятнах по данным космических обсерваторий.....	50
2.5 Выводы к главе 2	64
Глава 3. Особенности медленной диссипации солнечных пятен	66
3.1 Введение. Модели диссипации солнечных пятен	66
3.2 Модель магнитной ступеньки	71

3.3	Линейная стадия диссипации пятна и эффект замедления диссипации в малых пятнах	74
3.4	Особенности медленной диссипации солнечных пятен в результате обработки наблюдений космической обсерватории SOHO.....	77
3.5	Выводы к главе 3	83
Глава 4.	Зависимость интенсивности в континууме от напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна и факела.	84
4.1	Введение	84
4.2	Используемые данные.....	86
4.3	Определение границы между тенью и полутенью в солнечном пятне..	87
4.4	Радиальные распределения интенсивности в континууме и напряженности магнитного поля для тени солнечного пятна и зависимость яркости точек тени солнечного пятна от напряженности магнитного поля в этих точках	89
4.5	Колебания напряженности магнитного поля и интенсивности в факеле	92
4.6	Выводы к главе 4	98
	Заключение.....	100
	Список литературы.....	102

Введение

На Солнце протекает множество разнообразных физических процессов, объединенных единым понятием солнечной активности. Из всего комплекса явлений солнечной активности издавна известны солнечные пятна и протуберанцы. Следует отметить, что хоть эти явления известны с древних времен, исследования физики этих процессов началось не так давно, с появлением и развитием магнитной гидродинамики и физики плазмы в XX веке, и по сей день остается одной из важнейших задач физики Солнца.

В 1908 году вышла работа Джорджа Эллери Хейла [22], в которой автор по зеемановскому расщеплению спектральных линий в спектрах солнечных пятен доказал существование в них сильных килогауссовых магнитных полей.

Начиная с этой работы стало понятно, что солнечные пятна являются объектами, происхождение которых непосредственно связано с магнитными полями на Солнце. Так как солнечные пятна являются достоверных индикатором солнечной активности, можно сделать вывод о том, что вся солнечная активность имеет магнитную природу Солнца. Помимо солнечных пятен в работе рассматривались мелкомасштабные факельные структуры на Солнце, которые сейчас доступны для исследований благодаря работе космических солнечных обсерваторий.

Актуальность темы

Стремительное развитие космических обсерваторий в течение нескольких последних десятилетий приводит к быстрому увеличению базы наблюдательных данных. При этом, такие данные обладают высоким пространственным и временным разрешением при наблюдениях явлений солнечной активности в различных диапазонах [13, 37, 39].

Непрозрачность внутренних слоев Солнца для электромагнитного излучения не дает возможности вести их прямые наблюдения. Однако развитие современных методов гелиосейсмологии открыло возможность изучать подфотосферные слои

Солнца, получать основные характеристики внутреннего строения и динамические процессы во внутренних областях Солнца [24].

В сложившейся ситуации, с увеличением наблюдательного материала с высоким пространственным и временным разрешением, а также с появлением новых методик исследований подфотосферных слоев Солнца, появляются благоприятные возможности сравнивать новые данные с результатами наземных наблюдений и существующими теоретическими исследованиями, строить новые и уточнять существующие теоретические модели.

Одним из важных вопросов физики Солнца является исследование и моделирование солнечных пятен. Достоверно известно, что солнечное пятно, его существование, эволюция и распад непосредственно связаны с магнитными полями на Солнце. До недавнего времени, до появления данных с космических аппаратов, судить о структуре магнитного поля внутри тени солнечного пятна было проблематично вследствие недостаточного пространственного разрешения наблюдательного материала. С появлением космических солнечных обсерваторий проблема с низким пространственным разрешением данных в известной степени была решена.

Несомненно, одним из важных этапов эволюции солнечного пятна является его диссипация. Наличие данных с высокими разрешениями позволяет детальнее отследить особенности изменения площади солнечных пятен во время его диссипации, что дает возможность уточнить существующие модели диссипации пятен.

Еще одно преимущество работы с данными космических обсерваторий, обладающими высоким пространственным разрешением, то появляется возможность исследовать мелкомасштабные структуры (таких как факелы, спиккулы), наблюдаемых в разных диапазонах (например, данные в видимом диапазоне спектра, в линиях железа в ультрафиолете, магнитном поле и т.д.).

Неоспоримым и важнейшим достоинством космических данных является возможность получения длительных (до 5-6 дней) непрерывных рядов наблюдений тех или иных параметров активных солнечных образований. Это крайне важно для выявления и исследования долгопериодических колебательных процессов в пятнах, волокнах и факелах.

Исследования мелкомасштабных структур являются также важными для понимания глобальных процессов на Солнце. Важным преимуществом таких структур является их равномерное распределение по поверхности Солнца, в отличие от солнечных пятен. К тому же, мелкомасштабные факельные структуры на Солнце присутствуют на диске независимо от фазы активности Солнца.

Данные с высоким временным разрешением позволяют изучать как собственные движения мелкомасштабных структур, так и связанные с дифференциальным вращением Солнца. Используя вышеописанные особенности мелкомасштабных структур и качественные данные, можно получить для таких объектов кривую дифференциального вращения. При этом для такой кривой будет лучше статистическое наполнение в области экватора, где тех же солнечных пятен нет. Подключая данные гелиосейсмологии, по данным вращения мелкомасштабных факельных структур можно получить независимую оценку глубины залегания ячеек суперконвекции.

Еще одной актуальной задачей, которая ставилась в данной диссертации, является исследование связи между магнитным полем и яркостью для различных магнитных структур, в частности для пятен и факельных узлов. Несмотря на тот факт, что про подавление конвекции сильным вертикальным магнитным полем известно достаточно давно [6], для подтверждения такого явления нужны данные с магнитным полем и с интенсивностью, получаемые синхронно. Также данные должны обладать высоким пространственным разрешением для более детального сравнения вариаций яркости и магнитного поля.

В качестве итога следует сказать, что в физике Солнца существует множество вопросов, которые могут быть разрешены с использованием данных космических обсерваторий. Такие обсерватории являются новыми инструментами, поэтому работа с их данными является актуальной для сравнения их с результатами наземных наблюдений и построения новых теоретических моделей или уточнения существующих.

Цель исследования

Основная цель данной диссертации состоит в исследовании магнитных структур различных пространственных масштабов на Солнце, особенностях их движений и внутреннее строение магнитного поля с использованием данных наблюдений на солнечных космических обсерваториях, таких как SDO [39] и SOHO [13].

В первой части диссертации проводилось исследование движений мелкомасштабных магнитных структур (факелов) на спокойном Солнце. Цель исследования состояла в определении скорости дифференциального вращения с использованием, в качестве меры времени, периодов артефакта $p2p$ [17]. Сравнивая полученные скорости дифференциального вращения с угловыми скоростями, которые нам дает гелиосейсмология [24], можно диагностировать глубину залегания ячеек супергрануляции.

Во второй части диссертации описывается работа по установлению радиального профиля вертикального магнитного поля в тени солнечных пятен, как в случае с одиночным пятном, так и в случае биполярной группы. Затем проведено сравнение полученных профилей для одиночных пятен и пятен в биполярной группе.

Третья часть диссертации посвящена исследованию характера диссипации солнечных пятен. Подтверждено, что диссипация солнечного пятна происходит за счет просачивания магнитного потока через тонкий граничный слой магнитной силовой трубки пятна. В работе также подтвержден вывод о наличии двух фаз диссипации солнечных пятен, показано замедление темпов диссипации в пятнах с малой площадью тени.

В последней, четвертой части диссертации описывается насыщение эффекта подавления конвекции сильным вертикальным полем в солнечных пятнах. Впервые этот эффект подавления конвекции в пятнах предложен в работе [6] для объяснения низкой температуры тени пятна. В диссертации было определено значение напряженности магнитного поля, при котором наступает эффект насыщения подавления конвекции. В качестве объектов для исследования были выбраны солнечные

пятна с сильным вертикальным магнитным полем, а также факельные узлы, в которых магнитное поле более слабое, но связь яркости и магнитного поля для них выявляется при исследовании их долгопериодических колебаний.

Научная новизна

При исследовании кривой дифференциального вращения важно учитывать особенности тех способов и трассеров, которые являются основой для построения кривой дифференциального вращения. Полученные ранее кривые дифференциального вращения требовали длительных рядов наблюдений – несколько дней. В данной диссертации описан метод построения кривой дифференциального вращения Солнца, основанный на специфическом способе определения скоростей движения трассеров.

Метод, который был использован в данной работе, состоит в использовании артефакта p2p. Этот артефакт детально описан в работе [17]. Суть артефакта заключается в том, что вследствие движения объекта в плоскости CCD-матрицы приемника наблюдается изменение интенсивности сигнала при переходе его максимального значения с пикселя на пиксель. Именно это и является основой для метода построения кривой дифференциального вращения в данной диссертации. При этом важное отличие данного подхода состоит в том, что для определения скоростей дифференциального вращения были использованы данные за 2 часа наблюдений. Примененный метод наглядно показывает, что при использовании артефакта p2p в качестве индикатора скорости движения трассера можно получить достаточно надежные сведения о компоненте скорости движения объекта, которая лежит в картинной плоскости, за сравнительно небольшой промежуток времени.

Не менее важным применением полученной кривой дифференциального вращения по мелкомасштабным магнитным структурам является диагностика глубины залегания ячеек супергрануляции, которые захватывают собою мелкомасштабные структуры. Таким образом, исследуя скорости вращения мелкомасштаб-

ных факельных структур и сравнивая их с данными гелиосейсмологии, можно получить независимую оценку глубины залегания нижней границы суперконвективной ячейки.

Следующей частью диссертации является исследование диссипации солнечного пятна. Согласно моделям диссипации солнечного пятна через тонкий пограничный слой между трубкой магнитного потока солнечного пятна и окружающей средой [42, 44], скорость уменьшения площади тени солнечного пятна должна замедляться по мере уменьшения размера пятна до некоторого критического уровня. Этот теоретический эффект был подтвержден по данным наземных наблюдений в работе [62]. В диссертации были использованы данные наблюдений космических обсерваторий, имеющих высокое пространственное и временное разрешение, для получения картины диссипации солнечных пятен. Полученные результаты в виде кривой изменения площади солнечного пятна с течением времени соответствуют теоретическим кривым, описанным в работах [42, 44].

В диссертации, помимо исследования диссипации солнечных пятен, рассматривались и другие свойства солнечных пятен. Итак, при рассмотрении теоретических моделей солнечного пятна необходимо знать радиальное распределение магнитного поля внутри тени солнечного пятна. Такие распределения получались уже достаточно давно, однако для их получения использовались наземные наблюдения. При этом, пространственное разрешение получаемого радиального распределения магнитного поля в тени солнечного пятна является достаточно низким, количество надежных точек в таком распределении маленькое. При использовании данных космических обсерваторий эта проблема достаточно успешно решается. В диссертации был получен радиальный профиль магнитного поля в тени солнечного пятна, который хорошо соотносится с теоретической моделью солнечного пятна, представленной в работе [46].

В эволюции активных областей с биполярной группой пятен важную роль играет магнитная аркада, соединяющая два биполярных пятна. Вопрос о геометрии такой магнитной аркады весьма сложен в исследовании, но в то же время необхо-

дим для исследований активных областей в радиодиапазоне. В диссертации описано исследование, в котором по исследованию радиальных профилей вертикальной компоненты магнитного поля были получены углы наклона этих профилей в биполярной группе, что является важным вкладом в исследование геометрии магнитной аркады в активной области с биполярной группой.

Еще одна важная для моделирования солнечных пятен зависимость – это зависимость интенсивности в континууме от напряженности магнитного поля. В диссертации получена такая зависимость, полученная по данным наблюдений космических обсерваторий и найдено значение напряженности магнитного поля, при котором происходит эффект подавления насыщения конвекции.

Научная и практическая значимость

1. Получено радиальное распределение вертикального магнитного поля в тени солнечного пятна. В случае с одиночным пятном распределение имеет симметричную, колоколообразную форму. В случае с биполярной группой отчетливо видно асимметрию распределения напряженности магнитного поля в пятнах группы вдоль линии, соединяющей центры солнечных пятен.
2. Для исследования радиального распределения вертикального магнитного поля в тени солнечного пятна была выбрана совокупность из 30 солнечных пятен правильной округлой формы, на стабильном этапе эволюции, попадающих под время работы космической обсерватории SDO. Данная подборка солнечных пятен может быть использована при исследованиях, важных для моделирования пятен.
3. Получена зависимость интенсивности в континууме от напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна. Найдено такое значение напряженности магнитного поля, при котором интенсивность в континууме уже практически не меняется при дальнейшем нарастании поля, т.е. происходит насыщение. Данный результат важен для понимания природы охлаждения тени солнечного пятна.

4. По данным космических обсерваторий была подтверждена теоретически предсказанная фаза медленной диссипации солнечных пятен, сменяющая известную линейную стадию диссипации солнечного пятна.
5. В данных, полученных на дискретных приемниках излучения, присутствует артефакт $p2p$. На его основе вместе с анализом Фурье была получена кривая дифференциального вращения Солнца с использованием мелкомасштабных структур. Использование артефакта $p2p$ и фурье анализа дают хорошую возможность исследовать движения различных объектов по полю дискретного приемника излучения (при соблюдении требований к проявлению артефакта $p2p$). На примере данного исследования, показавшего достоверный результат, показана надежность метода для измерений скоростей движения трассеров в картинной плоскости (или компоненты скорости движения трассеров, которая лежит в картинной плоскости).
6. Был получен метод отделения периодов артефакта $p2p$, связанных с движениями объекта по матрице, и периодов собственных колебаний. Таким образом, появляется возможность для отделения близких периодов собственных колебаний и колебаний артефакта $p2p$, который связан с движением объекта в плоскости матрицы. Однако помимо собственных колебаний объекта могут присутствовать и колебания другой природы. Данная методика отделения периода артефакта $p2p$ позволяет отделить период артефакта $p2p$ от близкого по значению периода. Такое отделение периодов может использоваться при исследовании собственных колебаний излучения для разных объектов, изучении колебаний, присутствующих для данного объекта, в то же время можно определять периоды артефакта $p2p$ для получения скорости движения объекта в плоскости матрицы приемника излучения.
7. Получена кривая дифференциального вращения мелкомасштабных магнитных структур на Солнце, которые в свою очередь захвачены сеткой супергрануляции, которая, благодаря наличию лептоклина, вращается несколько быстрее поверхностных слоев Солнца. Таким образом, полученные скорости дифференциального вращения необходимо сравнивать не со скоростями дифференциального

вращения на поверхности Солнца, а с угловыми скоростями на глубине залегания ячейки суперконвекции. В рамках данных представлений была получена оценка нижней границы ячейки суперконвекции, которая составила около 30 Мм.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на следующих конференциях:

- XIX всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2015» (5 – 9 октября 2015 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН)
- The 5th RadioSun Workshop and Summer School (23 – 27 мая 2016, České Budějovice, Czech Republic)
- XX всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2016» (10 – 14 октября 2016 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН)
- XXI всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2017» (9 – 13 октября 2017 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН)
- The XIV Finnish – Russian Radio Astronomy Symposium (5 – 7 сентября 2018 года, Tuorla Observatory, Finland)
- XXII всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2018» (8 – 12 октября 2018 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН)
- XXIII всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2019» (7 – 11 октября 2019 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН)

Также результаты данной работы были представлены на следующих семинарах:

- Семинар кафедры астрофизики (30 марта 2017 года, Петергоф, СПбГУ)
- Семинар в университете Марии Склодовской-Кюри (19 мая 2016 года, Lublin, Poland)
- Семинар в ГАО РАН (4 марта 2020 года, Санкт-Петербург), доклад «Исследование элементов солнечной активности (пятен и факелов) по данным космических обсерваторий SOHO и SDO»

Публикации по результатам работы в журналах, рекомендуемых ВАК

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в следующих статьях:

1. Zhivanovich I., Solov'ev A. A., Smirnova V. V., RiehoKainen A., Nagnibeda V. G., *Radial profile of sunspot magnetic field on the SDO data* // **Astrophysics and Space Science.** – 2016. – Vol. 361. – article id. 102 – 6 pp.
2. Efremov V. I., Solov'ev A. A., Parfinenko L. D., RiehoKainen A., Kirichek E., Smirnova V. V., Varun Y. N., Bakunina I., Zhivanovich I., *Long-term oscillations of sunspots and a special class of artifacts in SOHO/MDI and SDO/HMI data* // **Astrophysics and Space Science.** – 2018. – Vol. 363. – Issue 3. – article id. 61 – 14 pp.
3. Zhivanovich I., RiehoKainen A., Solov'ev A. A., Efremov V. I., *Quasi-periodic oscillations of small-scale magnetic structures and a specific method for measuring the differential rotation of the Sun* // **Solar-Terrestrial Physics.** – 2019. – Vol. 5. – Issue 1. – p. 5-16.
4. RiehoKainen A., Strekalova P. V., Solov'ev A. A., Smirnova V. V., Zhivanovich I., Moskaleva A., Varun N., *Long quasi-periodic oscillations of the faculae and pores* // **Astronomy and Astrophysics.** – 2019. – Vol. 627. – id A10. – 7 pp.
5. Zhivanovich I., Solov'ev A. A., *Features of the slow dissipation of sunspots* // **Geomagnetism and Aeronomy.** – 2020. – Vol. 59. – Issue 8. – p. 1056-1061.
6. Zhivanovich I., Solov'ev A. A., Efremov V. I., Miller N. O., *Relationship of the magnetic field and the brightness of the sunspot and the center of a facular knot* // **Geomagnetism and Aeronomy.** – 2020. – Vol. 60. – Issue 7. – p. 865-871.
7. Efremov V. I., Solov'ev A. A., Parfinenko L. D., Zhivanovich I., *Anticorrelation of variations of the magnetic field of a sunspot and the brightness of its umbra in long-period sunspot oscillations* // **Geomagnetism and Aeronomy.** – 2020. – Vol. 60. – Issue 7. – p. 1023-1027.

8. Zhivanovich I., Solov'ev A. A., Efremov V. I., *Data and estimation of the depth of superconvection cells // Geomagnetism and Aeronomy. – 2021. – Vol. 61. – Issue 7. – p. 940-948.*

Прочие публикации по результатам работы

1. Живанович И., Соловьев А. А., Смирнова В. В., *Радиальный профиль напряженности магнитного поля в солнечном пятне по данным SDO/HMI // Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2015». – 2015. – с. 141 – 144.*
2. Живанович И., Риохокайнен А., Ефремов В. И., Соловьев А. А., *Дифференциальное вращение Солнца по данным SDO // Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2016». – 2016. – с. 109 – 112.*
3. Смирнова В. В., Лукичева М. А., Глатова К. А., Рыжов В. С., Живанович И., Нагнибеда В. Г., *Обработка данных радиотелескопа RT-7.5 МГТУ им. Н. Э. Баумана для использования в моделировании миллиметрового излучения активных областей солнечной хромосферы // Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2017». – 2017. – с. 293 – 296.*
4. Живанович И., Ефремов В. И., Риохокайнен А., Соловьев А. А., *Эффект $p2r$ и его применение для исследования движения трассеров // Труды Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике. Астрофизика и физика Солнца. ИСЗФ. – 2018. – с. 15-18.*
5. Живанович И., Соловьев А. А., *Особенности медленной диссипации солнечных пятен // Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2018». – 2018. – с. 169-172.*
6. Живанович И., Осипова А. А., Стрекалова П. В., Иванов В. Г., *Радиальный профиль магнитного поля солнечных пятен в рекуррентных группах // Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2019». – 2019. – с. 165-168.*

7. Живанович И., Соловьев А. А., *Зависимость яркости тени солнечного пятна от напряженности его магнитного поля* // Труды всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2019». – 2019. – с. 169-172.
8. Живанович И., Соловьев А. А., *Распределение магнитного поля в ведущем и хвостовом солнечных пятнах* // Труды всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2019». – 2019. – с. 173-176.
9. Живанович И., Соловьев А. А., Ефремов В. И., *Дифференциальное вращение Солнца, данные гелиосейсмологии и оценка глубины ячеек суперконвекции* // Труды всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2020». – 2020. – с. 101-104.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в подборе данных наблюдений космических обсерваторий по критериям для задач, описанных в главах 1, 2, 3 и 4. Автором проводилась обработка данных, создание методик работы с данными для выполнения конкретных задач исследования.

Структура и объем диссертации

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованных источников (62 наименования). Объем работы составляет 109 страниц машинописного текста, включая список используемых источников, 45 рисунков и 4 таблицы.

Краткое содержание диссертации

Глава 1 диссертации посвящена исследованию дифференциальному вращению Солнца по мелкомасштабным магнитным структурам (таким как факелы). Полученная кривая дифференциального вращения хорошо соотносится с известными кривыми. Помимо этого, при сравнении полученной кривой дифференциального вращения с угловыми скоростями, которые дает гелиосейсмология, появляется возможность получить оценку глубины залегания ячеек суперконвекции, дифференциальным вращением которых и характеризуются угловые скорости вращения мелкомасштабных магнитных структур.

Затем в **главе 2** обсуждается радиальное распределение напряженности магнитного поля в солнечных пятнах, которое играет важную роль в эволюции солнечных пятен. С другой стороны, для задачи моделирования солнечных пятен необходимо знать распределение магнитного поля в тени пятна. По этой причине предпринималось множество попыток построить распределения магнитного поля в солнечных пятнах [3, 5, 33, 43, 51].

С появлением космических обсерваторий появляется отличная возможность исследовать магнитное поле с лучшим пространственным разрешением. В диссертации проведено сравнение полученного по данным космических обсерваторий с другими известными распределениями. Было показано, что аналитическое представление, предложенное в работе [43], и расширенное в работе [45], лучше соответствует наблюдательным данным, собранным в рамках диссертации.

Для моделирования солнечных пятен удобно использовать наблюдения одиночных пятен правильной, округлой формы. В то же время, помимо исследования распределения вертикальной компоненты магнитного поля в тени одиночного пятна необходимо его сравнить с аналогичным распределением для пятен из биполярной группы. Профиль магнитного поля одиночного пятна имеет симметричную, колоколообразную форму. В случае с биполярной группой пятен, в которой присутствует магнитная аркадная структура, ожидается появление асимметрии в распределении магнитного поля в самих пятнах. Как будет выглядеть асимметрия профиля магнитного поля пятна в биполярной группе? Куда будет наклонен профиль вертикальной компоненты магнитного поля? Ответы на эти вопросы весьма важны для исследования формы магнитной аркады в биполярных группах солнечных пятен.

В диссертации вопрос о распределении магнитного поля в биполярных группах пятен также был рассмотрен. В частности, определялись углы наклона радиальных профилей в пятнах биполярной группы для исследования асимметрии наклонов таких распределений. Несмотря на то, что подобные исследования углов наклона магнитной аркады проводились и ранее [53], в данной диссертации применен совершенно отличный способ определения асимметрии профилей и углов

наклона магнитной аркады. Однако и в работе [53], и в диссертации остается еще один важный вопрос – для точного определения наклона магнитной аркады в биполярной группе пятен необходимо знать угол, под которым наклонена магнитная ось каждого из солнечных пятен биполярной группы относительно поверхности Солнца.

В **главе 3** диссертации рассматривается ещё один важный вопрос для моделирования солнечных пятен – вопрос о диссипации солнечного пятна.

Были рассмотрены некоторые модели диссипации солнечных пятен и произведено их сравнение. В качестве рабочей модели была выбрана модель диссипации солнечного пятна, согласно которой магнитный поток в пятне уходит через тонкий граничный слой между магнитной силовой трубкой пятна и окружающей средой [19, 42, 44]. Этот тонкий пограничный слой автоматически поддерживается на боковой границе, поскольку фотосфера и конвективная зона постоянно поджимают силовую трубку пятна в радиальном направлении, сохраняя баланс с магнитным давлением. Впоследствии такая идея была использована в работах [42, 44], где были получен закон распада солнечного пятна, состоящий из двух фаз, а именно линейная картина диссипации сменяется нелинейной.

В диссертации по специфическим критериям было отобрано 4 солнечных пятна из каталога данных обсерватории Дебрецена [4, 21], и были получены две соответствующие фазы диссипации этих пятен.

Следующая **глава 4** диссертации посвящена изучению зависимости интенсивности в континууме от напряженности магнитного поля в тени пятна. Понижение интенсивности (эффективной температуры) в тени солнечного пятна обусловлены тем, что сильное магнитное поле в тени солнечного пятна подавляет конвекцию. Таким образом, в такой области с сильным магнитным полем остается только лучистый перенос тепла, который слабее конвективного, что ведет к охлаждению плазмы в тени пятна до 3700-4000 К. Эта идея о подавлении конвекции сильными магнитными полями была впервые высказана в работе [6].

Другими, при увеличении напряженности магнитного поля интенсивность уменьшается. Однако остается еще один важный вопрос, так как температура (и

как следствие, интенсивность) не может уменьшаться бесконечно: при каких значениях напряженности магнитного поля конвекция подавлена настолько, что дальнейший рост поля уже не приведет к уменьшению температуры?

Установить наличие такого эффекта насыщения важно для подтверждения справедливости идеи Бирмана, а также для оценки того, насколько давление магнитного поля должно превосходить динамическое давление турбулентных пульсаций, чтобы конвекцию можно было считать полностью подавленной.

В диссертации по результатам обработки данных 22 солнечных пятен было показано наличие эффекта насыщения подавления конвекции, которое достигается при значении напряженности магнитного поля вблизи 2300 Гс. Эффект насыщения достигается при уменьшении интенсивности до уровня чуть ниже 0.1 от интенсивности спокойной фотосферы Солнца.

Основные положения, выносимые на защиту

1. По данным космического аппарата SDO получен радиальный профиль вертикального компонента магнитного поля в тени одиночного солнечного пятна, а также и для пятен в биполярной группе пятен. Полученные профили имеют ожидаемые различия, а именно: для одиночных правильных пятен радиальный профиль магнитного поля имеет симметричную форму и допускает простое аналитическое описание, а в случае пятен в биполярной группе наблюдается значительная асимметрия магнитных профилей вдоль направления, соединяющего центры пятен в группе.
2. Впервые с помощью артефакта $r2p$, задающего независимый эталон частоты, построена кривая дифференциального вращения мелкомасштабных факельных магнитных структур, которая в целом совпадает с известными ранее результатами наземных наблюдений. При сравнении с данными гелиосейсмологии полученная кривая дифференциального вращения этих мелкомасштабных факельных трассеров, очевидно, захваченных сеткой супергрануляции, дает независимую оценку глубины залегания нижней границы супергрануляционных ячеек (около 30 Мм).
3. По данным SDO подтвержден эффект снижения темпа диссипации в малых солнечных пятнах, предсказанный моделью диссипация магнитного поля пятна через тонкий граничный слой [44].
4. Получена зависимость интенсивности тени солнечного пятна от напряженности магнитного поля. Показано, что насыщение эффекта подавления конвекции в тени пятна вертикальным магнитным полем наступает при напряженности магнитного поля около 2300 Гс. Дальнейший рост напряженности поля не ведет к снижению эффективной температуры тени пятна.

Глава 1. Исследование кривой дифференциального вращения Солнца по мелкомасштабным магнитным структурам и оценка глубины залегания ячеек суперконвекции.

1.1 Эффект p2p

Исследования квазипериодических флуктуаций различных магнитных структур в активных областях на Солнце и вне их играет важную роль в изучении параметров Солнца, солнечной атмосферы [18, 52]. Такие флуктуации являются регулярными периодическими процессами, в которых спектр фундаментальной моды четко определен и устойчив. Однако помимо процессов, присущим активным областям, в наблюдениях присутствуют флуктуации, связанные с технической компонентой инструмента или приемника излучения. Одним из таких процессов является эффект p2p, проявляющийся при любых наблюдениях с использованием ПЗС матриц в качестве детектора излучения.

Так как эффект p2p является регулярным и стабильным, он будет использован для определения скоростей движения мелкомасштабных магнитных структур.

Эффект p2p проявляется следующим образом: экстремальный отсчет (интенсивность, магнитное поле и т. д.) постепенно перемещается от одного пикселя к соседнему и в течение некоторого времени проецируется на границу между двумя пикселями. В пикселе, в котором недавно фиксировалось максимальное значение интенсивности, записывается меньшее значение интенсивности. Однако информация по-прежнему считывается из этого пикселя и дает локальный минимум на уровне сигнала. Затем экстремальный отсчет переходит к следующему пикселю, и максимальное значение восстанавливается. Процесс регулярного перехода экстремальной точки распределенного объекта от одного пикселя дискретной матрицы к другому дает ложную периодичность в сигнале. Этот эффект назван p2p (pixel-to-pixel) [15, 17]. Пример проявления эффекта p2p показан на рисунках 1 и 2.

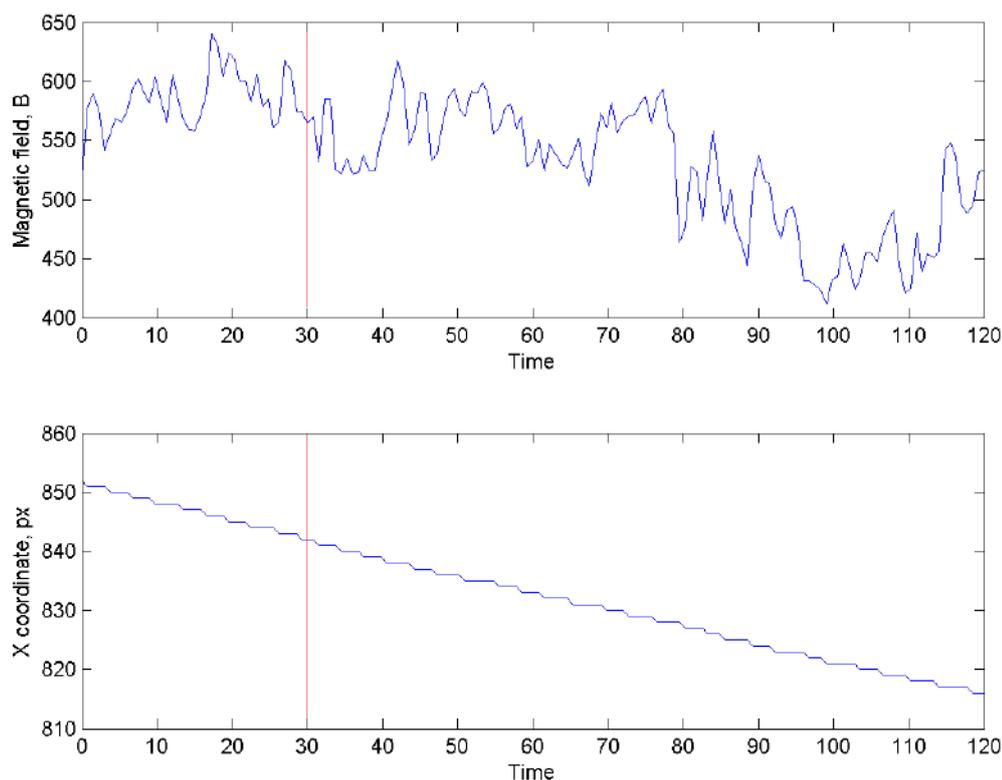


Рисунок 1. Временные ряды значения экстремального магнитного поля (верхняя панель) и временные ряды x-координаты этой точки (нижняя панель). Вертикальная черта отделяет фрагмент, более крупно показанный на рисунке 2.

Очевидно, что при использовании «непрерывных» приемников излучения (например, фотографических пластинок) такой эффект появиться не сможет.

Следуя описанию артефакта $r2p$, которое приведено выше, а также более подробно в работах [15, 17] можно выделить несколько критериев, необходимых для проявления артефакта $r2p$ в наблюдательных данных.

Итак, во-первых необходимы наблюдения, которые ведутся на дискретные приемники излучения, такие как ПЗС матрицы. Во-вторых, необходим градиент наблюдаемого излучения. При отсутствии экстремального значения эффект $r2p$ не будет проявляться на фоне наблюдаемого сигнала. В-третьих, шаг дискретизации временного ряда наблюдений должен быть меньше, чем период эффекта $r2p$ (другими словами, шаг между кадрами должен быть меньше, чем время, необходимое

для перехода экстремального отсчета с одного пикселя на соседний). Следует учитывать, что сам период эффекта $p2p$ зависит от разрешения прибора и приемной аппаратуры.

1.2 Используемые данные и проявление артефакта $p2p$ в данных

Исходя из необходимых условий для проявления эффекта $p2p$ в качестве данных были выбраны наблюдения инструмента HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) на борту космической обсерватории SDO (Solar Dynamics Observatory) [39]. Данные, получаемые с аппарата SDO обладают всеми необходимыми параметрами для проявления эффекта $p2p$. В то же время данные космической обсерватории обладают высоким пространственным разрешением, что позволяет использовать мелкомасштабные магнитные структуры в качестве трассеров, и для них будет достаточный градиент вокруг отсчета с экстремальным значением напряженности магнитного поля. Пример эффекта $p2p$ в наблюдениях показан на рисунке 2.

В качестве трассеров для построения картины дифференциального вращения Солнца были выбраны мелкомасштабные магнитные структуры (такие как факелы), пример которых показан на рисунке 4. С одной стороны, такие структуры присутствуют на диске Солнца вне зависимости от фазы активности и наличия активных областей. С другой стороны, подобные мелкомасштабные магнитные структуры достаточно равномерно распределены по диску Солнца. Таким образом, используя один временной ряд данных можно построить хорошо заполненную по широтам кривую дифференциального вращения.

При исследовании эффекта $p2p$ нельзя забывать про то, что причиной появления эффекта является движение трассера, спроецированное на плоскость матрицы. В случае мелкомасштабных магнитных структур на Солнца, то они движутся вследствие дифференциального вращения, с незначительными отклонениями относительно той параллели, на которой они расположены. При использовании данных космической обсерватории SDO такое движение факелов и мелкомасштабных магнитных структур проецируется в горизонтальном направлении. Однако следует

учитывать проявление эффекта r_{2r} и в вертикальной проекции матрицы, чтобы отслеживать движения мелкомасштабных магнитных структур, не связанные с дифференциальным вращением Солнца. В случае со стабильной мелкомасштабной магнитной структурой проявление эффекта r_{2r} вдоль вертикального направления не превышает нескольких пикселей (2-3 пикселя). Пример проявления эффекта r_{2r} вдоль двух направлений для стабильной мелкомасштабной магнитной структуры представлен на рисунке 3.

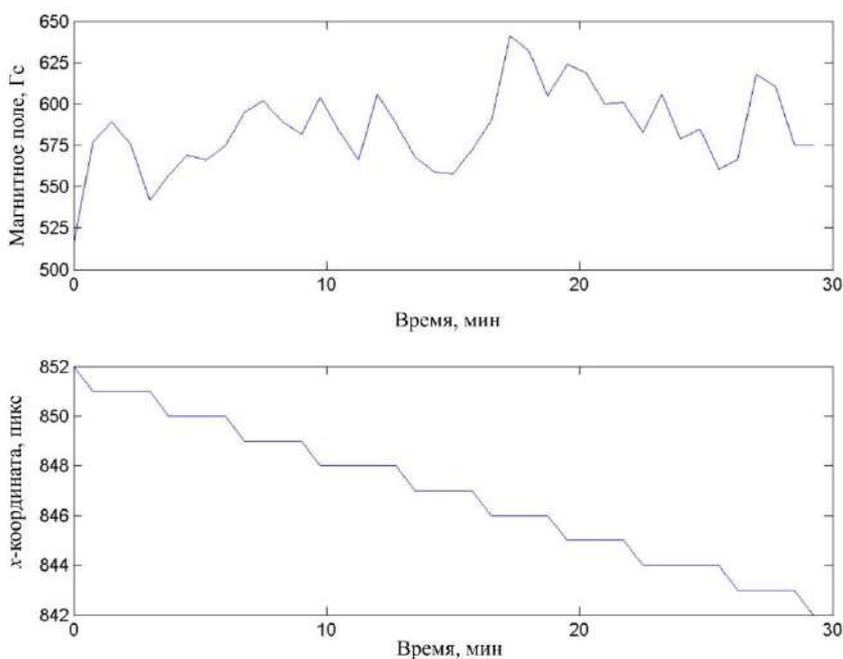


Рисунок 2. Фрагменты временных рядов с экстремальным значением напряженности магнитного поля (верхняя панель) и горизонтальной координаты этой точки в плоскости матрицы (нижняя панель).

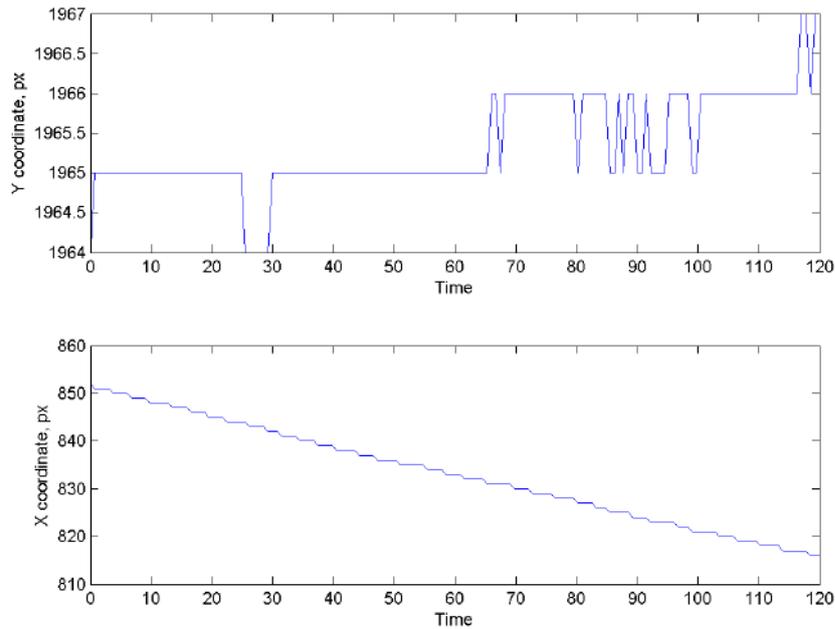


Рисунок 3. Оба направления эффекта p2p (верхняя панель – долготная составляющая, нижняя панель – широтная составляющая).

В то же время вследствие проекционных эффектов при наблюдении объектов близко к краю диска Солнца будет сильнее выражен эффект p2p в вертикальном направлении на матрице приемника. Если ограничиться теми структурами, которые находятся вблизи видимого центрального меридиана, то в конечном итоге становится возможно использовать эффект p2p в одном направлении (вдоль физического движения трассеров).

Как уже было выяснено в работах [15, 17] периоды эффекта p2p распределены в диапазоне 3 – 10 минут для инструмента НМІ. При выборе данных временной шаг между двумя последовательными наблюдениями составляет 45 секунд. Таким образом, чтобы исследовать мелкомасштабные магнитные структуры вблизи видимого центрального меридиана и при этом период эффекта p2p укладывался более 10 раз на всей длине временного ряда, были использованы ряды длительностью 2 часа. Таких рядов достаточно для соблюдения всех необходимых условий как для проявления эффекта p2p, так и для избавления от необходимости работать с двумя направлениями эффекта p2p вследствие проекционных эффектов.

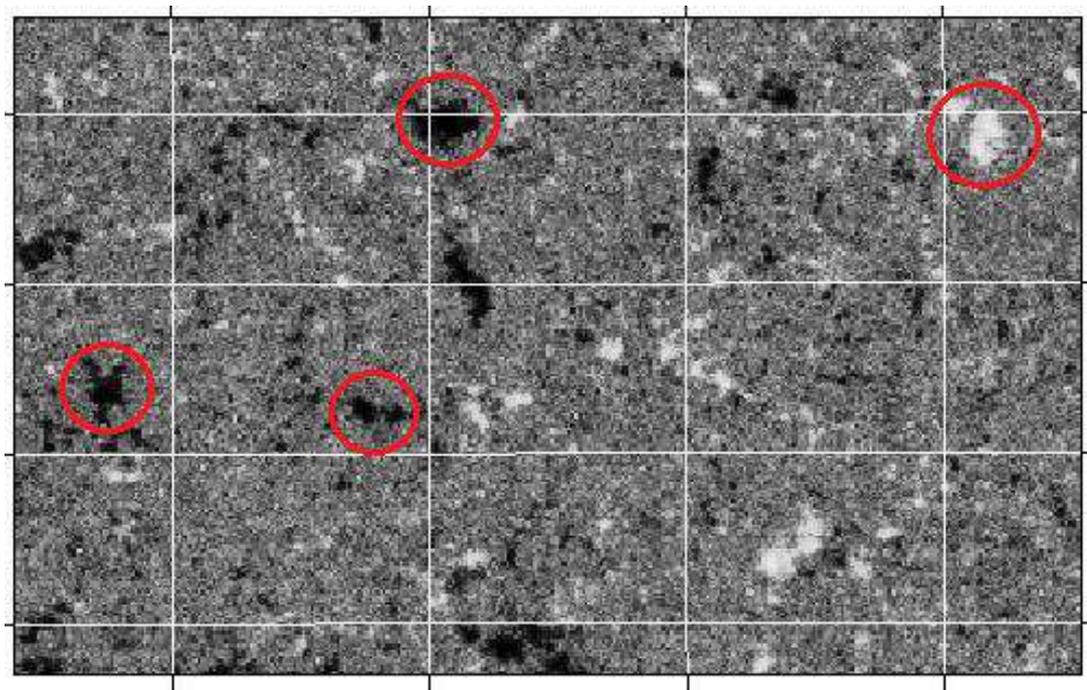


Рисунок 4. Фрагмент магнитограммы SDO/HMI с мелкомасштабными магнитными структурами (отмечены красными кружками).

В конечном итоге область диска Солнца, на которой подбирались мелкомасштабные магнитные структуры, имеет следующие параметры – отклонение от центрального видимого меридиана составляет $10^\circ - 15^\circ$). Аналогично, чтобы избежать проекционных эффектов, была определена область относительно широты. Относительно видимого центра диска Солнца удаление по широте должно быть не более 60° .

Итак, с учетом всех вышеописанных критериев, для работы были выбраны 2 временных интервала, в которых были получены данные наблюдений инструмента HMI космической обсерватории SDO:

- 27.06.2015, 14:00:00–16:00:00 UT;
- 27.06.2015, 10:00:00–12:00:00 UT.

Следует отметить, что указанные интервалы близки, в исследовании не использовались повторяющиеся мелкомасштабные магнитные структуры. Помимо

мелкомасштабных магнитных структур для проверки надежности полученной кривой дифференциального вращения были использованы 3 солнечных пятна, с соответствующими временными сериями:

- 26.06.2013, 05:12:00–07:12:00 UT, NOAA 11777;
- 18.01.2013, 14:36:00–16:36:00 UT, NOAA 11658;
- 05.08.2013, 21:48:00–23:48:00 UT, NOAA 11809.

Следует сделать важное замечание касательно точности измерения напряженности магнитного поля инструментом HMI/SDO, которая составляет 18 Гс [1, 10]. Во временных рядах, по которым выявляется артефакт $p2r$ дисперсия колебаний может оказаться меньше 18 Гс. Как уже говорилось выше, используемые в данной работе вариации магнитного поля связаны не с колебаниями в магнитной структуре (которая фиксируется с точностью до 18 Гс), а связаны с дискретностью приемника излучения (ПЗС матрицы), что делает в ряде случаев возможным его отделение от основного сигнала. Несмотря на все вышеописанное, удастся выделить период артефакта $p2r$ благодаря его стабильному поведению.

1.3 Построение временных рядов напряженности магнитного поля и координаты экстремального отсчета, методы определения периодов артефакта $p2r$

Для построения временных рядов с экстремальным значением напряженности магнитного поля находились все мелкомасштабные магнитные структуры в пределах области, которая описана в предыдущем параграфе.

Помимо временных рядов с экстремальным значением напряженности магнитного поля строились временные ряды с двумя координатами этого отсчета на матрице. Для простоты определимся, что основная координата, вдоль которой происходит движение трассера, будет горизонтальной. Вертикальная координаты нужна для контроля. Для случая стабильной мелкомасштабной магнитной структуры изменение этой координаты не должно превышать 2 пикселей (пример такой мелкомасштабной магнитной структуры со стабильным поведением показан на рисунке 3). В случае, если изменение вертикальной координаты превышает указанное

значение, то такая мелкомасштабная структура не использовалась для исследования.

Горизонтальная координата экстремального отсчета также является важным индикатором стабильности мелкомасштабной магнитной структуры. В случае, когда поведение мелкомасштабных магнитных структур является стабильным, структура временного ряда с горизонтальной координатой будет «ступенчатой». Когда наблюдается изменение ширины «ступенек», то такие структуры также исключались из исследования.

В конечном итоге были отобраны 120 различных стабильных мелкомасштабных магнитных структуры, для которых длины временных рядов варьировались в диапазоне от 1 до 2 часов.

Далее, для временного ряда с горизонтальной координатой экстремального отсчета определялся характерный период перехода с пикселя на пиксель путем усреднения ширины «ступенек». Для временного ряда с экстремальным значением напряженности магнитного поля периоды эффекта $p2r$ определялись вейвлет и фурье анализом. На рисунках 5 и 6 показаны соответственно вейвлет и фурье спектры для временного ряда с экстремальным значением напряженности магнитного поля.

Как видно на вейвлет-спектре (рисунок 5) был выявлен период 49.6 минут, который не является связанным с периодом эффекта $p2r$. Таким образом, можно сделать заключение, что такой метод определения периода эффекта $p2r$ не подходит.

Обратимся к фурье-спектру, представленному на рисунке 6. По нему определяются периоды 3.4, 4.1, 4.8, 6, 8.6 и 20 минут. Очевидно, что фурье-спектр имеет лучшее разрешение по частоте, чем вейвлет-спектр.

Необходимый для исследования период эффекта $p2r$ определяется техническими параметрами инструмента НМІ. Учитывая пространственное разрешение данных, составляющее 1 угловую секунду, а также разрешение ПЗС-матрицы составляет 4096×4096 пикселей. Таким образом периоды эффекта $p2r$ имеют значения в диапазоне от 2 до 8 минут.

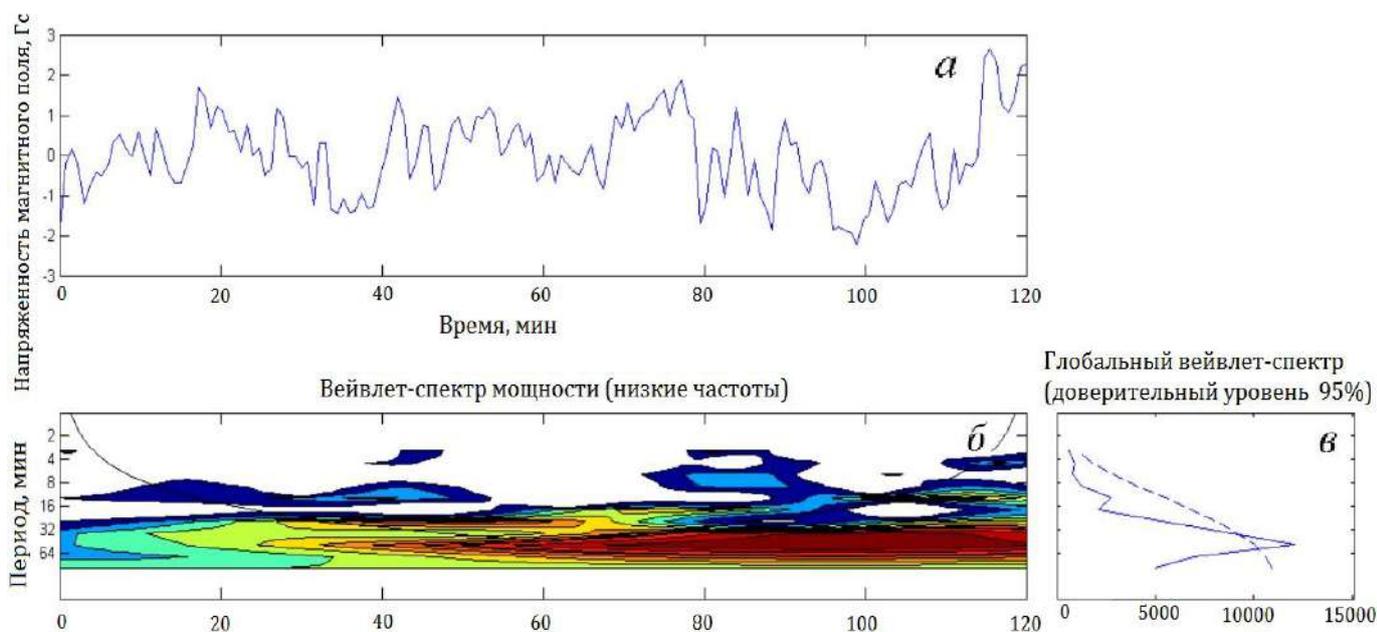


Рисунок 5. Временной ряд с экстремальным значением напряженности магнитного поля (а) в мелкомасштабной магнитной структуре, расположенной на широте 9.3° и вейвлет-спектры для него (б, в). На панели (в) штриховой линией показан уровень значимости.

Далее необходимо все обнаруженные в фурье-спектре периоды разделить на несколько различных групп:

- 1) периоды, связанные с эффектом $r2r$, составляющие 2 – 8 минут;
- 2) периоды 3 – 10 минут, обусловленные распространением МГД-волн;
- 3) периоды низкочастотных колебаний (10 – 40 минут), физическая природа которых может быть объяснена как воздействием грануляции [49], так и проявлением собственных колебаний магнитных структур как целостных объектов [40, 15, 17].

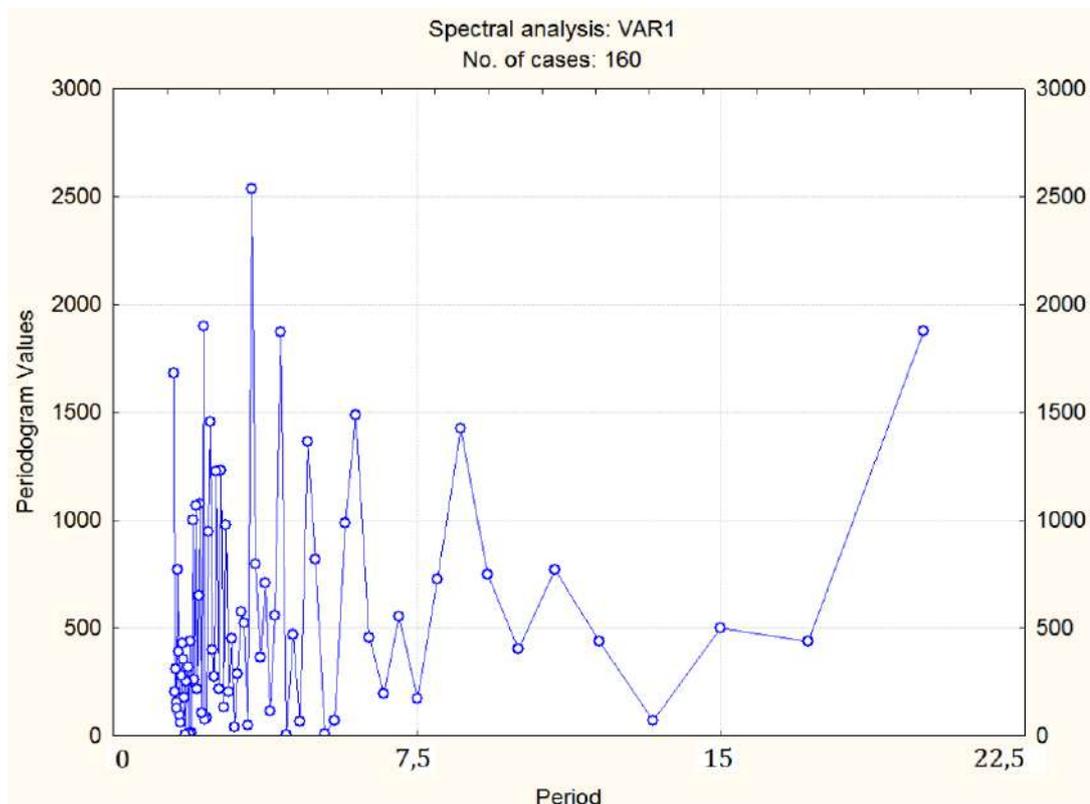


Рисунок 6. Фурье-спектр временного ряда с экстремальным значением напряженности магнитного поля в мелкомасштабной магнитной структуре, расположенной на широте 9.3° . На оси X отмечены минуты.

Как видно из перечисленных выше групп периодов, периоды, необходимые для построения кривой дифференциального вращения и периоды, связанные с распространением МГД-волн, близки по своим значениям. Возникает проблема по отделению друг от друга двух близких по значению периодов различной природы. К счастью, данная проблема имеет решение. Как говорилось выше, в работе использовались временные ряды с горизонтальной координатой. В таких временных рядах присутствуют периоды эффекта $r2r$. В то же время временной ряд с горизонтальной координатой не содержит периоды, вызванные конвекцией. Благодаря этому можно найти типичный период эффекта $r2r$ для каждой мелкомасштабной структуры, и определить его в фурье-спектре временного ряда вариаций магнитного поля в этой мелкомасштабной магнитной структуре. Еще одно важное различие в физическом характере данных двух типов периодов заключается в том, что

период эффекта $p2r$ имеет ярко выраженную зависимость от гелиошироты. Периоды колебаний, вызванных распространением МГД-волн не имеют широтной зависимости. Данный эффект проиллюстрирован разделения периодов по зависимости от гелиошироты представлен на рисунке 7. Описанные выше способы позволяют отделить период эффекта $p2r$ от периодов, связанных с распространением МГД-волн.

Исходя из вышеописанного, из ранее отобранных 120 мелкомасштабных магнитных структур для окончательного исследования были отобраны 25 наиболее стабильных мелкомасштабных магнитных структур, для которых однозначно удастся отделить период эффекта $p2r$ от прочих.

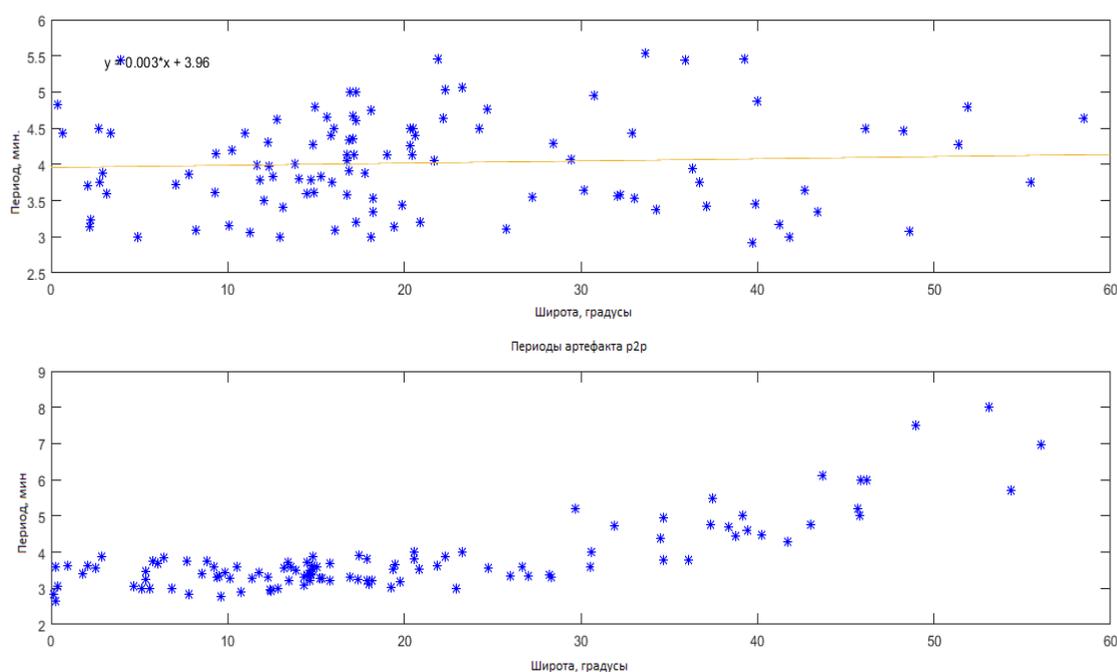


Рисунок 7. Распределение периодов колебаний 3-10 минут в зависимости от гелиошироты представлен на верхней панели. Периоды эффекта $p2r$ в зависимости от гелиошироты показан на нижней панели.

1.4 Кривые дифференциального вращения

По результатам отбора стабильных мелкомасштабных магнитных структур, для которых однозначно определены периоды эффекта $p2p$ были получены 2 временных ряда с периодами эффекта $p2p$, полученных из временных рядов с экстремальным значением напряженности магнитного поля и горизонтальной координаты точки с экстремальным значением напряженности магнитного поля. Далее эти периоды должны быть пересчитаны в единицы угловой скорости (градусы в день) следующим образом:

- вычисляем длину круга равных широт по формуле $l_\theta = 2\pi R_0 \cos\theta$, где l_θ — длина круга равных широт; R_0 — радиус Солнца, км; θ — широта мелкомасштабной структуры;
- размер пикселя в километрах для любой широты вычисляется из соотношения $\frac{R_0}{sizePX} = \frac{x}{1 \text{ пиксель}}$, где x — размер пикселя в километрах; $sizePX$ — размер солнечного диска на матрице в пикселях (равное 1872 пикселя);
- далее, когда известны длина круга равных широт и размер одного пикселя в километрах, связь между масштабом поверхности Солнца в километрах и масштабом на матрице в пикселях может быть получена по формуле $\beta = 360 \cdot x / l_\theta$, где β — масштаб на матрице в пикселях;
- наконец, можно найти угловую скорость Ω , выраженную в градусах в день, вычисленную с использованием периода артефакта P_{p2p} : $\Omega = 24ч \cdot 60мин \cdot \beta / P_{p2p}$.

В нашем исследовании были получены два распределения угловых скоростей. Первое было получено из периодов эффекта $p2p$, взятых из фурье-спектра временных рядов с экстремальным значением магнитного поля в мелкомасштабной структуре (правая верхняя панель на рисунке 8). Второе было рассчитано по средней ширине «ступенек» во временном ряду горизонтальной координаты (левая верхняя панель на рисунке 8). Полученные распределения угловых скоростей приведены для сидерического периода вращения Солнца.

Далее для сравнения с другими известными кривыми дифференциального вращения необходимо все привести к единой форме. За основу взята формула, описанная в работе [58]:

$$\Omega = A - B \sin^2 \Theta - C \sin^4 \Theta \quad (1)$$

В формуле (1) Ω – скорость дифференциального вращения Солнца (градусы в день), Θ – широта, A, B и C – коэффициенты аппроксимации. В работе [60] приведена аналогичная формула, в которой дополнительно указана константа 0.9865. Данная константа является разницей между сидерическим и синодическим периодами вращения Солнца.

Данные	A	B	C	Источник
солнечные пятна	14.38 (13.39)	2.96	0	[35]
солнечные пятна	14.37 (13.38)	2.60	0	[48]
магнитное поле	14.37 (13.38)	2.30	1.62	[41]
спектроскопия	14.19 (13.2)	1.70	2.36	[23]
факелы	14.4 (13.41)	1.5	0	[2]
x -координата	14.7 (13.71)	3.39	0	текущая работа
магнитное поле	14.8 (13.81)	4.115	0	текущая работа

Таблица 1. В первом столбце представлены методы или трассеры для определения скоростей дифференциального вращения Солнца. Далее 3 столбца с соответствующими коэффициентами для представления скоростей в виде (1). Отдельно во втором столбце (коэффициент A) вне скобок указано значение, соответствующее сидерическому периоду вращения Солнца, а в скобках – синодическому значению. В случае с пустым полем коэффициента C обозначает, что данный коэффициент не использовался в данном методе. В последнем столбце указаны авторы соответствующей кривой. Последние две строки показывают коэффициенты для кривых дифференциального вращения, которые были получены в диссертации.

Помимо кривых дифференциального вращения, полученных автором по периодам эффекта $r2r$, использовались еще несколько кривых [2, 23, 35, 41, 48]. Все эти кривые, представленные в виде формулы (1) в пересчете на синодические значения,

показаны на нижней панели на рисунке 8. Также параметры для всех кривых представлены в таблице 1. Следует сказать, что в таблице 1 во втором столбце (соответствует коэффициенту A) представлено значение для сидерического периода вращения, а в скобках показано значение для синодического вращения. Разница между значениями составляет 0.9865, что было указано выше. Получается, что такой подход (использование фурье анализа и эффекта $p2p$ для определения скоростей трассеров в плоскости ПЗС-матрицы) позволил надежно определить скорости движения мелкомасштабных магнитных структур. В сравнении с классическими методами, следует отметить преимущества использования эффекта $p2p$. Вместо использования рядов данных длиной в несколько дней с помощью эффекта $p2p$ достаточно интервала 1 – 2 часа, в который период эффекта $p2p$ укладывается 10 – 20 раз (в случае инструмента HMI/SDO).

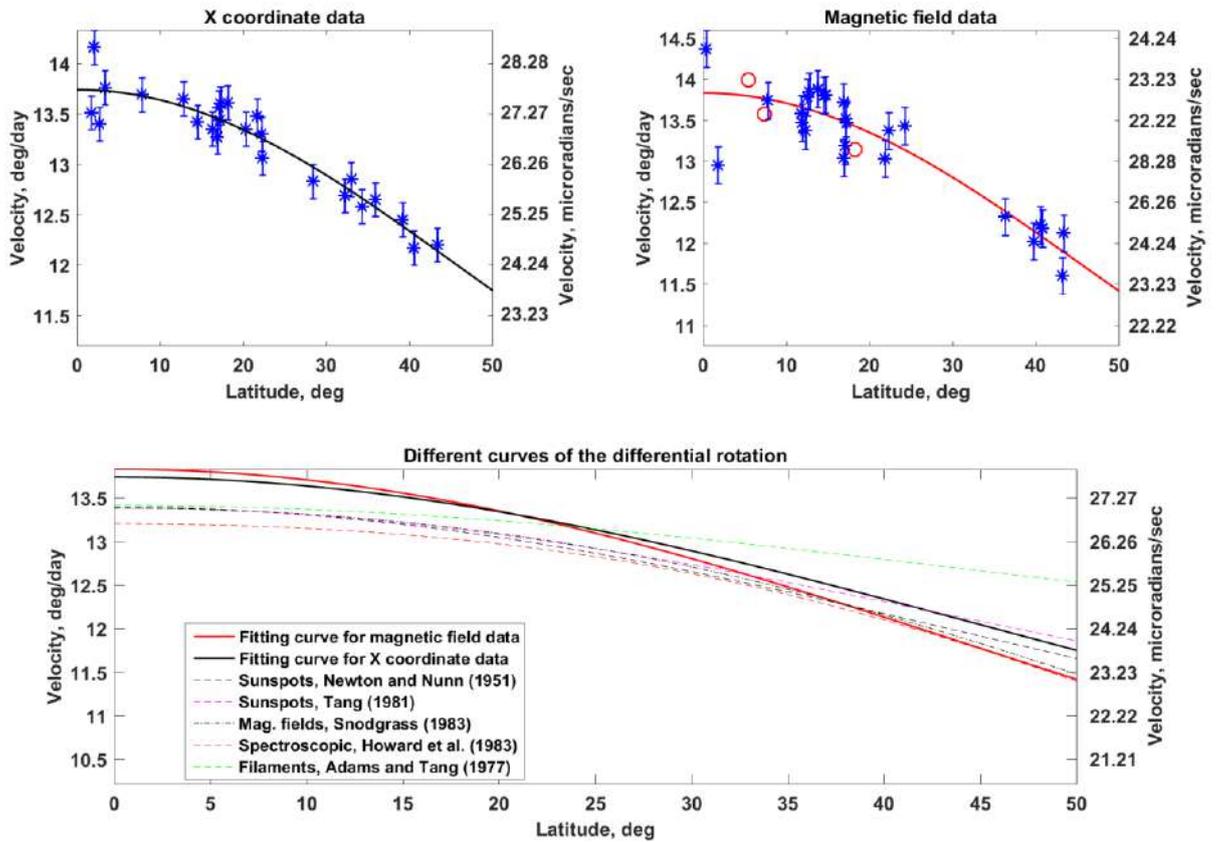


Рисунок 8. Дифференциальное вращение Солнца (соответствующее синодическому периоду вращения). По горизонтальным осям всех графиков отмечены широты от экватора в углах (на левой вертикальной оси единица измерения – градусы в день, на правой вертикальной оси – микрорадианы в секунду). По вертикальной оси показаны скорости вращения в градусах за сутки. На верхних двух панелях представлены кривые дифференциального вращения, полученные в рамках диссертации. Синими точками с барами ошибок представлены данные, полученные по измерениям периода артефакта $p2r$ у мелкокомасштабных структур. Красными точками показано несколько измерений скоростей дифференциального вращения Солнца по солнечным пятнам. Сплошными линиями на верхних панелях показано приближение наблюдений в виде формулы (1) с коэффициентами, указанными в таблице 1, с учетом синодического вращения (значение коэффициента A из таблицы 1 берется в скобках). На нижней панели представлены кривые дифференциального вращения, полученные в рамках диссертации и показанные в таблице 1.

1.5 Оценка глубины залегания ячеек суперконвекции по кривой дифференциального вращения Солнца

После построения кривой дифференциального вращения, полученной с помощью частотного эффекта $p2p$, необходимо ее сравнить с данными, которые дает гелиосейсмология (рисунок 9) [24].

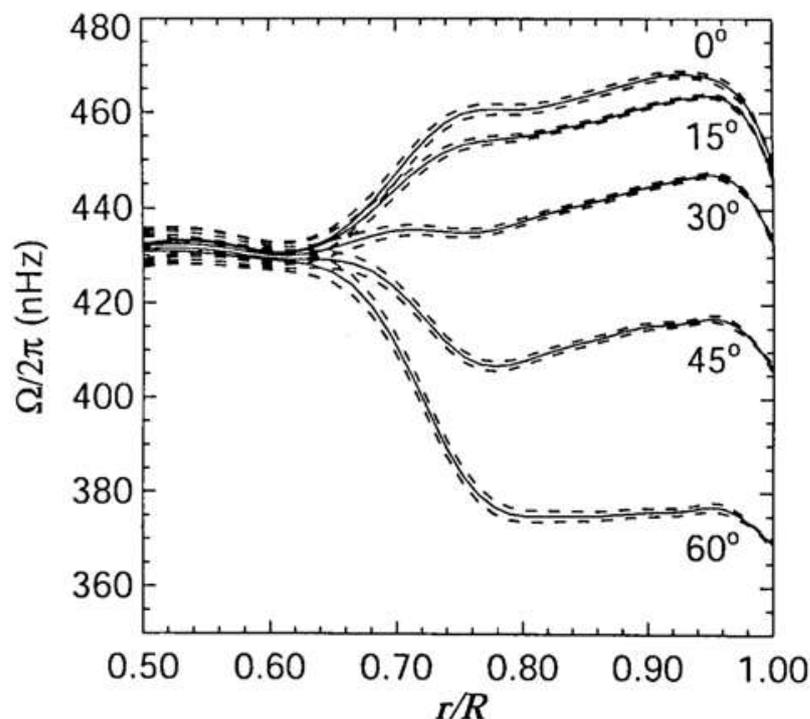


Рисунок 9. Дифференциальное вращение Солнца по данным гелиосейсмологии, представленное в виде зависимости частоты вращения от глубины. Несколькими линиями показаны кривые для различных широт (0° , 15° , 30° , 45° и 60° соответственно сверху вниз). По горизонтальной оси отложена относительная глубина (в долях радиуса Солнца). Рисунок взят из работы [24].

При сравнении полученных данных с использованием эффекта $p2p$ с данными гелиосейсмологии оказывается, что угловые скорости вращения на поверхности Солнца, которые дает гелиосейсмология, оказываются ниже полученных скоростей вращения, полученным по мелкомасштабным магнитным структурам. С этим необходимо разобраться.

Как видно из рисунка 9, дифференциальное вращение солнечных слоев в конвективной зоне проявляется от тахоклина (с глубины порядка 0.68 радиуса Солнца), затем скорости вращения плавно меняются с глубиной, и ближе к поверхности резко падают с расстоянием от центра Солнца. Данный слой принято называть лептоклином.

Благодаря наличию лептоклина в верхней части конвективной зоны Солнца, конвективные ячейки супергрануляции вращаются быстрее, чем поверхностные слои. Мелкомасштабные факельные магнитные структуры на Солнце, судя по их динамике, захвачены магнитной сеткой супергрануляции и дифференциальное вращение таких структур будет совпадать с дифференциальным вращением сетки супергрануляции. Для суперконвективной ячейки скорость её углового перемещения по диску Солнца будет, видимо, определяться движением её нижней, наиболее плотной, нижней границы, т.е. эта ячейка в целом будет двигаться по диску Солнца быстрее, чем самые верхние, поверхностные слои фотосферы. Зная структуру лептоклина, т.е. распределение угловых скоростей вращения Солнца в зависимости от глубины и широты в верхней части конвективной зоны (рисунок 9), и сравнивая её со скоростями вращения, полученным нами по поверхностным мелкомасштабным магнитным трассерам (рисунок 10), мы можем оценить глубину залегания нижней, наиболее плотной, границы ячейки суперконвекции (рисунок 11).

На рисунке 11 показано, как для глубины около 30 Мм с кривой дифференциального вращения Солнца снимаются скорости, которые соответствуют этой глубине. Они помечены квадратиками на рисунке 10. Как видно, данные, которые дает нам гелиосейсмология, хорошо соотносятся с полученными в работе [56] скоростями дифференциального вращения мелкомасштабных магнитных структур, которые принадлежат к магнитной сетке супергрануляции.

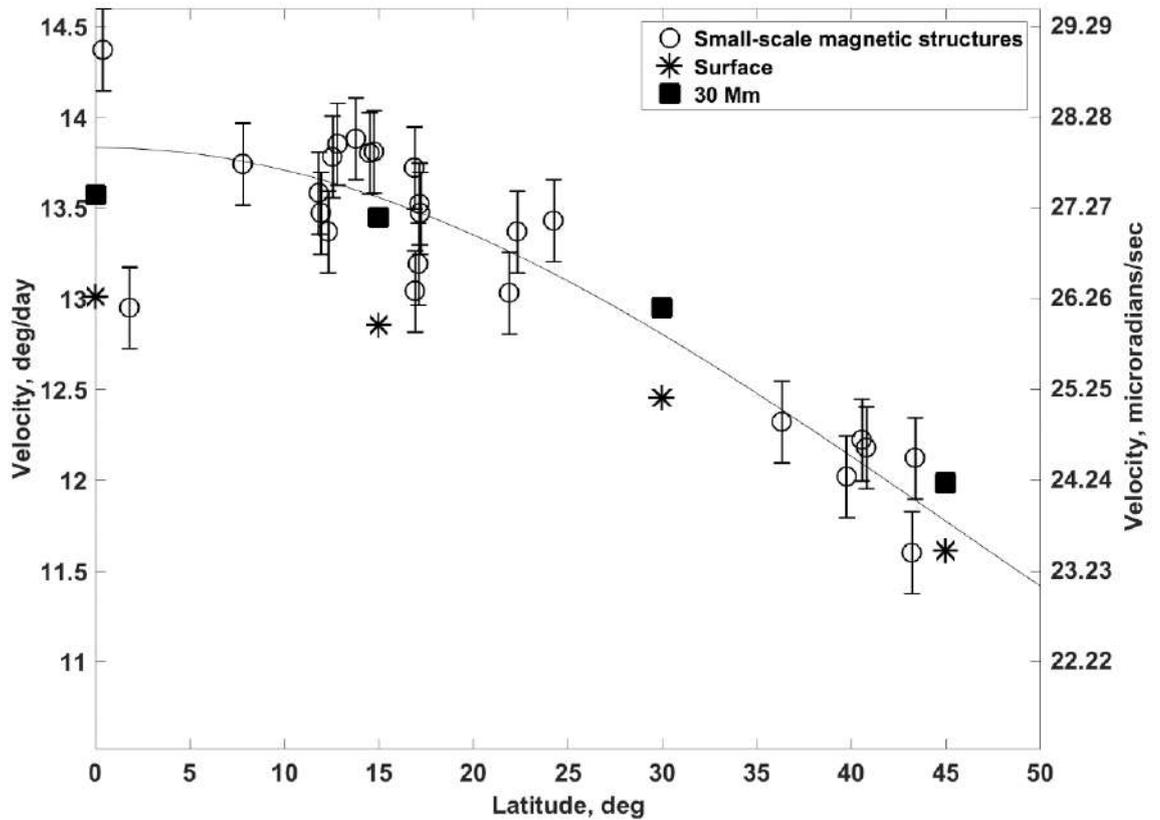


Рисунок 10. Кривая дифференциального вращения Солнца, полученная для мелкомасштабных факельных структур с помощью артефакта r2p по данным SDO/HMI (кружки с баром). Линией показана аппроксимация наблюдений в виде кривой (1). «Звездочками», снятыми с гелиосейсмологической кривой для поверхности Солнца (рисунок 9). Черными «квадратиками» показаны угловые скорости вращения на глубине 30 Мм, которые дает лептоклин (см. ниже рисунок 11).

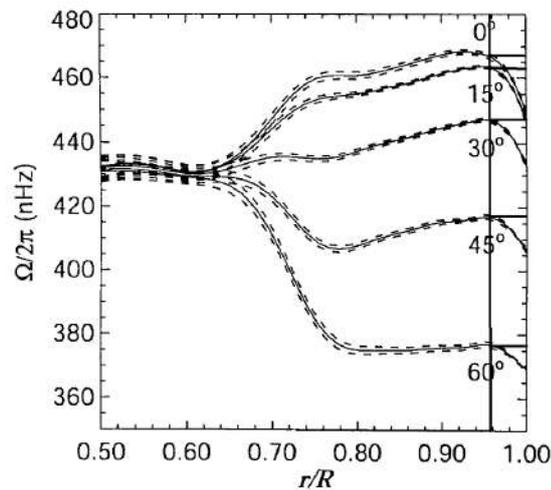


Рисунок 11. Процедура снятия данных, соответствующих угловой скорости вращения Солнца на глубине 30 Мм (отмечена вертикальной линией, горизонтальными ответвлениями от этой линии показаны соответствующие частоты дифференциального вращения на каждой широте).

1.6 Выводы к главе 1

Мелкомасштабные магнитные трассеры (малые солнечные пятна, факелы, факельные гранулы), использованные в работе [56] для определения дифференциального вращения Солнца, представляют из себя чрезвычайно динамичные, подвижные структуры, подверженные постоянным возмущениям со стороны грануляции и супергрануляции. Это обстоятельство дает нам все основания полагать, что наши мелкомасштабные магнитные трассеры эффективно захватываются сеткой супергрануляции, которая, благодаря наличию лептоклина в верхней части конвективной зоны, вращается несколько быстрее, чем самые верхние, поверхностные слои Солнца. Поэтому сравнивать полученные нами по этим трассерам скорости дифференциального вращения необходимо с угловыми скоростями на глубине залегания ячейки суперконвекции. В рамках таких представлений, зная структуру лептоклина по данным гелиосейсмологии (рисунок 11), можно оценить глубину нижней, наиболее плотной, границы ячейки суперконвекции. Получается, что эта глубина составляет около 30 Мм. Такая оценка представляется вполне разумной.

Глава 2. Радиальное распределение напряженности магнитного поля в солнечных пятнах

2.1 Исследования и модели солнечных пятен

Солнечные пятна известны человечеству с древнего мира. Первые сообщения о темных образованиях датируются несколькими веками до нашей эры. Это обстоятельство объясняет почему именно солнечные пятна стали первыми проявлениями активности Солнца, которыми детально занялись исследователи. Однако несмотря на то, что солнечные пятна вызывали интерес, долгое время физическая природа пятен была не ясна. Тем не менее наблюдения пятен привлекали большое внимание.

Одним из первых открытий о структуре солнечных пятен относится к работе Вильсона [50]. Наблюдая солнечные пятна близко к краю видимого диска Солнца и ближе к центральному видимому меридиану, Вильсон отмечал изменение видимой формы пятна. Изменение состоит в том, что если пятно находится близко к краю видимого диска, то ближайшая сторона к краю кажется толще, чем удаленная. В своей работе [50] автор интерпретировал этот эффект как геометрическое следствие углубления солнечного пятна в фотосфере. В действительности это явление так и объясняется. Из такого открытия можно сделать вывод о том, что для крупных солнечных пятен верхняя граница утоплена относительно фотосферы.

Следующее важное открытие, повлиявшее на дальнейшее изучение солнечных пятен, является открытие магнитной природы пятен [22]. В данной работе автор проводил серию экспериментов по зеемановскому расщеплению спектральных линий, что позволяет судить о магнитном поле в солнечных пятнах.

Однако после этих открытий долгое время не было общепринятой модели солнечного пятна. Первым шагом к построению модели пятна, а именно объединение известных открытий о солнечных пятнах и их наблюдений представлено в монографии [7].

Переходя непосредственно к моделированию солнечных пятен, необходимо принимать во внимание ряд принципиально важных вопросов, связанных с пониманием природы солнечных пятен. Приведем некоторые из них.

- По наблюдению солнечных пятен становится ясно, что пятна – долгоживущие образования на Солнце. Следовательно пятна являются устойчивыми магнитными структурами. Чем может быть обусловлена данная устойчивость? Магнитное поле в пятне сжато, его энергия высока, следовательно оно не может обеспечивать устойчивость системы. По данным совершенных исследований в области гелиосейсмологии [29 – 31, 61] подфотосферные течения, сходящиеся к пятну, достаточно слабы.
- Почему напряженность магнитного поля ограничена узким интервалом (от 0.7 до 3 – 4, крайне редко 5 – 6 кГс)? Почему не наблюдались солнечные пятна с полем в десятки кГс, хотя равновесие таких магнитных полей в достаточно глубоких слоях представляется возможным?
- Из наблюдений магнитных полей и площадей солнечных пятен можно вывести эмпирическую зависимость между магнитным полем и размером пятна (его радиусом). Возможно ли получение этой зависимости из теоретической модели пятна?
- Солнечное пятно, являясь целостной магнитной структурой, может совершать колебания около некоторого положения равновесия. Каков период таких собственных колебаний пятна и каким образом он зависит от напряженности магнитного поля в пятне?
- Температура пятна ниже фотосферной примерно на 2000 К, а его магнитное поле намного сильнее фонового поля активной области. Но как далеко сильное вертикальное магнитное поле с холодной плазмой проникает в конвективную зону Солнца? Иными словами, какова глубина нижней границы солнечного пятна? Каково строение подфотосферных слоев пятна?

Долгое время некоторым ответом на последний поставленный вопрос была модель солнечного пятна Паркера [36]. Согласно модели солнечного пятна

Паркера, пятно является магнитной конфигурацией, состоящей из кластера магнитных трубок. Эти трубки сжаты под фотосферой и расходятся веером над уровнем фотосферы (рисунок 12).

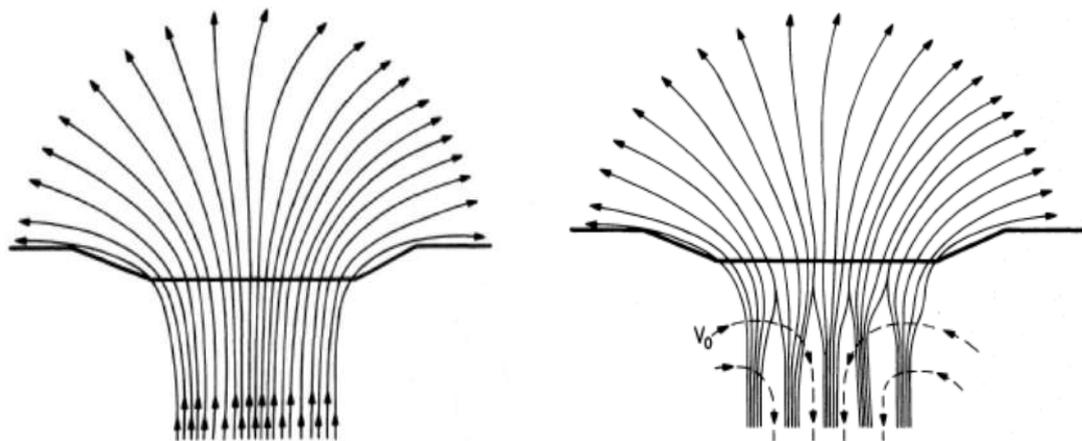


Рисунок 12. Тонкими линиями показаны силовые линии магнитного поля в солнечном пятне согласно модели Паркера. Толстая линия соответствует уровню наблюдаемой поверхности Солнца. Левая панель показывает распределение силовых линий магнитного поля в подфотосферных слоях солнечного пятна. Правая панель представляет трубку пятна, которая начиная с глубин 1 Мм разделяется на отдельные вертикальные пряди.

Отсутствие достоверных данных о том, что происходит под уровнем фотосферы, под солнечным пятном, дали возможность предполагать достаточно большую глубину проникновения магнитной трубки пятна в конвективную зону, на глубины порядка 100-200 Мм. Дальнейшие исследования солнечных пятен не подтверждают такие предположения.

Одной из фундаментальных проблем астрофизики является исследование внутреннего строения и динамики звезд, в том числе и Солнца. Процессы энерговыделения и генерации магнитных полей протекают под видимой поверхностью звезд и полностью недоступны прямым наблюдениям. Артур Эддингтон в своей книге [14] писал: «На первый взгляд кажется, что глубокие внутренние слои Солнца менее доступны для научного исследования, чем любые другие области

Вселенной. Наши телескопы могут проникать во все более далекие области космоса, но как мы можем когда-либо узнать то, что скрыто за недоступными границами? С помощью какого инструмента можно проникнуть через внешние слои звезды и измерить внутренние свойства?». В дальнейшем, с развитием гелиосейсмологии, вопрос о подфотосферной структуре солнечных пятен значительно прояснился.

Внутренние слои Солнца непрозрачны для электромагнитного излучения, однако для акустических колебаний Солнца такая среда является «прозрачной». Таким образом, наблюдения акустических волн позволяют изучать основные характеристики внутреннего строения и динамические процессы под фотосферным слоем Солнца. Акустические колебания на Солнце с периодом колебаний 5 минут были открыты Лейтоном [32]. Однако это открытие долгое время объяснялось локальными явлениями, вызванными осцилляциями солнечной атмосферы вследствие грануляционной конвекции. Поэтому первоначально основные усилия были направлены на поиски долгопериодических колебаний.

Дальнейшие исследования, основанные на наблюдениях мод акустических колебаний на Солнце (собственных колебаний), получили название «глобальной гелиосейсмологии». Такие исследования позволяют изучить и определить внутреннюю структуру Солнца и особенности вращения Солнца. Более сложные трехмерные структуры и течения плазмы не удается выделить из резонансных частот колебаний на Солнце, т. к. в процессе установления резонансных колебаний происходит усреднение по долготе. Более того, усредняются различия между северным и южным полушариями Солнца. Несмотря на это, широтную структуру и внутреннее дифференциальное вращение удастся определить путем наблюдения расщепления частот собственных колебаний.

В последнее время помимо глобальной гелиосейсмологии интенсивно развивается также и новая область – локальная гелиосейсмология [29 – 31, 61]. Локальная гелиосейсмология позволяет измерять под поверхностью Солнца трехмерную структуру и динамику конвективных ячеек, солнечных пятен, активных областей и

других образований. В частности, данные исследования очень важны для понимания процессов образования солнечных пятен, активных областей, их эволюции и активности.

Гелиосейсмологические исследования позволили выявить сложную динамику подфотосферной структуры Солнца. Пример изображения с подфотосферной структурой под солнечным пятном, полученный усилиями локальной гелиосейсмологии, представлен на рисунке 13. Многие результаты оказались неожиданными, несовпадающими с интуитивными представлениями и не объясняются некоторыми общепринятыми теоретическими моделями.

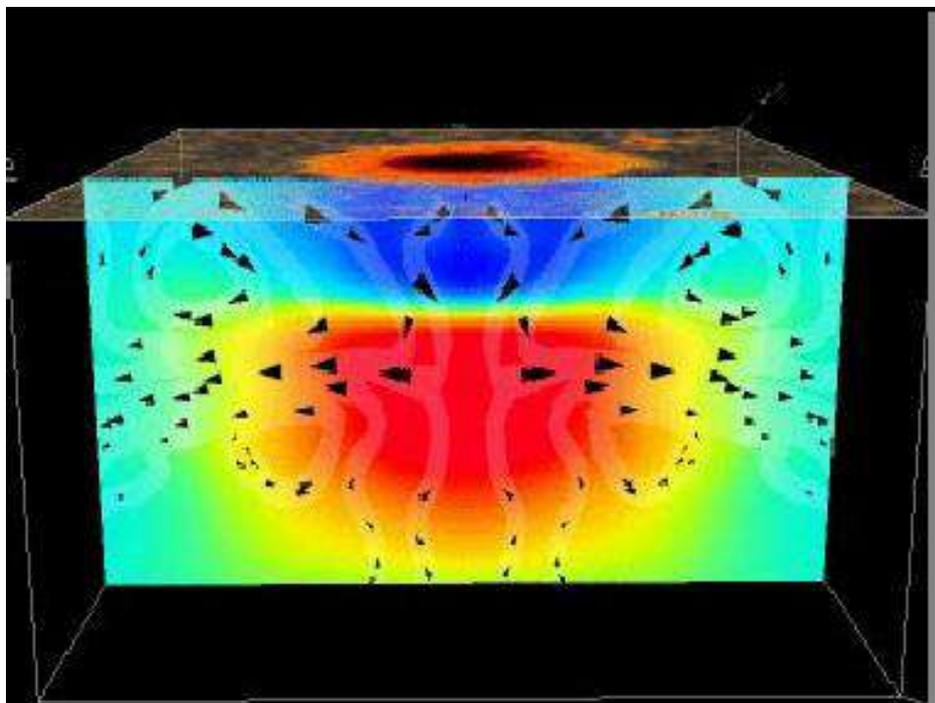


Рисунок 13. Изображение подфотосферных возмущений акустических волн под солнечным пятном [29 – 31, 61].

Однако до сих пор не удается однозначно объяснить процессы формирования магнитных полей и образования активных областей, их подфотосферную эволюцию, включая быстрые сдвиговые течения, которые могут вызывать сильные изменения и пересоединения магнитных силовых линий в атмосфере Солнца, приводящие к мощнейшим процессам энерговыделения – вспышкам.

Еще одной из основных проблем гелиосейсмологии является разработка методов локальной гелиосейсмологии, которые бы позволили получать трехмерные изображения внутренних структур и карты скоростей на всю глубину конвективной зоны Солнца (до глубин порядка 200 Мм).

2.2 Образование солнечного пятна и модель мелкого солнечного пятна

Качественно процесс образования пятна представляется следующим образом: как правило, образованию солнечного пятна предшествует всплытие нового магнитного потока. На первых порах область появления нового потока (это область всплытия крупномасштабной магнитной петли, расщепленной в ее вершине на множество тонких волокон) представлена на магнитограммах сложной мешаниной магнитных элементов различной полярности. По мере всплытия боковых ветвей основной магнитной петли область выхода нового магнитного потока на уровне фотосферы растет. В этой области начинается разделение полярностей, что приводит к появлению биполярной структуры.

В той части фотосферы, где вертикальное магнитное поле B_z становится достаточно сильным, происходит замедление конвективного переноса тепла. Вся эта область оказывается в «тепловой» яме. Температура фотосферной плазмы становится ниже вследствие подавления конвективного переноса. Между внешней средой и областью тепловой депрессии возникает горизонтальный перепад газовых давлений ($P_{ex} - P_{in}$) > 0 . Такой градиент давлений ведет к боковому сжатию данной области и необратимому росту магнитного поля в ней.

Быстрое высвечивание верхних частей сильных магнитных трубок, их радиальное сближение и общее радиальное сжатие разностью газовых давлений составляют первую фазу образования солнечного пятна. По мере дальнейшего радиального сжатия и слияния все большего числа магнитных трубок в единый кластер — пятно. Его вертикальное магнитное поле растет и достигает равновесных значений. Конвекция в солнечном пятне практически полностью подавляется. Таким образом, солнечное пятно формируется как результат трех основных физических процессов:

- Интенсивное охлаждение верхних частей магнитных силовых трубок в зоне тепловой депрессии, обусловленное торможением конвективного переноса магнитным полем.
- Поперечное сжатие и взаимное сближение холодных частей магнитных трубок из-за градиента давления приводит к формированию пятна. Уменьшение тепловой энергии приводит к росту магнитной энергии за счет работы сил внешней среды в процессе сжатия.
- Вместе с охлаждением плазмы пятна (ее лучистым высвечиванием) происходит перераспределение массы газа по вертикальной оси (направление от центра Солнца). Это приводит к дефициту газа в магнитной «воронке» над пятном и создает ее избыток на уровне нижней границы пятна. Так формируется геометрическая (вильсоновская) депрессия солнечного пятна, тем самым понижается его гравитационная энергия.

В предыдущем параграфе поставлен ряд вопросов, существенных для понимания физической природы солнечных пятен. Долгое время ответом на некоторые из этих вопросов была модель солнечного пятна Паркера [36], (рисунок 12). Однако благодаря успехам локальной гелиосейсмологии, описанной ранее [29 – 31, 61] ситуация несколько поменялась. В работах Паркера не ставилось вопроса о глубине солнечного пятна, в противопоставление – одним из важных результатов локальной гелиосейсмологии является наличие резкого перехода холодного газа в магнитной трубке солнечного пятна (в сравнении с окружающей пятно фотосферой) к перегретому газу (относительно окружающей температуры среды под солнечным пятном). Данный температурный переход происходит на глубине около 3.5-4 Мм.

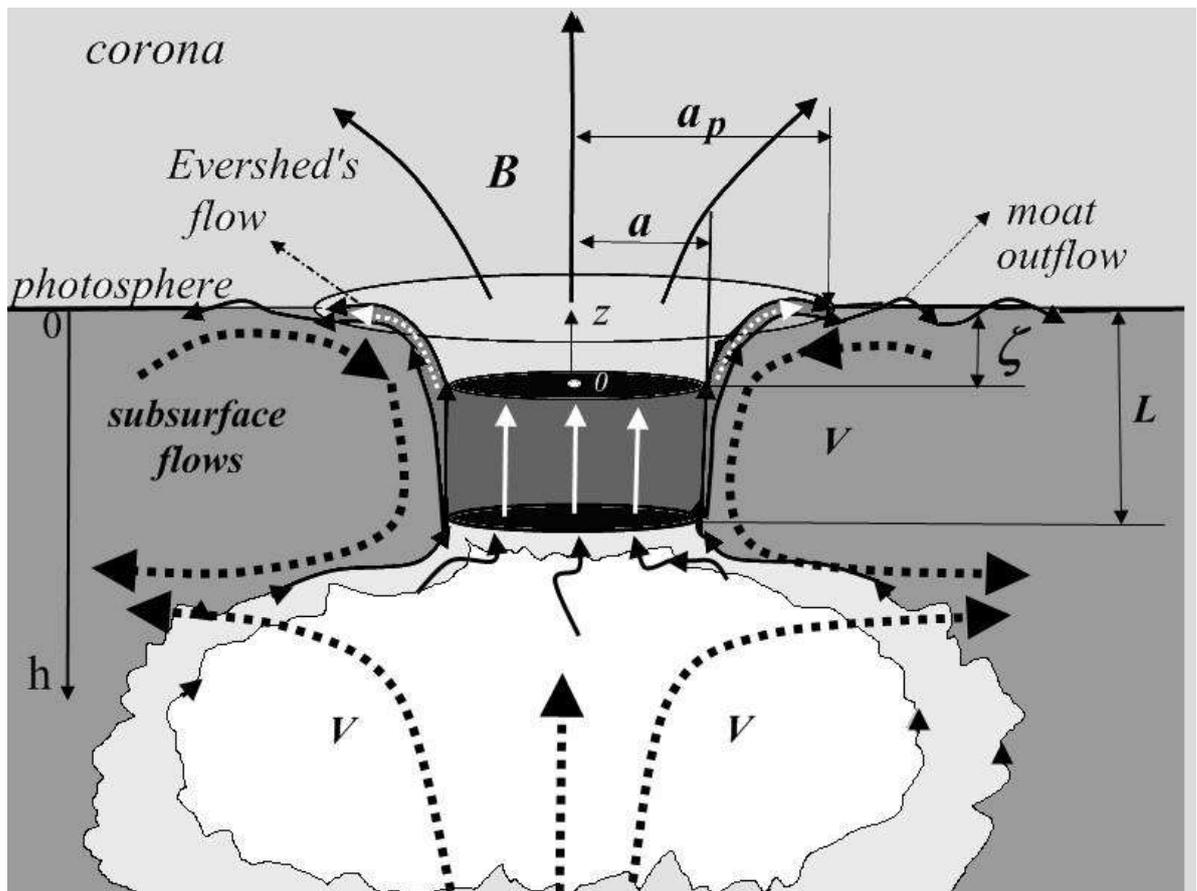


Рисунок 14. Магнитная структура круглого униполярного солнечного пятна, согласно модели мелкого солнечного пятна [46]. Тороидальные течения плазмы в окрестности солнечного пятна (отмечены точечными линиями) подкручиваются вблизи границы перегретой зоны под солнечным пятном (область белого цвета под солнечным пятном) восходящими и расходящимися в стороны стационарными течениями из этой зоны. ζ – глубина геометрической (вильсоновской) депрессии солнечного пятна, L – глубина нижней границы пятна, a – радиус тени солнечного пятна, a_p – радиус пятна вместе с полутенью. На глубинах $\zeta < h < L$ – магнитный цилиндр Паркера. Белая точка в центре тени пятна, где $z = 0$, обозначает положение максимального отсчета напряженности магнитного поля. В полутени пятна – радиальные течения Эвершеда.

Исходя из такого результата, полученного методами гелиосейсмологии, возникает необходимость модели солнечного пятна с учетом данных локальной гелиосейсмологии. Такая модель, которая бы включала описанный температурных

переход под солнечным пятном, представлена в работе [46]. Такая модель получила название модели мелкого солнечного пятна, и она схематически представлена на рисунке 14.

В заключение, модель мелкого солнечного пятна, описанная в работе [46], дает ответы на некоторые фундаментальные вопросы о физической природе солнечных пятен.

1. Чем обуславливается устойчивость солнечного пятна в целом? В основе устойчивости солнечного пятна лежат два фактора. Во первых, охлаждение плазмы в той части трубки пятна, где конвективный процесс подавлен сильным магнитным полем. Это обеспечивает начальную концентрацию магнитного поля в области солнечного пятна за счет горизонтального перепада давлений и уменьшение шкалы высот в охлаждающемся пятне. Во вторых, с охлаждением плазмы и формированием перетяжки магнитного поля в подфотосферных слоях пятна связано образование геометрической вильсоновской депрессии и перераспределение газовых масс по вертикали. До работы [46] это обстоятельство (понижение гравитационной энергии системы за счет вертикального перемещения масс) не принималось во внимание. Надо отметить, что это понижение энергии оказывается достаточным для компенсации роста магнитной энергии при радиальном сжатии трубки пятна. Крупномасштабные течения газа под фотосферой вокруг пятна, которые выявляются методами локальной гелиосейсмологии [29 – 31, 61], являются следствием, а вовсе не причиной образования пятна. Их мощность слишком мала, чтобы обеспечить устойчивость системы.

2. Почему напряженности равновесного магнитного поля в солнечных пятнах распределено в узком интервале величин? В данном случае опять срабатывают оба фактора, отмеченных в первом вопросе. Разность газовых давлений, возникающая при охлаждении плазмы в солнечном пятне до температуры примерно 4000 К, напряженность магнитного поля достигает значений около 700 Гс. Дальнейший рост напряженности магнитного поля происходит за счет опускания наблюдаемых слоев солнечного пятна (вильсоновская депрессия). Отметим,

что вильсоновская депрессия линейно растет с ростом напряженности магнитного поля, в то время как магнитная энергия возрастает по квадратичному закону от роста напряженности. Таким образом, когда квадратичная функция сравнивается с линейной, дальнейшее сжатие и опускание наблюдаемых слоев солнечного пятна становится энергетически невыгодным. Это и есть предел роста магнитного поля.

3. Как магнитное поле солнечного пятна зависит от его размеров? Гравитационная энергия солнечного пятна зависит от напряженности магнитного поля и от геометрических характеристик пятна (отношение полной площади пятна к площади его полутени). На основе этого эффекта впервые удалось получить теоретическую зависимость равновесного магнитного поля солнечного пятна от его геометрических размеров, выразить эту величину через параметры солнечной фотосферы и конвективной зоны. Данная теоретическая зависимость находится в хорошем согласии с наблюдательными данными.

4. Почему на Солнце не наблюдается солнечных пятен очень большой площади и отчего в существующих крупных пятнах возникают светлые мосты, делящие пятно на части? Ответ на эти вопросы состоит в ограничении области устойчивости солнечных пятен по их геометрическим размерам. Для больших пятен соответствует большое значение напряженности магнитного поля, а это обстоятельство приводит к доминированию магнитной энергии в общем балансе энергии солнечного пятна, и такие случаи равновесия оказываются за пределами устойчивости системы.

5. Каковы собственные колебания солнечных пятен и какова зависимость периода таких колебаний от напряженности магнитного поля в пятне? Солнечное пятно является достаточно устойчивым и обособленным образованием при определенных значениях напряженности магнитного поля и радиуса тени пятна благодаря наличию нижней магнитной границы. Как целостная магнитная структура, солнечное пятно способно совершать колебания около положения устойчивого равновесия. Период собственных вертикальных колебаний солнечного пятна оказывается минимальным для типичных пятен с радиусом тени

около 5 Мм и максимальной напряженностью магнитного поля 2600-2700 Гс. Периоды колебаний для солнечных пятен с большим или меньшим значением максимальной напряженности поля больше и доходят до 30-32 часов. Этот теоретический результат, полученный в работе [46], хорошо соответствует результатам многолетних исследований долгопериодических колебаний пятен по данным космических обсерваторий [15, 17]. Если рассматривать радиальные колебания солнечных пятен, то они имеют меньшие периоды и всегда устойчивы.

2.3 Радиальное распределение магнитного поля в солнечном пятне

Для построения моделей солнечных пятен важным физическим параметром является магнитное поле. В частности, вопрос о радиальном распределении магнитного поля в солнечном пятне исследуется, начиная с работы (Врохон, 1942), однако нет общепринятого аналитического распределения магнитного поля.

Итак, рассмотрим некоторые из известных аналитических распределений вертикального магнитного поля в тени пятна.

Согласно [8], радиальный профиль вертикального магнитного поля имеет вид:

$$B_z(r) = B_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \quad (2)$$

где B_0 – напряженность магнитного поля в центре солнечного пятна (экстремальное значение напряженности магнитного поля), a – радиус полутени пятна, r – расстояние до центра пятна.

Приведем еще несколько аналитических распределений магнитного поля с такими же обозначениями. Эти распределения представлены в работах [3, 5, 9, 33,51] соответственно, и имеют вид:

$$B_z(r) = B_0 \cdot \exp\left(-2.1 \cdot \frac{r^2}{a^2}\right) \quad (3)$$

$$B_z(r) = B_0 \cdot \left(1 - \frac{r^4}{a^4}\right) \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{r^2}{a^2}\right) \quad (4)$$

$$B_z(r) = \frac{B_0}{1 + \frac{r^2}{a^2}} \quad (5)$$

$$B_z(r) = \frac{B_0}{1 + \frac{r^2}{a^2} + \frac{r^4}{a^4} + \frac{r^8}{a^8} + \frac{r^{16}}{a^{16}}} \quad (6)$$

$$B_z(r) = \frac{B_0}{\left(2 \cdot \frac{r^2}{a^2} + 1\right)^{3/2}} \quad (7)$$

Все вышеописанные распределения магнитного поля были построены на основе наземных наблюдений. Далее все перечисленные выше распределения будут представлены на рисунке 20.

2.4 Построение радиального профиля магнитного поля в солнечных пятнах по данным космических обсерваторий

В рамках диссертации был построен радиальный профиль магнитного поля в тени солнечного пятна по данным космической обсерватории SDO. Затем полученное наблюдательное распределение было интерпретировано в рамках модели мелкого солнечного пятна [46], также проведено сравнение с вышеописанными распределениями.

Первым шагом в процессе построения радиального распределения магнитного поля является отбор наблюдательного материала. Основными критериями к выбору солнечных пятен, которые будут использоваться в исследовании, является правильная, округлая форма солнечного пятна. Необходимо, чтобы на момент наблюдений пятно находилось на стабильном этапе эволюции, не претерпевало сильных изменений формы и структуры. Для того, чтобы уменьшить влияние проекционных эффектов. Необходимо, чтобы на момент наблюдений солнечное пятно находилось на центральном видимом меридиане.

В конечном счете было отобрано 30 солнечных пятен, которые оказались пригодными для исследования радиального распределения магнитного поля в тени пятна. Данные по отобраным солнечным пятнам приведены в таблице 2. Далее

для каждого пятна строились профили магнитного поля вдоль выделенных сечений, в момент прохождения пятном видимого центрального меридиана (в таблице 2 в первом столбце указано соответствующее время). Для исследования использовались 4 выделенных сечения (горизонтальное, вертикальное и два диагональных направления в плоскости ПЗС-матрицы), каждое из которых проходит через точку пятна с максимальным значением напряженности магнитного поля. Описанные выше сечения на примере солнечного пятна в активной группе NOAA 11305 показаны на рисунке 15.

Вдоль выделенных сечений строились радиальные распределения напряженности магнитного поля, которые усреднялись для получения распределения в каждом из отобранных ранее солнечных пятен. На рисунке 16 показан пример такого распределения всех четырех сечений в солнечном пятне, черной линией показано усредненное распределение. Все полученные распределения (аналогичные как на рисунке 16) для каждого из солнечных пятен представлены на рисунках 17 и 18. Следует сказать, что все приведенные распределения приведены для относительного радиального расстояния (по горизонтальной оси пределы измерений от -1 до 1, на указанных значениях находится граница между тенью и полутенью солнечного пятна). Это сделано для того, чтобы свести все полученные распределения к единому профилю, для всех выбранных солнечных пятен вне зависимости от их радиального размера.

NOAA	Дата / Время	B_{max} , Гс	a , ММ	$B_{boundary}$, Гс	a_p , ММ
11251	2011.07.17 / 10:00	1833	4.2 ± 0.4	1200	11.6 ± 0.4
11305	2011.10.01 / 01:24	2325	6.0 ± 0.5	1530	13.2 ± 0.3
11312	2011.10.10 / 19:36	2527	6.9 ± 0.7	1510	17.5 ± 0.4
11314	2011.10.15 / 15:36	2248	7.8 ± 0.6	1380	18.4 ± 0.4
11334	2011.11.01 / 14:36	1949	3.9 ± 0.4	1290	10.5 ± 0.6
11341	2011.11.11 / 23:48	2130	4.7 ± 0.7	1360	11.3 ± 0.5
11375	2011.12.14 / 05:24	2149	4.7 ± 0.8	1410	12.1 ± 0.6
11530	2012.07.30 / 01:24	1875	6.2 ± 0.6	1310	14.2 ± 0.6
11538	2012.08.06 / 00:48	1689	3.7 ± 0.3	1240	10.1 ± 0.9
11638	2013.01.02 / 10:36	2017	4.6 ± 0.5	1330	11.4 ± 0.6
11641	2013.01.04 / 13:12	1957	2.8 ± 0.5	1440	7.7 ± 0.6
11658	2013.01.18 / 15:36	2136	3.6 ± 0.4	1470	10.4 ± 0.5
11665	2013.02.03 / 20:00	2132	4.9 ± 0.6	1520	14.2 ± 0.8
11671	2013.02.16 / 12:36	1901	5.0 ± 1.1	1280	12.3 ± 0.4
11777	2013.06.26 / 06:12	2217	5.8 ± 1.1	1360	13.4 ± 0.6
11801	2013.07.29 / 09:00	2167	3.9 ± 0.5	1330	9.8 ± 0.3
11809	2013.08.05 / 22:48	2017	3.0 ± 0.5	1440	8.4 ± 0.3
11823	2013.08.21 / 22:48	2158	5.4 ± 0.7	1260	11.7 ± 0.3
11846	2013.09.23 / 18:00	2137	5.5 ± 0.7	1470	14.2 ± 0.8
11857	2013.10.08 / 05:12	2031	4.0 ± 0.4	1430	11.1 ± 0.4
11896	2013.11.16 / 15:00	2109	5.0 ± 0.5	1390	12.9 ± 1.2
11912	2013.12.08 / 03:12	2039	4.8 ± 0.3	1350	11.6 ± 0.3
11948	2014.01.11 / 23:12	2143	4.6 ± 0.3	1390	11.6 ± 0.5
11987	2014.02.27 / 10:12	2123	4.3 ± 0.3	1430	11.1 ± 0.7
12032	2014.04.13 / 19:24	2201	6.2 ± 0.2	1340	14.0 ± 0.6
12034	2014.04.15 / 21:00	2185	5.4 ± 0.5	1400	13.3 ± 0.4
12042	2014.04.21 / 23:12	1861	5.2 ± 0.3	1160	13.0 ± 0.2
12082	2014.06.08 / 17:48	2171	5.4 ± 0.6	1420	15.1 ± 0.3
12107	2014.07.05 / 22:48	2068	6.5 ± 1.2	1480	15.1 ± 1.0
12246	2014.12.27 / 18:36	2063	4.9 ± 0.6	1390	10.3 ± 0.8

Таблица 2. В первом столбце указан номер активной области NOAA, в котором наблюдалось пятно. Второй столбец – дата и время UT прохождения пятном видимого центрального меридиана. Третий столбец – максимальное значение напряженности магнитного поля, 4 столбец – радиус тени пятна. Пятый столбец содержит значения напряженностей магнитного поля на границе тени и полутени пятна. Последний, шестой столбец показывает радиус пятна вместе с полутенью.

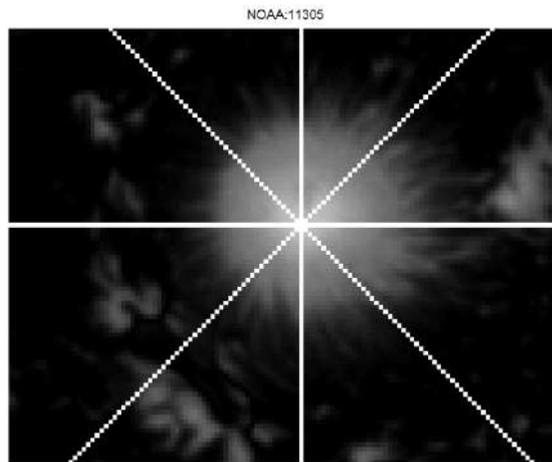


Рисунок 15. Сечения солнечного пятна в активной области NOAA 11305, пересекающиеся в точке с максимальным значением магнитного поля. Вдоль таких сечений строились профили магнитного поля.

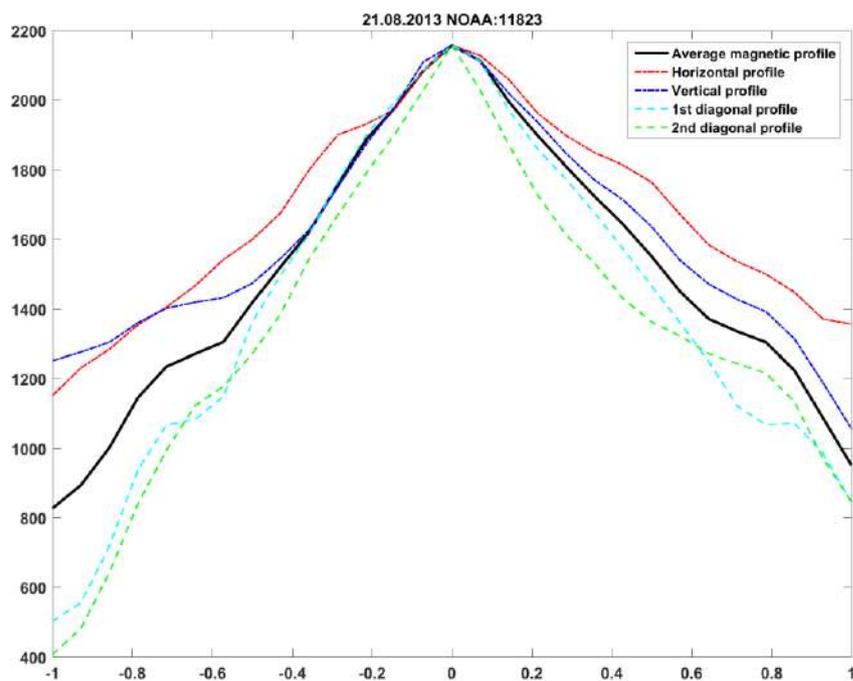


Рисунок 16. Радиальные распределения напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна в активной области NOAA 11823. Пунктирными линиями показаны распределения вдоль диагональных сечений, красной линией – горизонтальное сечение, синей линией – вертикальное сечение. Черной линией показано усредненное распределение напряженности магнитного поля для данного солнечного пятна.

Так как в рамках данного исследования нас интересует распределение напряженности магнитного поля в тени пятна, то важно четкое определение границы между тенью и полутенью для солнечных пятен. В качестве вспомогательного материала были использованы наблюдения космической обсерватории SDO, но уже другого инструмента – AIA (Atmospheric Imaging Assembly). С помощью наблюдений инструмента AIA определялись радиусы солнечных пятен (тени и полутени). Определялся радиус по методу, который аналогичен представленному на рисунке 34, а именно по точкам перегиба определялось значение интенсивности, затем строился контур с полученным значением. По полученному контуру определяется радиус тени солнечного пятна. Далее для определения напряженности магнитного поля на границе тени и полутени использовался обратный подход – строились изолинии магнитного поля, и определялся такой контур, который бы максимально соответствовал известному радиусу пятна. Значение напряженности магнитного поля в таком контуре считалось нами как напряженность магнитного поля на границе. Полученные измерения размеров пятен и значений напряженности магнитного поля на границе тени и полутени представлены в итоговой таблице 2.

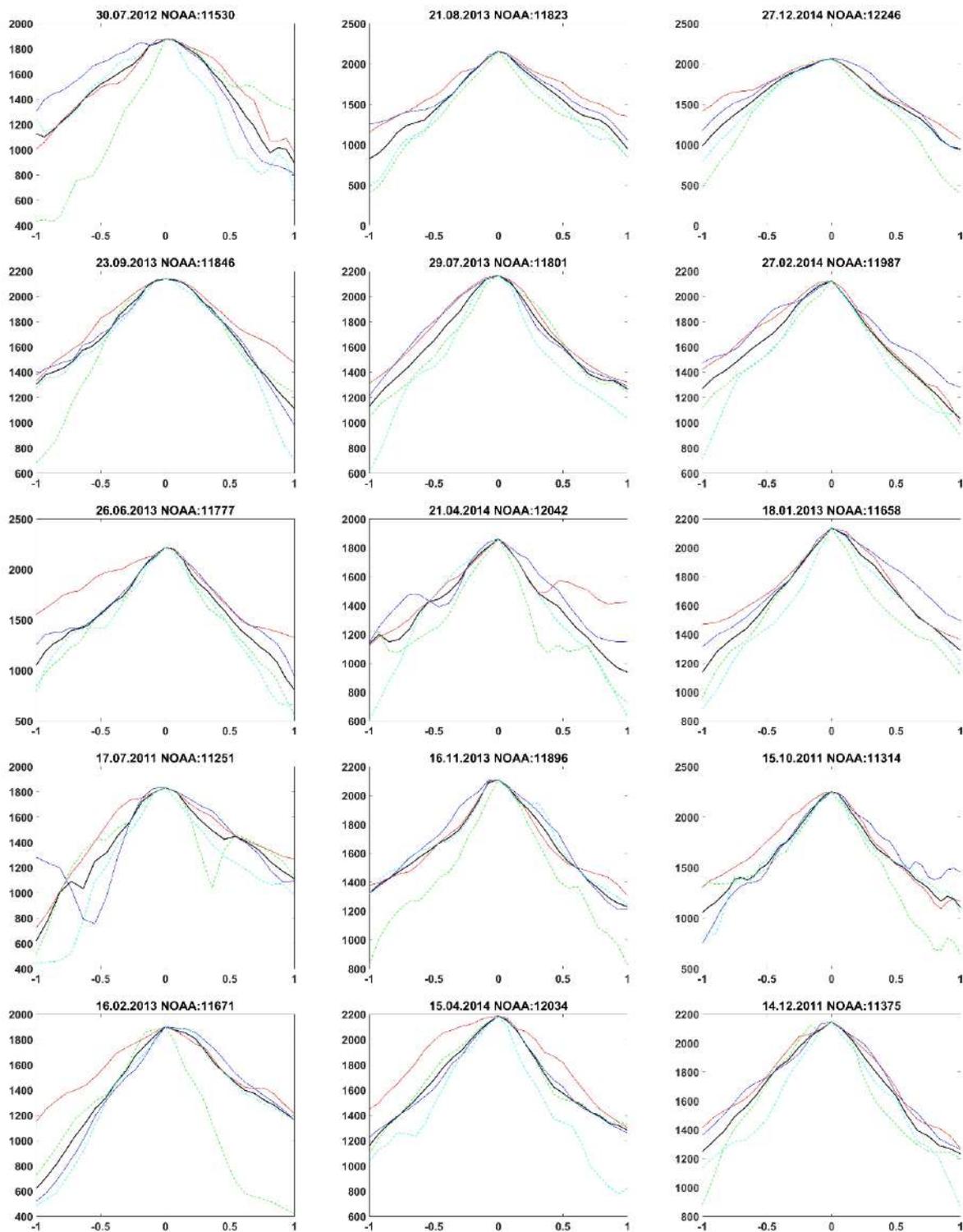


Рисунок 17. Радиальные распределения магнитного поля для различных солнечных пятен, каждый рисунок соответствует отдельному солнечному пятну. Пунктирными линиями показаны распределения вдоль диагональных сечений, красной линией – горизонтальное сечение, синей линией – вертикальное сечение. Черной линией показано усредненное распределение напряженности магнитного поля для конкретного солнечного пятна. Все обозначения такие же, как на рисунке 16.

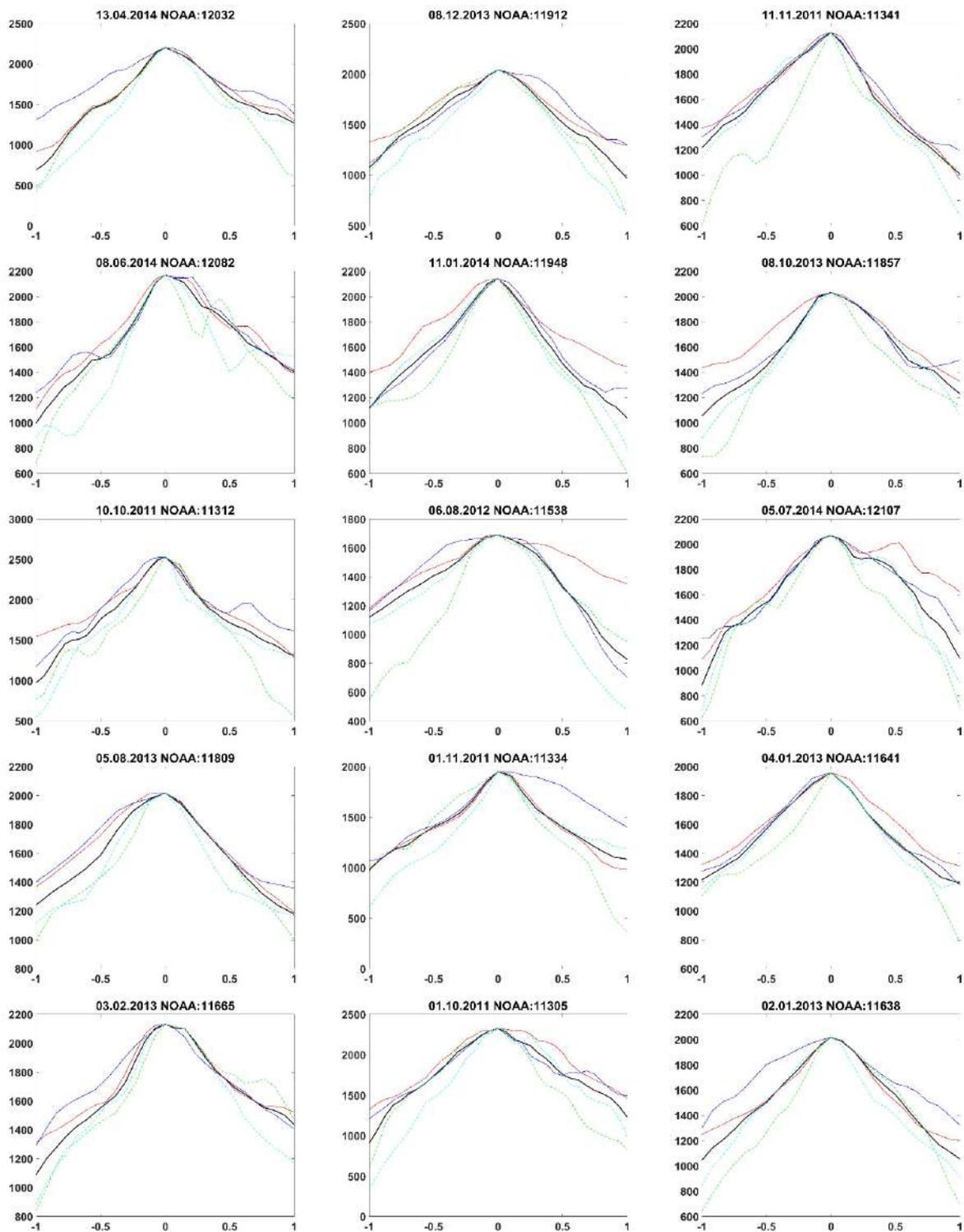


Рисунок 18. Радиальные распределения магнитного поля для различных солнечных пятен, каждый рисунок соответствует отдельному солнечному пятну. Пунктирными линиями показаны распределения вдоль диагональных сечений, красной линией – горизонтальное сечение, синей линией – вертикальное сечение. Черной линией показано усредненное распределение напряженности магнитного поля для конкретного солнечного пятна. Все обозначения такие же, как на рисунке 16.

В результате усреднения всех полученных ранее распределений для каждого из отобранных солнечных пятен был получен усредненный радиальный профиль магнитного поля в солнечных пятнах, который приведен вместе с аналитическими распределениями показан на Рисунок 19.

Для аналитического описания полученного распределения магнитного поля в солнечном пятне взято его представление, описанное в работе [45, 46], в виде формулы (8).

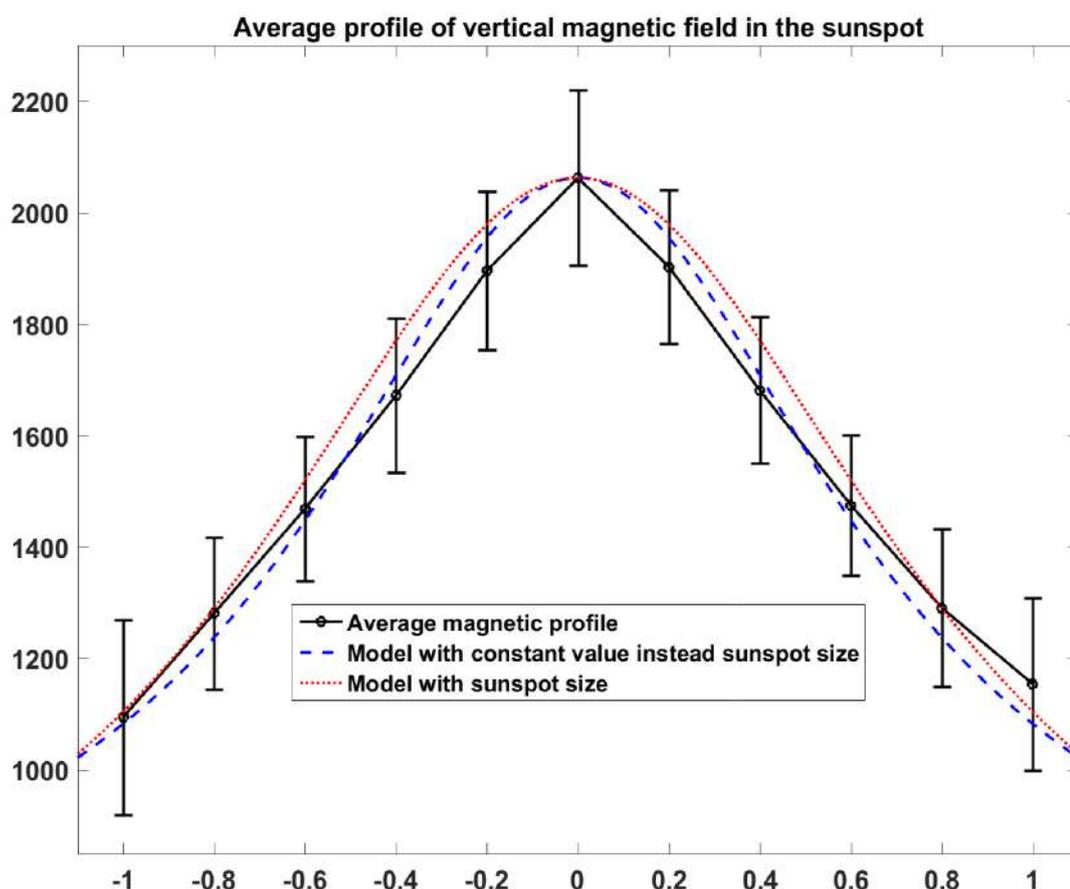


Рисунок 19. Радиальный профиль магнитного поля в тени солнечного пятна показан точками с баром ошибок. Двумя цветными кривыми показаны аналитические распределения (красным цветом распределение в виде формулы (8), синим цветом распределение с двумя измененными компонентами формулы (8), представленными (9). Коэффициент k , показывающий соотношения вкладов компонент B_1 и B_2 , составили 0.7 для случая со значением радиуса пятна и 0.6 для случая с постоянным значением глубины залегания пятна $L = 4$ Мм.

В формуле (8) B_z обозначает вертикальную составляющую радиального распределения магнитного поля, которое состоит из двух компонент – B_1 и B_2 . Эти две компоненты описывают распределения магнитного поля внутри тени и полутени солнечного пятна соответственно. Коэффициент k показывает соотношение вклада двух компонент магнитного поля в общее радиальное распределение вертикальной компоненты магнитного поля B_z , принимая значения в диапазоне от 0 до 1 для разных солнечных пятен. Для усредненного по 30 солнечным пятнам распределения, в случае с использованием радиуса солнечного пятна, значение коэффициента составляет 0.7. Далее, B_0 является максимальным значением напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна. Далее, r является абсолютным расстоянием от центра солнечного пятна. Параметры a_u и a_p – это радиусы тени и полутени солнечного пятна соответственно. Итак, отношения $\frac{r}{a_u}$ и $\frac{r}{a_p}$ получаются относительными расстояниями от центра солнечного пятна, меняясь в диапазоне от 0 до 1. В компоненте B_2 используется функция Бесселя нулевого порядка – J_0 .

$$B_z(r) = k \cdot B_1(r) + (1 - k) \cdot B_2(r)$$

$$B_1(r) = \frac{\overline{B_0}}{\left(1 + \left(\frac{r}{a_u}\right)^2\right)^{3/2}} \quad (8)$$

$$B_2(r) = \overline{B_0} \cdot J_0\left(\frac{r}{a_p}\right)$$

Итак, как видно на рисунка 19, описанное формулой (8) аналитическое распределение и полученный в диссертации наблюдательный профиль хорошо коррелируют.

При работе с усреднением профилей различных пятен возникает вопрос – насколько сильно зависит распределение напряженности магнитного поля от его размеров? В диссертации описано еще одно аналитическое приближение, в котором радиус тени солнечного пятна (в формуле (8)) r_u заменен на постоянное значе-

ние глубины залегания солнечного пятна $L = 4$ Мм. Такое значение глубины залегания пятна хорошо соответствует результатам локальной гелиосейсмологии [29 – 31, 55]. Аналогично следует заменить радиус полутени солнечного пятна на некоторое постоянное значение. Для этого можно использовать хорошо известное соотношение радиусов полутени и тени солнечного пятна $r_p = 2.56 r_u$ [3]. В то же время, в работе [57], выполненной в рамках диссертации, по выборке из 30 отобранных солнечных пятен было получено соотношение площади полутени и тени пятна с коэффициентом 2.48. Именно этот коэффициент был использован далее для перехода от формулы (8) к видоизмененной, с постоянным значением размера пятна. Коэффициент k в данном случае составляет 0.6, что близко к значению коэффициента k для случая со значением радиуса солнечного пятна вместо постоянного значения.

Итак, компоненты B_1 и B_2 формулы (8) после описанных выше изменений принимают вид

$$B_1 = \frac{B_0}{\left(1 + \left(\frac{r}{4}\right)^2\right)^{3/2}}, B_2 = B_0 \cdot J_0\left(\frac{r}{2,48 \cdot 4}\right) \quad (9)$$

Описанные выше аналитические распределения (8) и (9) с соответствующими коэффициентами k показаны на рисунке 19 кривыми красного и синего цвета соответственно.

Далее на рисунке 20 представлен полученный усредненный профиль вместе с распределениями в виде (8) и (9), а также (2), (3), (4), (5), (6) и (7). Отчетливо видно, что представления (8) и (9) точнее всего описывают наблюдаемое радиальное распределение напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна, что наиболее заметно выражено ближе к границе тени и полутени, где ранее предложенные распределения (2), (3), (4), (6) и (7) находятся за пределами ошибок наблюдаемого распределения.

Итак, полученный профиль вертикального магнитного поля в солнечном пятне был построен по одиночным солнечным пятнам правильной, округлой формы. Такой профиль ожидаемо имеет симметричную, колоколообразную форму.

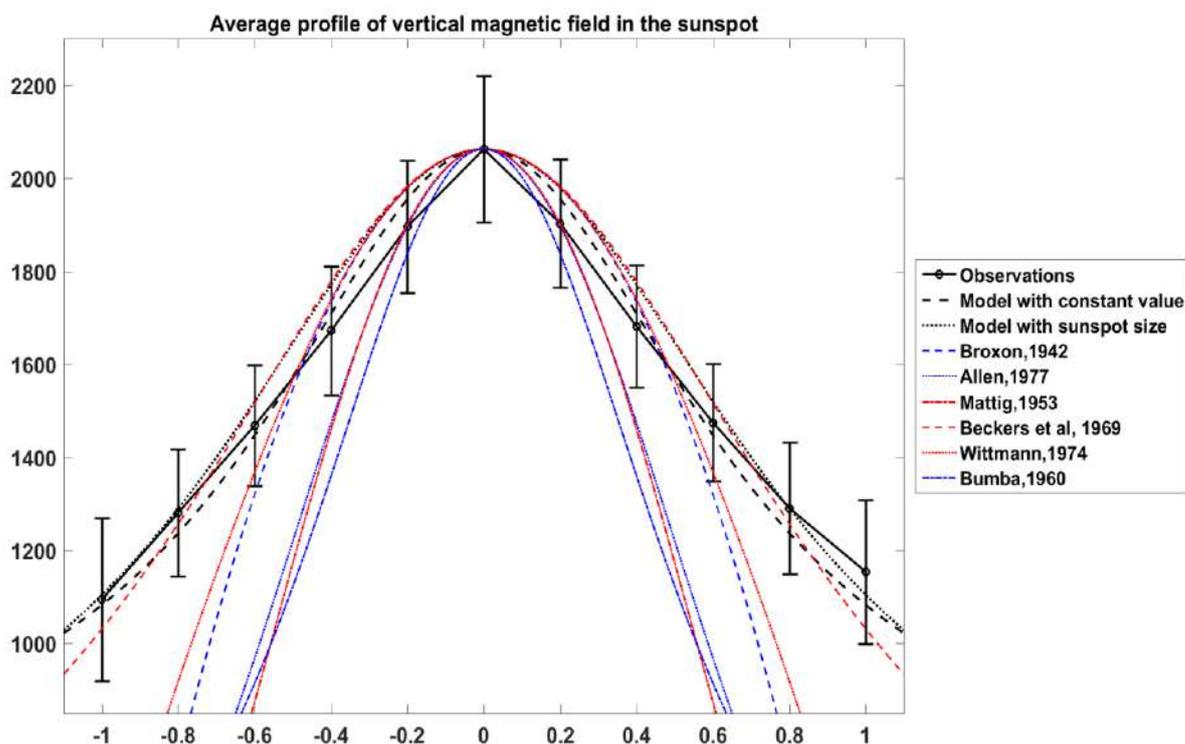


Рисунок 20. Радиальный профиль магнитного поля в тени солнечного пятна показан точками с баром ошибок. Двумя черными прерывистыми кривыми показаны аналитические распределения ((8) и (9)). Цветными прерывистыми линиями показаны распределения (2) – (7).

Далее были исследованы аналогичные распределения для пятен в биполярной группе. Очевидно, что в них ожидается появление асимметрии формы распределения напряженности магнитного поля. При исследовании наклона и ожидаемой асимметрии в распределении вертикальной компоненты магнитного поля в тени пятен биполярной группы целесообразно использовать профили вдоль сечения, который лежит на линии, соединяющей точки с экстремальными значениями напряженности магнитного поля в ведущем и хвостовом пятнах группы. В качестве наблюдательных данных использовались магнитограммы инструмента НМІ на борту космической обсерватории SDO. Такие данные обладают высоким пространственным разрешением, что дает возможность детальнее проводить исследования.

Для работы были отобраны 7 биполярных групп пятен. Пример одной из таких групп (активная область NOAA 11263) с сечениями приведен на рисунке 21.

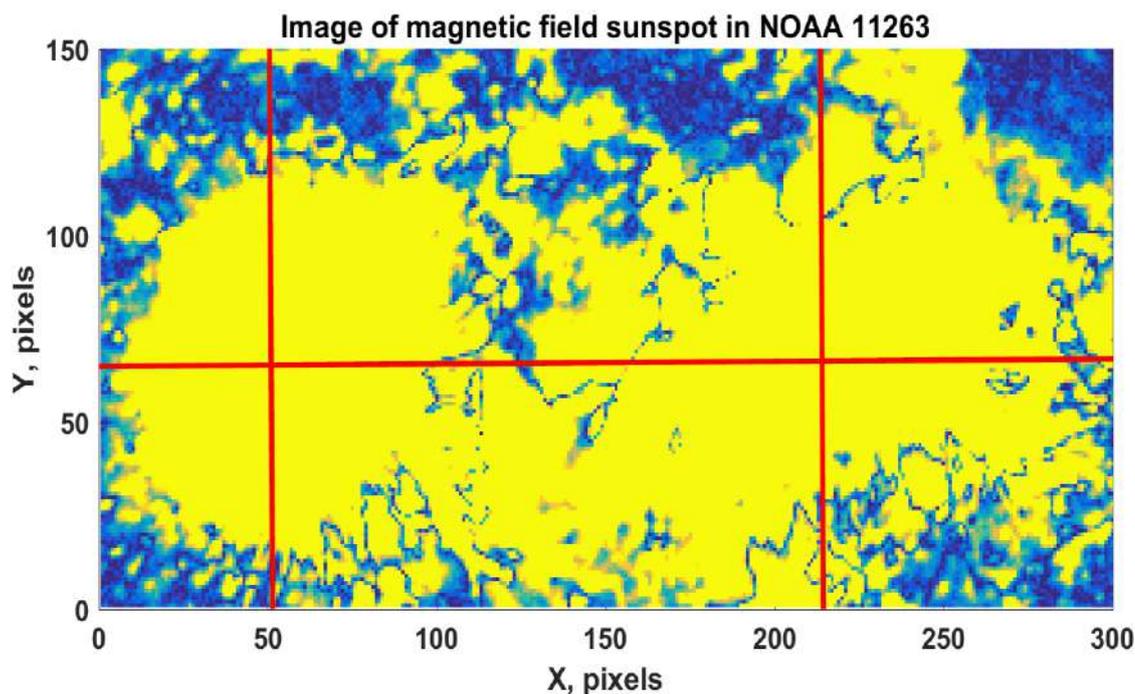


Рисунок 21. Магнитограмма с биполярной группой в активной области NOAA 11263. На рисунке горизонтальная красная линия проходит через точки с экстремальным значением напряженности магнитного поля в ведущем и хвостовом пятнах группы. Данная линия является сечением, вдоль которого строилось распределение вертикальной компоненты магнитного поля для каждого из пятен биполярной группы.

Небольшое количество отобранных для данной задачи наблюдений биполярных групп обусловлено несколькими факторами.

Во-первых, необходимо отобрать такие биполярные группы, в которых нет сильных магнитных полей помимо двух пятен (ведущего и хвостового). При сильных магнитных полях вокруг пятен будет множество небольших областей, которые будут давать искажения в исследуемый профиль вертикальной компоненты магнитного поля.

Во-вторых, космическая обсерватория начала работу и стала давать данные хорошего качества только с 2010 года, что пришлось на эпоху минимума солнечной активности. Это обстоятельство сильно влияет на небольшое количество солнечных пятен в целом.

В-третьих, необходимо, чтобы биполярная группа находилась вблизи центрального видимого меридиана для уменьшения проекционных эффектов. Также необходимо отобрать такие биполярные группы, которые вблизи видимого центрального меридиана находились на стабильном этапе эволюции, не было искажений, вызванных геометрическими и эволюционными изменениями пятен в группе. Как следствие этого, не все отобранные биполярные группы наблюдались на видимом центральном меридиане, а на некотором расстоянии, но не более 30 градусов.

Вышеперечисленные факторы сильно повлияли на малое количество отобранных биполярных групп, подходящих для нашего исследования.

Итак, для всех отобранных биполярных групп пятен были построены распределения магнитного поля вдоль сечения, проходящего через точки ведущего и хвостового пятна с экстремальными значениями напряженности магнитного поля. Пример таких профилей приведен на рисунке 22.

В результате построения таких профилей и определения углов (как показано на рисунке 22) было получено распределение указанных углов, которое приведено в таблице 3.

В таблице 3 в первом столбце указана активная область, в которой наблюдалась биполярная группа. Далее 2 и 3 столбцы показывают соответствующие углы наклона профиля магнитного поля в ведущем пятне, 4 и 5 столбцы – для хвостового пятна биполярной группы (слева направо, от ведущего к хвостовому пятну, как показано на рисунке 22, где показана типичная картину). В последней строке таблицы 3 приведены средние значения соответствующих углов.

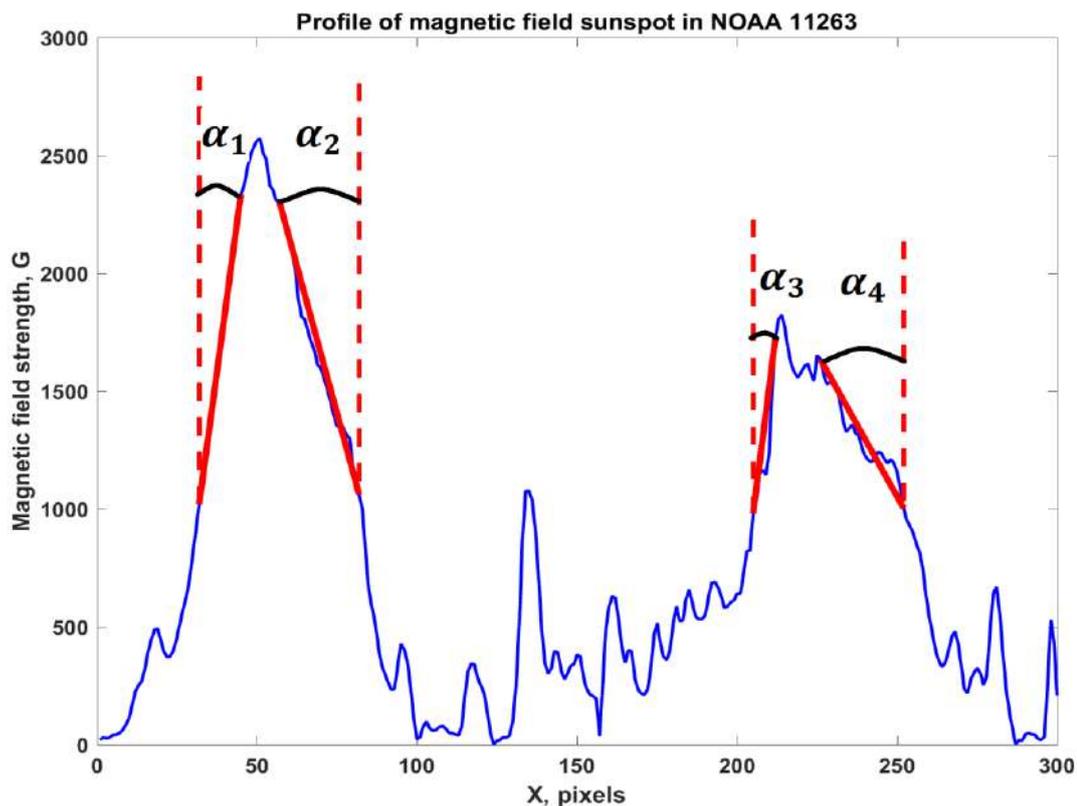


Рисунок 22. Радиальное распределение магнитного поля в ведущем (слева) и хвостовом (справа) пятнах биполярной группы в активной области NOAA 11263 вдоль сечения, проходящего через точки с экстремальным значением напряженности магнитного поля в этих пятнах. Толстыми красными линиями отмечены углы, которые определялись от вертикали. По таким углам определялась асимметрия распределения магнитного поля в пятнах биполярной группы.

NOAA and Date/Time	α_1	α_2	α_3	α_4
NOAA 11195, 2011.04.24, 00:05 UT	7.1°	4.2°	3.5°	8.8°
NOAA 11263, 2011.08.02, 00:10 UT	7.1°	14.2°	6.5°	27.6°
NOAA 11416, 2012.02.11, 00:15 UT	7.7°	9.3°	3.3°	6.5°
NOAA11504, 2012.06.14, 00:02 UT	7.3°	5.6°	3.3°	5.2°
NOAA 11670, 2013.02.09, 21:37 UT	8.1°	5.5°	4.3°	12.3°
NOAA 11793, 2013.07.20, 20:41 UT	7.4°	3.9°	3.6°	5.4°
NOAA12241, 2014.12.19, 00:15 UT	4.7°	5.9°	1.8°	4.2°
Средние значения углов	7.1°	7°	3.8°	10°

Таблица 3. NOAA – номер активной области, указана дата и время наблюдения биполярной группы пятен (дата и время подбирались исходя из необходимого положения пятен относительно видимого центрального меридиана).

В полученных углах видна явная асимметрия вдоль выделенного направления, проходящего через точки с экстремальными значениями магнитного поля в ведущем и хвостовом пятнах. Почти для всех исследованных биполярных групп выполняются следующие соотношения углов: $\alpha_1 > \alpha_2$ для ведущего пятна и $\alpha_3 < \alpha_4$ для хвостового пятна.

Данная картина отличается от случая с одиночным пятном (было описано ранее, а также в работе [57], где наблюдается симметричная форма профиля магнитного поля).

Полученные в исследовании соотношения углов свидетельствуют об асимметричной форме магнитной аркады, соединяющей ведущее и хвостовое пятна в биполярной группе (рисунок 23).

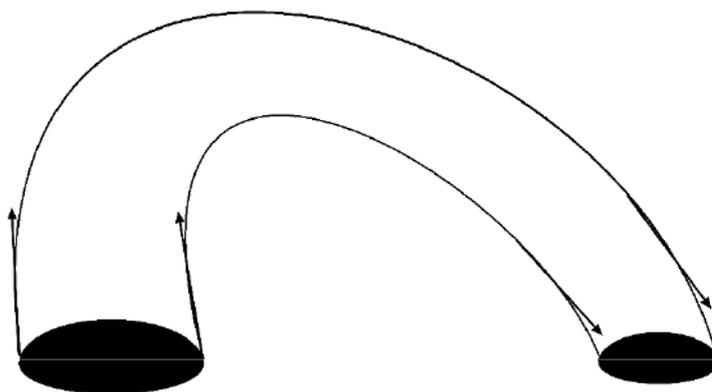


Рисунок 23. Схематичное представление магнитной аркады, соединяющей ведущее и хвостовое пятна в биполярной группе.

2.5 Выводы к главе 2

В рамках исследования радиальных распределений вертикальной компоненты магнитного поля в солнечных пятнах были получены профили в случае одиночных солнечных пятен правильной, униполярной формы. Также получены профили для ведущего и хвостового пятен в биполярных группах.

В случае одиночного солнечного пятна полученный профиль имеет правильную, симметричную колоколообразную форму (рисунок 19). Сравнивая данный

профиль с аналогичным в случае пятен в биполярной группе (рисунок 22) следует выделить наличие асимметрии в распределении вертикальной компоненты магнитного поля в биполярной группе. Такая асимметрия наблюдается вдоль определенного сечения, которое проходит через точки с экстремальными значениями магнитного поля в ведущем и хвостовом пятнах группы.

Для биполярных групп пятен были получены углы наклона профиля (как показано на рисунке 22 и в таблице 3). Такая картина свидетельствует в пользу асимметрии магнитной аркады, которая соединяет пятна в биполярной группе (рисунок 23). Подобное заключение представлено в работе [53].

Однако при исследовании формы магнитной аркады в биполярной группе нельзя не отметить тот факт, что для точного определения всех деталей аркады необходимо знать угол наклона оси солнечного пятна к плоскости пятна. Подобный вопрос также был поставлен в работе [53].

Глава 3. Особенности медленной диссипации солнечных пятен

3.1 Введение. Модели диссипации солнечных пятен

При исследовании солнечной активности важное место занимает изучение физических свойств солнечных пятен и, в частности, изучение законов их эволюции и распада.

Рассмотрим некоторые существующие модели диссипации солнечных пятен. В классической монографии [7] показано изменение магнитного поля и площади солнечного пятна в зависимости от времени (рисунок 24). Авторы использовали два солнечных пятна из данных Гринвичской обсерватории. Верхняя панель рисунка 24 (панель «(а)») соответствует зависимости магнитного поля и площади от времени в пятне со временем жизни 55 дней, средняя панель рисунка 24 (панель «(b)») показывает те же зависимости для пятна со временем жизни 30 дней. Далее на нижней панели «(с)» рисунка 24 дано распределение магнитного потока в виде формулы

$$\Phi = 0.4 \cdot B_0 \cdot \pi R^2 \quad (10)$$

В формуле (10) B_0 – максимальная величина магнитного поля, R – радиус солнечного пятна.

Разумеется, что приведенные на рисунке 24 кривые нельзя воспринимать как выведенные непосредственно из наблюдений, поскольку по наземным наблюдениям невозможно отслеживать параметры непрерывно на протяжении нескольких дней. Представленные на рисунке 24 кривые являются лишь отражением тех качественных представлений об эволюции солнечных пятен, которые сложились у исследователей на основании многолетнего опыта.

В работе [7] нет эффекта замедления диссипации пятна, присутствует только линейная картина диссипации пятен.

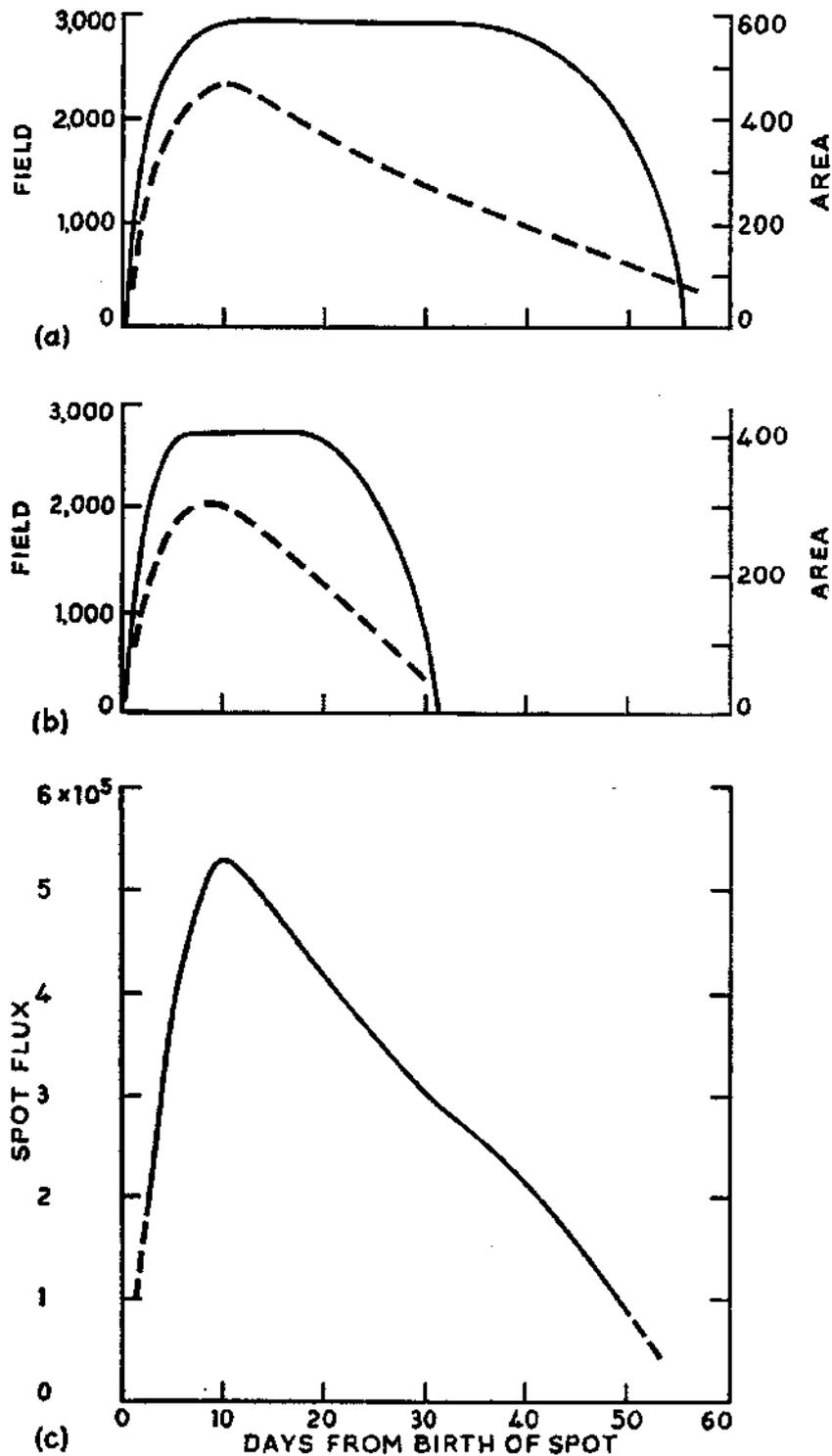


Рисунок 24. Эволюция солнечного пятна согласно [7]. Сплошными линиями на панелях (a) и (b) показаны распределения магнитного поля в солнечных пятнах ((a) – пятно со временем жизни 55 дней, (b) – пятно со временем жизни 30 дней). Пунктирные линии – кривые зависимости площади пятен от времени. Панель (c) – временной ход магнитного потока.

Другая модель диссипации солнечных пятен предложена в работе [54]. Авторами применялась фрактальная модель, в рамках которой была получена формула для скорости диссипации пятна:

$$\frac{\partial S_U}{\partial t} = - \frac{2\pi\alpha R_0^2}{\tau} \cdot \frac{\gamma^v \ln(1/\gamma)}{(1 - \gamma^v)^2} \quad (11)$$

В формуле (11) S_U является площадью тени пятна, R_0 – радиус тени пятна в начальный момент времени, параметры $v = \frac{\tau-t}{\tau}$, $\gamma \approx 0.84$ и $a \approx 6.0$. Параметры a и γ являются формальными параметрами фрактальной модели и в рамках такой модели не имеют физической интерпретации.

Далее интегрируя уравнение (11), авторы в работе [54] нашли следующую формулу для изменения площади солнечного пятна (с такими же параметрами, как и в формуле (11))

$$S_U(t) - S_U(0) = -\alpha 2\pi R_0^2 (1 - \gamma^v)^{-2} \quad (12)$$

Схематично модель, описываемая в работе [54] и представленная в виде формулы (12) схематично показана на рисунке 25.

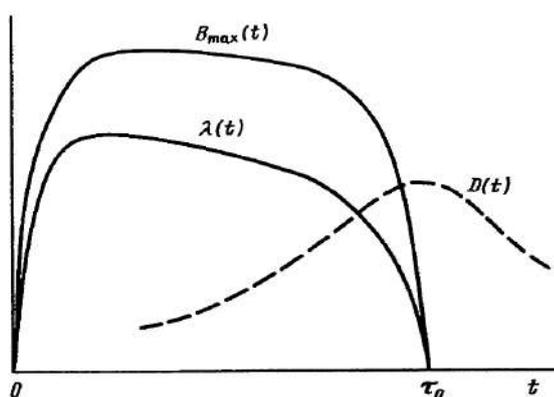


Рисунок 25. Распределения максимальной напряженности магнитного поля – кривая $B_{max}(t)$, площади солнечного пятна – кривая $\lambda(t)$ и фрактальной размерности $D(t)$ по модели [54]. К сожалению, в оригинальной работе подписи к вертикальной оси отсутствуют, а по горизонтальной оси не указаны единицы времени.

В такой фрактальной модели также нет никакого намека на переход линейной фазы диссипации в нелинейную.

Далее при рассмотрении распада солнечных пятен естественно возникает проблема омических потерь, которая впервые была поставлена Каулингом [11, 12]. Используя известное уравнение диффузии магнитного поля в неподвижной среде с проводимостью σ

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B} \quad (13)$$

можно оценить характерное время диссипации объекта поперечного радиуса a следующим образом

$$\tau = 4\pi\sigma a^2 c^{-2} \quad (14)$$

Если принять для радиуса солнечного пятна вместе с полутенью значение 10^9 см и для проводимости плазмы возьмем фотосферное значение $\sigma_{ph} \approx 10^{12} c^{-1}$, то время диссипации такого объекта составит 300 лет. Отсюда Каулингом было сделано заключение, что омические потери не играют никакой роли в распаде солнечных пятен.

В еще одной работе [34] для диссипации солнечного пятна было использовано фундаментальное решение уравнения (13) для осесимметричного случая в виде

$$B(r, t) = \frac{\Phi_0}{4\pi Dt} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (15)$$

где $D = c^2/4\pi\sigma$ – магнитная вязкость, а Φ_0 – полный магнитный поток вдоль вертикальной оси. Такое уравнение (15) описывает плавное расплывание в пространстве магнитного потока, который первоначально был сконцентрирован с бесконечно большой плотностью на оси симметрии. В таком процессе рост площади, занимаемой магнитным потоком Φ_0 сопровождается убыванием напряженности магнитного поля в центре.

Однако наблюдаемая картина распада солнечных пятен разительно отличается от той, которую дает решение уравнения (13) в виде (15). Итак, в процессе диссипации солнечное пятно сохраняет четкие очертания, границы между тенью и полутенью, а также между полутенью и окружающей фотосферой, не размываются. Геометрический размер пятна при этом не увеличивается, а уменьшается с течением времени.

Температура солнечного пятна и яркость тени меняются слабо. Напряженность магнитного поля в центре пятна также меняется слабо, главным образом в соответствии с эволюционной зависимостью, согласно которой напряженность магнитного поля в малых пятнах систематически меньше, чем в крупных по размеру.

Эти важнейшие особенности процесса диффузии в пятне четко показывают, что магнитный поток в пятне уменьшается не за счет расплывания (роста) пятна и соответствующего ослабления напряженности магнитного поля в нем, а исключительно за счет ухода магнитного потока через тонкий граничный слой между магнитной силовой трубкой пятна и окружающей средой [19, 42, 44] (рисунок 14).

Этот тонкий граничный слой автоматически поддерживается на боковой границе солнечного пятна благодаря тому, что внешняя среда постоянно поджимает магнитную силовую трубку в радиальном направлении, тем самым поддерживая горизонтальный баланс давлений

$$P_{ex}(z) - \{P_{in}(z)\} = \frac{\{B_z^2(z)\}}{8\pi} \quad (16)$$

Данный горизонтальный баланс давлений (16) обусловлен тем, что из-за охлаждения плазмы в пятне и опускания холодного газа на уровень вильсоновской депрессии ($\Delta h \approx 300 \div 500$ км) давление газа внутри магнитной силовой трубки пятна (P_{in}) меньше газового давления среды на этом же геометрическом уровне (P_{ex}) (разница является величиной магнитного давления).

Как описано в работах [42, 44], установление такого поперечного баланса давлений (16) происходит очень быстро, с полной магнитогидродинамической скоростью $\sqrt{V_A^2 + c_s^2}$, где V_A^2 – альвеновская скорость, c_s^2 – скорость звука. Такая полная магнитогидродинамическая скорость значительно превышает скорость диффузии магнитного поля в тонком граничной слое. Это фактически означает, что диффузионный процесс в солнечном пятне следует рассматривать как квазистатический: система проходит непрерывную последовательность равновесных состояний типа (16), сохраняя внутреннюю структуру, относительно медленно сокращается в своем поперечном сечении, сжимаясь в радиальном направлении со скоростью $V_D \ll \sqrt{V_A^2 + c_s^2}$. Очевидно, что в данном случае мы сталкиваемся с достаточно сложным самоподдерживающимся процессом в нелинейной диссипативной структуре. Для описания такого процесса уравнение диффузии магнитного поля в неподвижной среде (13) с его фундаментальным решением (15) непригодно. Для описания процесса необходимо полное уравнение индукции с учетом поля скорости (17).

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = D \Delta \mathbf{B} + \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \quad (17)$$

В уравнении (17) под скоростью плазмы во втором члене правой части надо понимать именно скорость радиального самоподобного сжатия пятна, обусловленного поддержанием баланса давлений (16).

Описанные выше идеи были использованы для моделирования распада солнечных пятен в работах [42, 44], где был получен как основной закон наблюдаемого медленного распада пятен (линейная фаза диссипации), так и эффект замедления скорости сокращения площади тени пятна в малых пятнах, подтвержденный наблюдательно в работе [62].

3.2 Модель магнитной ступеньки

Рассмотрим более простой и наглядный способ вычисления скорости диссипации пятна с использованием упрощенной модели распределения магнитного поля в пятне. Согласно схематическому изображению солнечного пятна на рисунке 14, магнитное поле пятна в квазицилиндрической части магнитной силовой трубки

имеет одну вертикальную составляющую $\mathbf{B} = \{B_z(r, t), 0, 0\}$, радиальную зависимость которой можно представить в виде «ступеньки» со слабо размытым краем:

$$B_z(r, t) \equiv B(r, t) = B_0 \left[\exp\left(\frac{r - a(t)}{\delta}\right) + 1 \right]^{-1} \quad (18)$$

В формуле (18) δ – толщина тонкого граничного слоя на боковой поверхности магнитного цилиндра солнечного пятна, показанного на рисунке 14. Далее, $a(t)$ является радиусом тени пятна (или магнитного цилиндра), который отсчитывается от оси симметрии до середины граничного слоя, которой соответствует точка А на рисунке 26 (также это точка перегиба функции $B_z(r, t)$).

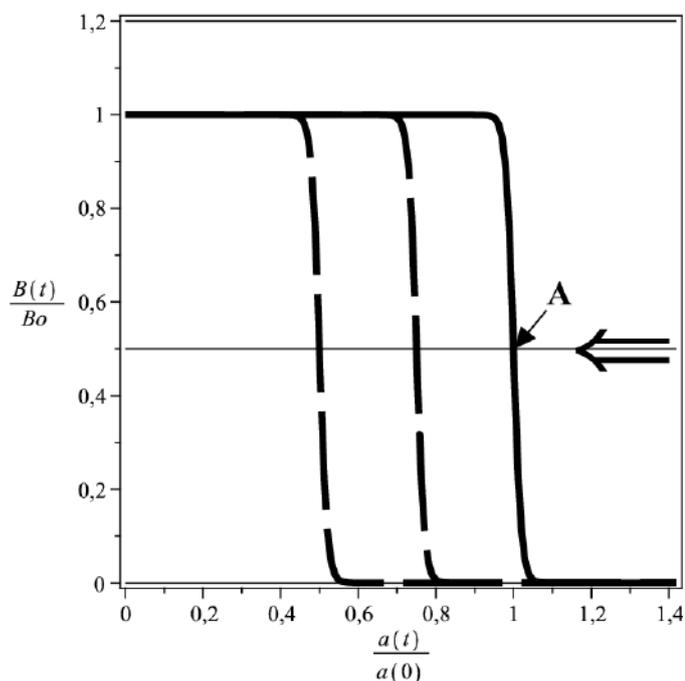


Рисунок 26. Радиальное распределение вертикального магнитного поля в тени пятна в виде магнитной ступеньки, А – точка перегиба на уровне 0,5. Стрелкой показано направление радиального сжатия в процессе диссипации. Сплошная линия показывает распределение магнитного поля в начальный момент времени, пунктирные линии – в последующие моменты времени. В таком расчете принято

$$\delta = 0.01 \cdot a(0).$$

Строго говоря, за границей магнитной силовой трубки реального солнечного пятна магнитное поле падает не до нуля, а до некоторого значения порядка 300–400 Гс, значительно меньшего напряженности магнитного поля в тени пятна. Однако данная деталь в этом случае не имеет принципиального значения, и для большей наглядности и простоты модели диссипации солнечного пятна данное значение магнитного поля не учитывалось. Также в модели мелкой магнитной ступеньки (рисунок 26) пренебрегается зависимостью магнитного поля от радиального расстояния внутри пятна, как это принято в более сложных моделях [44]. Другими словами, в модели мелкой магнитной ступеньки считается, что изменение магнитного поля в масштабе радиуса a пренебрежимо мало по сравнению с его изменением на границе (в масштабе δ). При условии $\delta \ll a$ такое приближение вполне оправдано.

Описанная выше картина диссипации солнечного пятна дает все основания полагать, что радиальное сжатие пятна сохраняет его структуру самоподобной, и на краю пятна в области перегиба функции (18) магнитное поле в элементе плазмы, движущемся радиально к центру пятна со скоростью $V = V_D$, остается неизменным. В данной точке полная производная от магнитного поля по времени равна нулю:

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{B} = 0 \quad (19)$$

С учетом данного условия (19) уравнение (17) для окрестности точки А примет следующий вид:

$$-(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{B} = -D \operatorname{rot}(\operatorname{rot}\mathbf{B}) + \operatorname{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \quad (20)$$

Отсюда, с учетом того, что в точке перегиба вторая производная обращается в ноль, получаем очень простое уравнение для нахождения скорости радиального сжатия пятна в точке А:

$$D \frac{\partial B}{\partial r} = BV_D \quad (21)$$

Подставляя в уравнение (21) распределение магнитного поля (18) и учитывая, что $V_D = \partial a(t) / \partial t$ и что в точке А при $r = a(t)$, $B = 0.5 \cdot B_0$, получается основное уравнение для задачи исследования диссипации солнечного пятна:

$$\frac{\partial a(t)}{\partial t} = -\frac{D}{2\delta(t)} \quad (22)$$

3.3 Линейная стадия диссипации пятна и эффект замедления диссипации в малых пятнах

Рассмотрим два различных случая относительно зависимости $\delta(t)$. Как показано в работах [42, 44], для крупных пятен, у которых магнитный поток, прошедший через граничный слой, не успевает рассеяться в окружающем пространстве (за счет турбулентной диффузии), возникает линейная зависимость толщины граничного слоя от размера солнечного пятна: $\delta(t) = \varepsilon a(t)$, где $\varepsilon \approx 0.01$ – малый постоянный коэффициент. Суть данного эффекта состоит в том, что при расширении граничный слой автоматически подстраивает скорость ухода магнитного потока с тени пятна под скорость диффузионного рассеяния поля во внешней среде. В этом случае

$$\frac{\partial \pi a^2(t)}{\partial t} \equiv \frac{\partial S_U}{\partial t} = -\frac{\pi D}{\varepsilon} \quad (23)$$

т.е. скорость убывания площади пятна оказывается не зависящей от его размера, и вследствие этого получается линейный закон уменьшения площади пятна со временем в виде

$$\frac{S_U(t)}{S_U(0)} = \frac{a^2(t)}{a^2(0)} = 1 - \frac{t}{\tau_1} \quad (24)$$

где

$$\tau_1 = 4\pi\sigma\varepsilon a^2(0)c^{-1} \quad (25)$$

Уравнение (25) отличается от формулы Каулинга (14) [11, 12] тремя численными величинами. Во-первых, множителем ε , учитывающим малую толщину граничного слоя.

Во-вторых, для проводимости плазмы в уравнении (25) используется не фотосферное значение ($\sigma_{ph} \approx 10^{12} \text{c}^{-1}$), а пятенное значение, которое за счет низкой степени ионизации плазмы в поверхностных слоях меньше фотосферного примерно на два порядка [7, 28]. В описываемой модели значение проводимости плазмы в граничном слое принята как $\sigma_u = 10^{10} \text{c}^{-1}$.

В-третьих, в качестве характерного размера в формуле (24) используется квадрат радиуса тени пятна, а не радиуса всего пятна с полутенью, что уменьшает оценку τ еще примерно в 6 раз [3].

В целом, такие поправки снижают оценку времени жизни пятна на 4-5 порядков, и дает для малого пятна радиусом тени 3.3 Мм время жизни около полутора дней, для пятен с размерами тени пятна 7 – 8 Мм – до 4 – 5 дней, и до месяца для пятен с радиусом тени 15 Мм, что вполне согласуется с наблюдательными данными.

Далее, для малых пятен эффект расширения граничного слоя пропорционально радиусу тени пятна отсутствует. Поэтому следует считать, что для малых пятен толщина граничного слоя определяется только физическими параметрами на границе пятна и не зависит от размера пятна: $\delta = \delta_0 = \text{const} \approx \varepsilon a(0)$. В таком случае $\partial a(t)/\partial t = -c^2/8\pi\sigma\delta_0$ и, соответственно

$$\frac{S_U(t)}{S_U(t^*)} = \frac{a^2(t)}{a^2(t^*)} = \left(1 - \frac{t - t^*}{\tau_2}\right)^2, t > t^* \quad (26)$$

где t^* – момент времени, в который происходит смена линейного характера диссипации (24) на нелинейный закон (26), и

$$\tau_2 = 8\pi\sigma\delta_0 a(t^*)c^{-2} \quad (27)$$

Если положить $\delta_0 a(t^*) \approx \varepsilon a^2(0)$, то получается, что $\tau_2 = 2\tau_1$. В точке $t = t^*$ функция $S_U(t)$ должна быть непрерывна. Из этого следует $S_U(t^*) = S_U(0) \left(1 - \frac{t^*}{\tau_1}\right)$.

Описанная выше функция S_U была использована в качестве приближения наблюдательной зависимости площади тени пятна от времени. В частности, такая функция представлена в работе [62] и на рисунке 27 с параметрами $\tau_1 = 4^d$, $\tau_2 = 8^d$ и $t^* = 3^d$. На этом же рисунке 27 также представлены результаты измерений для пятен №233.56 (1973) и №220.23 (1969) по гринвичскому каталогу, показанные ромбиками и кружками соответственно.

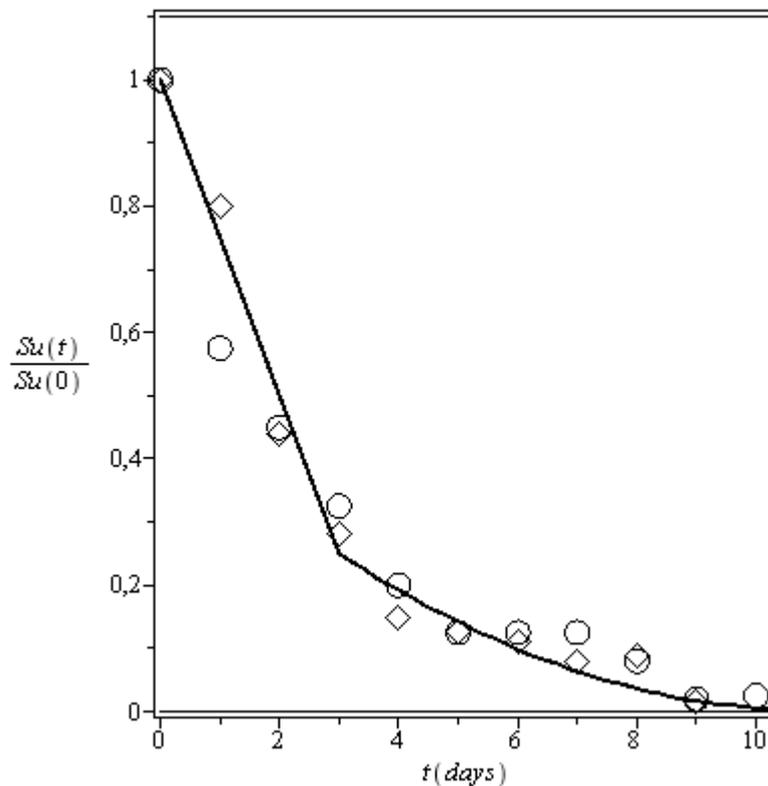


Рисунок 27. Сплошной линией показана теоретическая кривая (24) и (26). Ромбиками и кружками показаны результаты измерений для пятен по гринвичскому каталогу. Рисунок из работы [62].

3.4 Особенности медленной диссипации солнечных пятен в результате обработки наблюдений космической обсерватории SOHO

В диссертации исследовалась наблюдаемая кривая диссипации солнечных пятен по данным наблюдений космической обсерватории Solar and Heliospheric Observatory – SOHO [13]. В отличие от наземных наблюдений космические обсерватории обладают важным преимуществом – на земле наблюдения возможны только в случае видимости Солнца, невозможно проводить непрерывные круглосуточные наблюдения. Необходимо использовать наблюдения нескольких наземных обсерваторий для непрерывного ряда данных, однако нужно учитывать тот факт, что наблюдения ведутся на разных инструментах. Космические обсерватории эту проблему решают в полной мере, так как реализованы круглосуточные наблюдения на одном инструменте. Изначально в работе была предпринята попытка подобрать солнечные пятна, которые наблюдались космической обсерваторией SDO, однако в силу ряда критериев, необходимых для выполнения поставленной задачи, пришлось перейти к использованию данных SOHO.

Итак, для изучения особенностей медленной диссипации солнечных пятен следует провести тщательный отбор данных согласно следующим критериям:

- в соответствии с теоретической моделью, солнечное пятно должно иметь достаточно правильную, круглую форму;
- в ходе эволюции пятно не должно испытывать эволюционных деформаций и изменений формы и структуры;
- пятно, в котором исследуется данная стадия медленной нелинейной диссипации, должно находиться не слишком далеко от края видимого солнечного диска.

В случае о втором критерием важно сохранение эволюционной "стабильности" пятна на момент его диссипации важен в связи с тем, что существует ряд пятен, которые в ходе эволюции "дробятся" на несколько пятен меньшего размера, образуя группу пятен. Исследования в группе пятен затруднительны в связи с тем, что в группе пятна могут взаимодействовать друг с другом, вызывая возмущения в эволюцию и диссипации пятна.

Третий критерий отбора, связанный с положением солнечного пятна, обусловлен тем, что необходимо рассматривать эволюция пятна с того дня, когда пятно расположено не далеко от восточного лимба. Это позволяет проследить изменение площади пятна в течение нескольких дней.

Следует дополнительно рассмотреть третий критерий на предмет рассматриваемой стадии диссипации пятна. Как было описано в предыдущих параграфах, наблюдается две стадии диссипации пятна. Необходимо подобрать такие пятна, которые бы наблюдались в течение нескольких дней, причем ближе к концу распада пятна. Это обстоятельство сильно уменьшает количество доступных солнечных пятен. И по этой причине не удалось подобрать пятен по наблюдениям космической обсерватории SDO. Во-первых, аппарат SDO попал в эпоху минимума солнечной активности. Во-вторых, попадались ситуации, когда солнечное пятно наблюдалось на этапе распада в течение нескольких дней. В модели диссипации пятна рассматриваются две стадии, и для того, чтобы надежно выявить обе стадии диссипации, необходимо, чтобы пятно наблюдалось большой промежуток времени. Фактически для такого пятна наблюдается одна фаза диссипации, но нельзя однозначно определить является она линейной или нелинейной.

С другой стороны, периодически эффект медленной диссипации происходит в тот момент, когда пятно скрывается за границей солнечного диска, т. е. эффект сложно увидеть из-за проекционных эффектов, либо же пятно и вовсе уходит на "невидимую" сторону Солнца.

В данной работе в главах 2 и 4 были получены выборки солнечных пятен, которые наблюдались космической обсерваторией SDO. Однако все эти пятна в рамках соответствующих задач подбирались в те моменты времени, когда эволюция пятна была стабильной. Для них требуемая в текущей задаче фаза диссипации наступает несколько позже, через несколько дней. И она уже проходит пока пятно находится на обратной, «невидимой» стороне Солнца. Именно этот факт делает такие пятна непригодными для задачи исследования особенностей диссипации пятен.

По вышеописанным критериям подбор солнечных пятен, соответствующим таким критериям, представляется сложной задачей. Вследствие таких критериев появилась необходимость использовать данные космической обсерватории SOHO.

Последующая обработка данных космической обсерватории и составление каталога с измерениями площадей солнечных пятен проводилась в обсерватории Дебрецена [4, 21]. В качестве наблюдательного материала были использованы базы данных, получаемые в обсерватории Дебрецена.

Необходимо отметить, что в базе данных обсерватории Дебрецена есть посчитанная площадь пятна. Основная работа в данном случае состоит в подборе солнечных пятен, которые удовлетворяли бы всем критериям поставленной задачи. Далее для каждого выявленного и подходящего солнечного пятна необходимо построить временной ряд с площадью тени. Такая задача требует некоторого контроля, так как в базе данных обсерватории Дебрецена представлены не только пятна, а и мелкомасштабные структуры, находящиеся вокруг пятна и принадлежащие той же активной области. Пример фрагмента базы данных обсерватории Дебрецена для активной области NOAA 9254 в один момент времени представлен в таблице 4.

Как видно из таблицы 4, в момент времени 2000.12.10, 12:47:31 UT в активной области NOAA 9524 присутствовало 10 различных объектов. В задаче по исследованию особенностей диссипации пятна необходимо из них выделить исследуемое пятно. Пока пятно находится на начальном этапе эволюции оно легко отождествляется по большой площади тени. Далее необходимо отслеживать пятно, чтобы продлить временной ряд площадью соответствующего пятна. Сделать это можно с помощью отслеживания положения пятна. В столбцах 7 и 8 представлены гелиографические координаты – широта B и долгота L . Итак, в указанный момент времени необходимое пятно в данной активной области соответствует помеченной строке таблицы 4.

NOAA	№	S_1	S_2	S_3	S_4	B	L	LCM	PA	R	H_1	H_2
9254	1	0	9	0	5	11.59	167.02	26.70	295.25	0.4886	571.0	579.4
9524	2	16	200	9	112	9.80	166.71	26.4	291.98	0.4744	1215.0	721.7
9524	3	11	-2	6	-2	9.25	166.32	26.01	291.15	0.4660	1671.6	999999
9524	4	4	-2	2	-2	8.91	166.25	25.93	290.49	0.4632	1365.7	999999
9524	5	12	-2	7	-2	9.88	166.29	25.97	292.44	0.4687	1379.8	999999
9524	6	0	5	0	3	9.33	165.17	24.85	292.15	0.4496	-591.0	-442.0
9524	7	0	6	0	3	9.79	165.03	24.72	293.22	0.4503	186.0	252.9
9524	8	0	4	0	2	10.06	164.03	23.71	294.62	0.4375	-708.0	-641.4
9524	9	0	3	0	2	9.59	162.77	22.45	294.73	0.4164	-625.0	-538.2
9524	10	0	4	0	2	9.36	162.67	22.35	294.30	0.4135	-787.0	-759.4

Таблица 4. Фрагмент базы данных обсерватории Дебрецена для активной области NOAA 9524, дата 2000.12.10, время 12:47:31 UT. Второй столбец «№» показывает номер объекта в активной области. В указанный момент времени в текущей активной области насчитывалось 10 объектов. Далее 4 столбца с площадями в мдп: площадь тени без учета проекционных эффектов – S_1 , с учетом проекционных эффектов – S_3 , далее площадь тени и полутени без учета проекционных эффектов – S_2 и с учетом проекционных эффектов – S_4 . В случае когда S_2 или S_4 указаны как «-2», то это означает включение этого объекта в полутень объекта № 2. Далее идут гелиографические широта B и долгота L. Затем 9 столбец показывает расстояние от центрального меридиана (LCM). Столбец PA показывает позиционный угол. Следующий столбец K показывает расстояние от центра диска Солнца до объекта в единицах солнечного радиуса. Последние два столбца показывают характеристики магнитного поля в тени и полутени (значение «999999» показывает отсутствие данных о магнитном поле). Более подробные описания базы данных представлены в работе (Györi, Ludmány, & Váronyi, 2017). В таблице отмечена строка с данными, соответствующими исследуемому объекту.

В результате такого отбора по вышеописанным критериям из более чем 40 солнечных пятен было отобрано 4 пятна с характерным проявлением эффекта замедления диссипации солнечных пятен. Пятна в активных областях NOAA 9853, 9254, 9527 и 10295 представлены на рисунках 28, 29, 30 и 31. На этих рисунках

точками отмечено наблюдаемое распределение площадей перечисленных солнечных пятен, линиями приведены фазы линейной и нелинейной диссипации солнечного пятна для каждого конкретного случая.

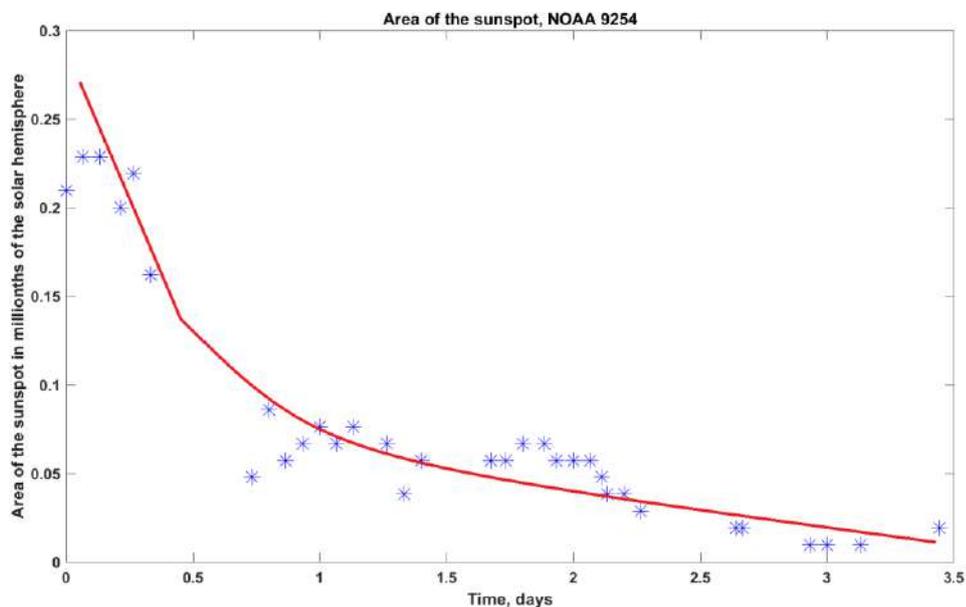


Рисунок 28. Уменьшение площади солнечного пятна в активной области NOAA 9254 на стадии диссипации пятна. Параметры для уравнений (24) и (26): $\tau_1 = 1.1^d, \tau_2 = 3^d, t^* = 0.7^d$.

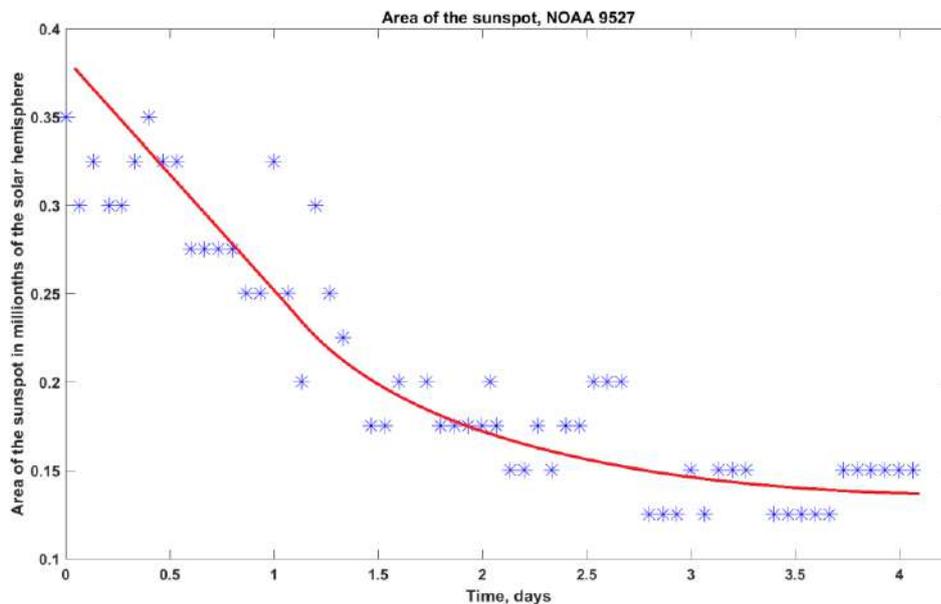


Рисунок 29. Уменьшение площади солнечного пятна в активной области NOAA 9527 на стадии диссипации пятна. Параметры для уравнений (24) и (26): $\tau_1 = 3^d, \tau_2 = 6^d, t^* = 0.9^d$.

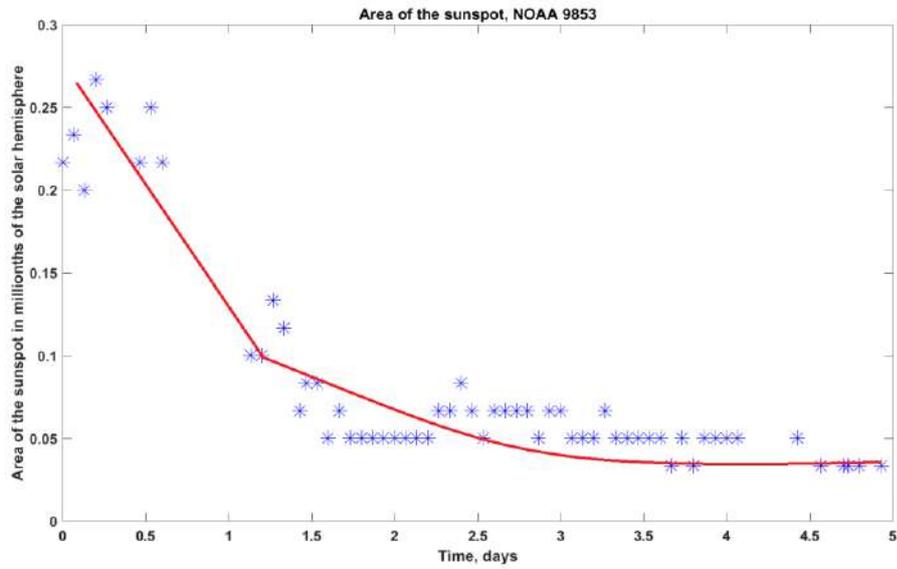


Рисунок 30. Уменьшение площади солнечного пятна в активной области NOAA 9853 на стадии диссипации пятна. Параметры для уравнений (24) и (26): $\tau_1 = 1.5^d, \tau_2 = 4.5^d, t^* = 1.2^d$.

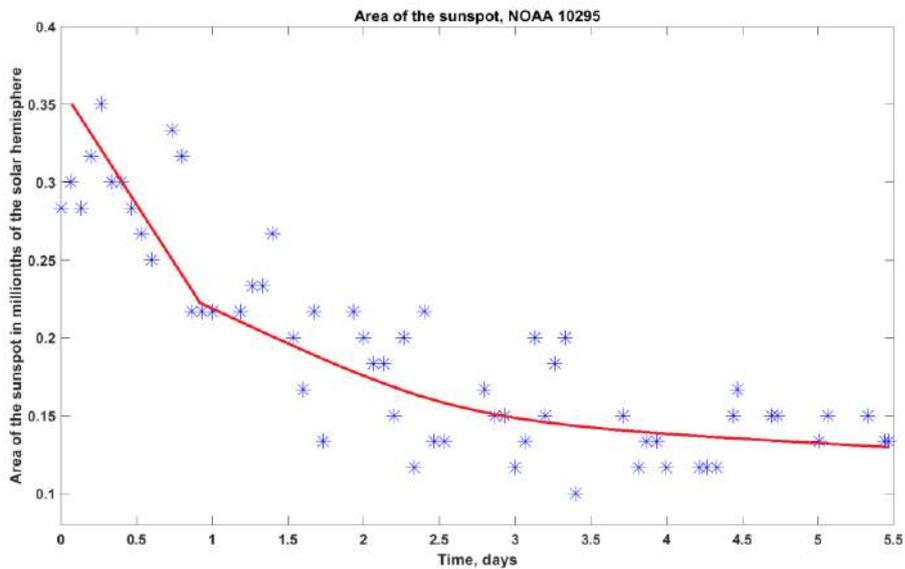


Рисунок 31. Уменьшение площади солнечного пятна в активной области NOAA 10295 на стадии диссипации пятна. Параметры для уравнений (24) и (26): $\tau_1 = 3.4^d, \tau_2 = 8^d, t^* = 1^d$.

3.5 Выводы к главе 3

В рамках диссертации по измерениям площадей солнечных пятен, снятых космической обсерваторией SOHO показано наличие эффекта смены линейной стадии диссипации пятна на более медленную, нелинейную стадию. Этот эффект хорошо согласуется с полученными ранее результатами по наземным наблюдениям [62] и с теоретическими моделями (уравнения (24) и (26)) [42, 44].

Глава 4. Зависимость интенсивности в континууме от напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна и факела.

4.1 Введение

Солнечные пятна являются наиболее заметными проявлениями солнечной активности благодаря тому, что они на фоне диска выглядят темнее (тем самым являясь контрастными объектами на поверхности Солнца), из-за меньшей эффективной температуры. В то же время, солнечные пятна являются магнитными структурами. Эти два признака определяют солнечное пятно как объект. То же самое можно сказать и о факельном узле, в центре которого находится темная микропора, а магнитное поле составляет несколько сотен Гаусс (что заметно превышает уровень равномерного распределения около 200 Гс), достигая иногда 1000 и 1200 Гс. Связь двух перечисленных признаков состоит в том, что потемнение солнечного пятна (снижение температуры) связано с подавлением конвекции сильными магнитными полями в тени пятна. При этом остается в этой области только лучистый перенос тепла, который заметно слабее конвективного, и это ведет к охлаждению плазмы в тени до 3700-4000 К. Эту идею впервые высказал в своей работе Бирман (Biermann, 1941).

В рамках такого представления следует ожидать эффекта насыщения: когда магнитное поле полностью подавляет конвекцию, его дальнейший рост не должен приводить к понижению температуры. Попытка установить связь между интенсивностью и магнитным полем представлена в работе [47] и на рисунке 32.

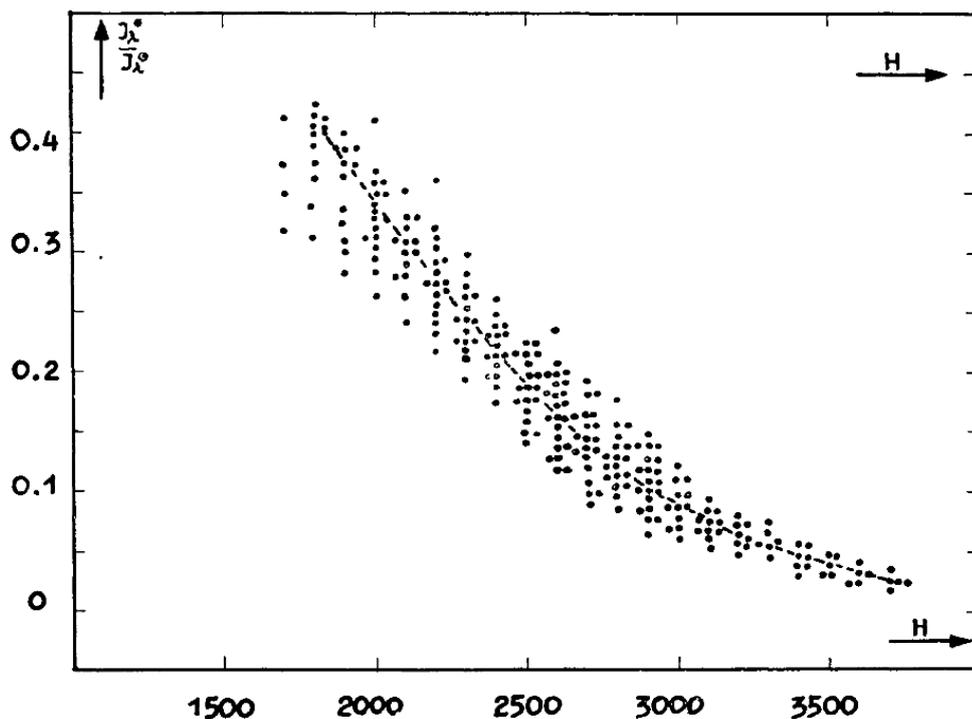


Рисунок 32. Распределение интенсивности от магнитного поля в солнечных пятнах, взято из работы [47].

В диссертации был получен ответ на этот вопрос с помощью наблюдений космической обсерватории SDO [37].

С другой стороны связь магнитного поля и интенсивности проявляется и при долгопериодических колебаниях магнитного поля пятен. При этом яркость тени пятна меняется в противофазе с его магнитным полем [16] в соответствии с теоретической моделью неглубокого солнечного пятна [46]. Аналогичный эффект установлен для факельных узлов: в процессе медленных колебаний факела, с периодами более 1 часа, его яркость меняется в противофазе с магнитным полем. В целом эффект понижения яркости центра факельного образования с ростом напряженности магнитного поля в центре установлен в работе [38] и показан на рисунке 33.

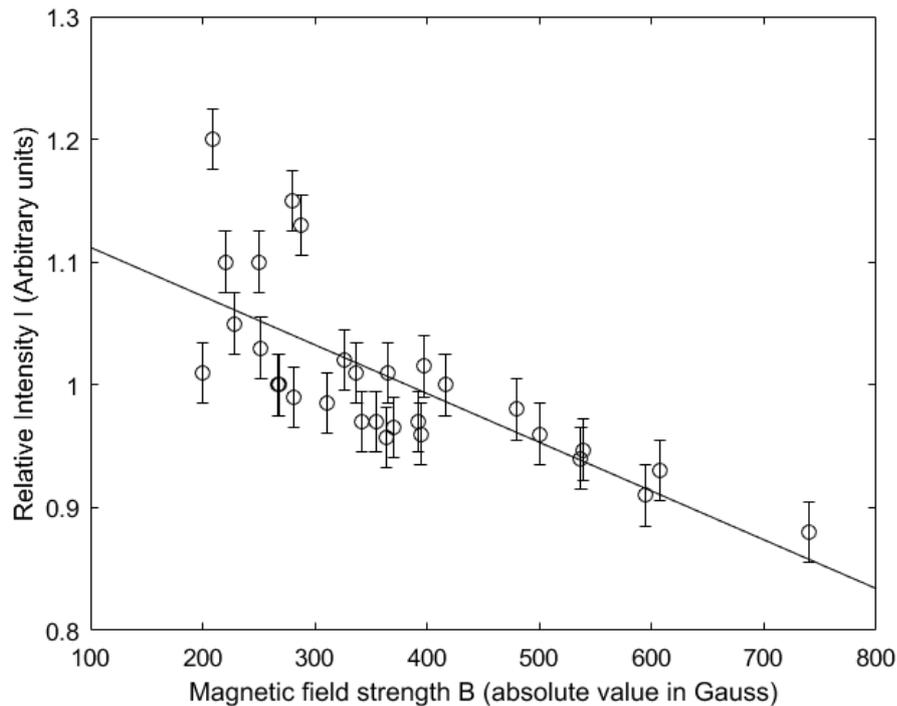


Рисунок 33. Зависимость яркости центра факельного узла (микрופоры) от напряженности магнитного поля. Рисунок взят из работы [38].

4.2 Используемые данные

Для поставленной задачи необходимы два вида данных – измерения напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна и факела, и выполненные в тот же момент времени измерения яркости (интенсивности) в тех же точках и площадках факелов, тени пятен. Для этой цели подходят магнитограммы и интенсивограммы, получаемые инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI), установленным на борту космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) [39]. Данные этого аппарата обладают высоким пространственным разрешением. Интенсивограммы SDO имеют нормировку на уровень спокойной фотосферы Солнца.

Немаловажным критерием является момент наблюдения солнечного пятна или факела. Для уменьшения возможных искажений необходимо выбирать момент времени, когда исследуемый объект находится вблизи видимого центрального меридиану. Это необходимо для уменьшения искажений, вносимых проекционными эффектами.

В конечном итоге для работы были отобраны 22 солнечных пятна и 2 факела. Для солнечных пятен использовались одиночные кадры, для факелов были использованы временные серии. Такое небольшое количество пятен обусловлено тем, что аппарат SDO начал работу в эпоху минимума активности, что в диссертации уже упоминалось ранее.

4.3 Определение границы между тенью и полутенью в солнечном пятне

В нескольких работах обсуждаются разные режимы магнитоконвекции в тени и полутени пятна [25 – 27]. Центральным вопросом в этих работах было проведение границы между полутенью и тенью пятна и определение величины вертикального магнитного поля на границе.

Итак, в работе [25] показано, что вертикальная компонента магнитного поля слабо меняется вдоль границы пятна и, более того, не зависит ни от размера пятна, ни от цикла солнечной активности и является, по своей сути, универсальной физической константой для всех солнечных пятен и принимает значение 1867 Гс. Если обратиться к главе 2 диссертации, а конкретно к столбцу таблицы 2 со значениями $B_{boundary}$ (пятый столбец таблицы), то становится очевидно принципиальное отличие от результата, полученного в работе [25] – значение вертикальной компоненты магнитного поля в результате обработки автором диссертации оказывается ниже предложенного постоянного значения и представленная в таблице 2 величина меняется для разных пятен.

Отдельно следует отметить тот факт, что разные значения напряженности вертикальной компоненты магнитного поля на границе тени и полутени солнечного пятна, определяемая разными методами [59], может быть объяснена физическими причинами – если в тени пятна присутствует только вертикальная компонента магнитного поля, то в полутени вертикальное магнитное поле также присутствует, перемешиваясь с волокнистой структурой полутени. Таким образом, определяя различными способами границу тени и полутени и измеряя напряженность вертикальной компоненты магнитного поля на этой границе можно получить разные значения, каждое из которых будет иметь физический смысл.

Так как при наблюдении солнечного пятна в континууме визуально заметно изменение радиального поведения яркости. Формально такое изменение характера изменения яркости можно отследить, строя касательные к разным частям радиального профиля интенсивности солнечного пятна. Пример описанного метода показан на рисунке 34. Если строить прямые, аппроксимирующие радиальный профиль интенсивности в пятне, то в некоторый момент с обеих сторон профиля происходит изменение наклона такой прямой. Фактически можно профиль приблизить четырьмя кривыми, по две на каждую сторону профиля. А далее на месте пересечения двух прямых с каждой стороны можно получить две точки, лежащие на границе тени и полутени (две красные жирные точки на рисунке 34).

Выше был описан один из способов определения границы между тенью и полутенью, который и был использован в данной диссертации.

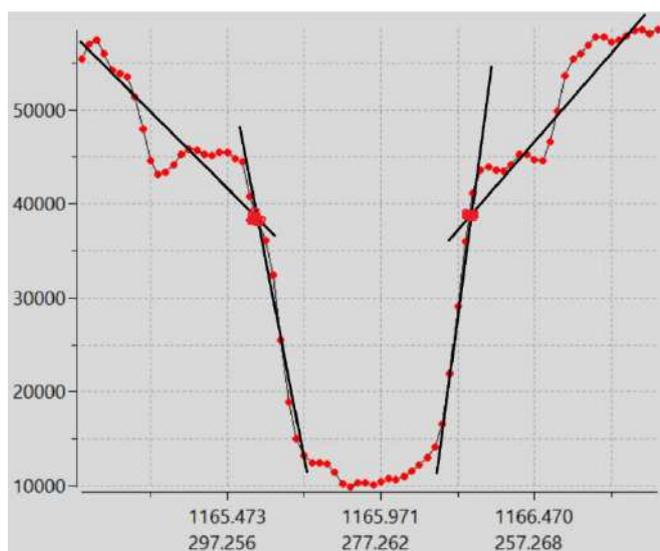


Рисунок 34. Профиль интенсивности солнечного пятна, по вертикали – отсчеты интенсивности, по горизонтали - расстояние. Красными точками показаны результаты точки, снятые с интенситограммы. Двумя красными жирными точками показаны точки, лежащие на границе тени и полутени солнечного пятна. Они получены на месте пересечения двух кривых, каждая из которых показывает характерный радиальный ход интенсивности.

4.4 Радиальные распределения интенсивности в континууме и напряженности магнитного поля для тени солнечного пятна и зависимость яркости точек тени солнечного пятна от напряженности магнитного поля в этих точках

Для получения зависимости между напряженностью магнитного поля и интенсивностью тех же областей в континууме для тени солнечного пятна использовались усредненные радиальные распределения напряженности магнитного поля и интенсивности, построенные по магнитограммам и интенсивитогаммам космической обсерватории SDO. Эти радиальные распределения получались путем подсчета потоков магнитного поля и общего потока интенсивности между изолиниями магнитного поля и интенсивности, с некоторым шагом. Имея поток соответствующей величины, посчитав площадь между изолиниями, можно получить среднее значение величины. Далее находим усредненное расстояние от центра пятна до области, заключенной между соответствующими изолиниями, и получаем группу значений – среднее значение напряженности магнитного поля в некоторой области и расстояние от этой области до центра пятна. Аналогично получается пара значений для интенсивности. Пример подобных интенсивитогаммы и магнитограммы с соответствующими изолиниями представлены на рисунках 35 и 36.

В конечном итоге, для каждого солнечного пятна получается набор пар значений напряженность магнитного поля – расстояние от центра пятна и интенсивность – расстояние. В этом состоит одно из важных отличий от работы [47], в которой для каждого пятна на один момент времени соответствует одна пара значений интенсивность – магнитное поле. В диссертации для такого пятна на один момент времени набирается несколько пар таких значений.

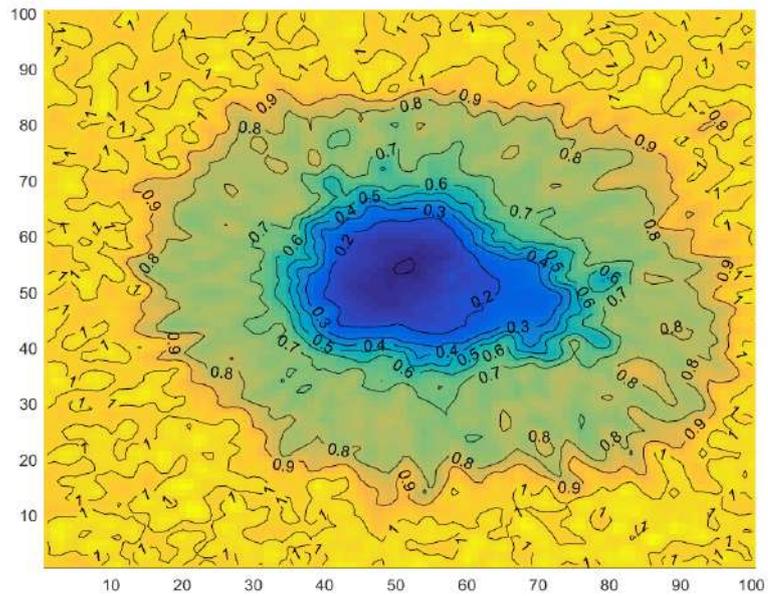


Рисунок 35. Интенситограмма солнечного пятна в активной области NOAA 12218 с наложенными изолиниями интенсивности. Интенситограмма нормирована на уровень интенсивности спокойной фотосферы. По осям отложены номера пикселей.

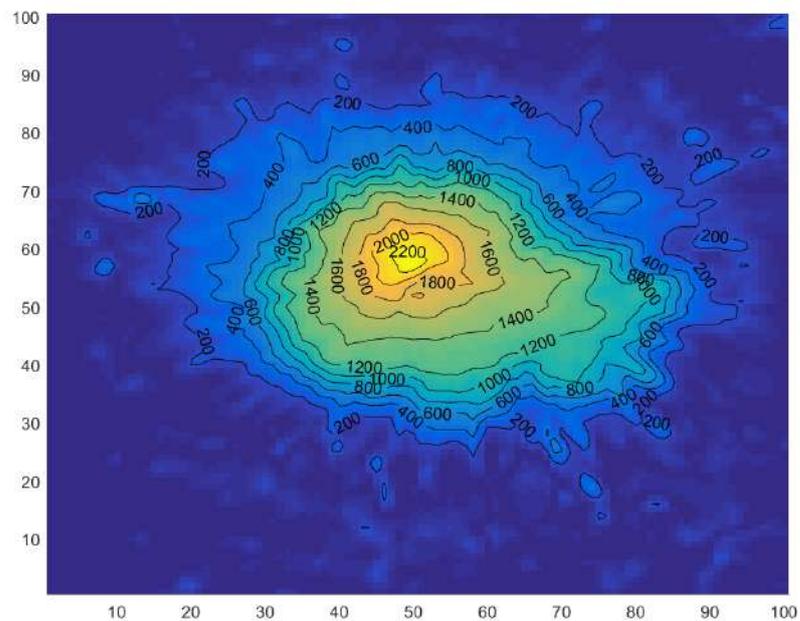


Рисунок 36. Магнитограмма солнечного пятна в активной области NOAA 12218 с наложенными изолиниями напряженности магнитного поля. По осям отложены номера пикселей.

Итак, на рисунке 37 представлены примеры радиальных профилей для интенсивности и напряженности магнитного поля, полученные описанным выше способом.

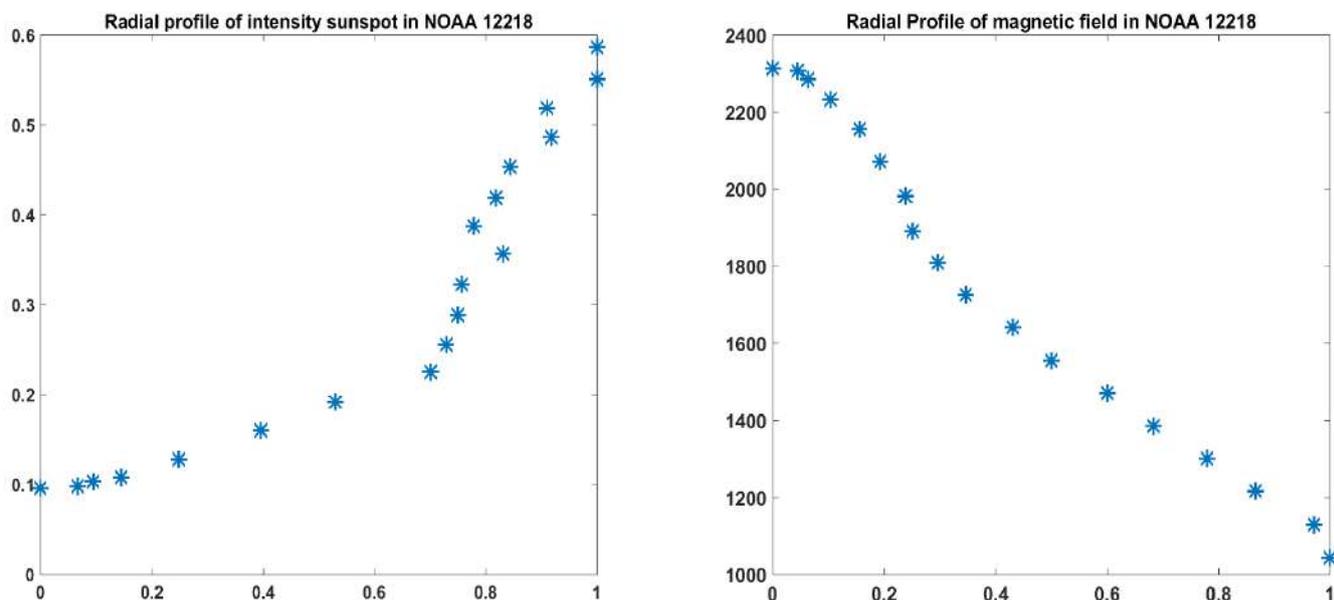


Рисунок 37. Радиальные профили интенсивности (левая панель) и напряженности магнитного поля (правая панель) для солнечного пятна в активной области NOAA 12218. По вертикали отложены соответствующие единицы (интенсивность, нормированная на уровень спокойного Солнца и Гс соответственно). По горизонтали отложены относительные радиальные расстояния, нормированные на размер конкретного пятна.

В конечном итоге, для всех 22 отобранных солнечных пятен была проделана процедура построения профилей интенсивности и напряженности магнитного поля описанным ранее способом. Теперь необходимо все эти данные для отдельных пятен объединить. Из полученных радиальных профилей для каждого пятна подбирались такие пары точек со значениями интенсивности и напряженности магнитного поля, находящихся на одинаковом расстоянии от центра пятна (расстояния совпадали с максимальной точностью). Таким образом, для каждого из 22-ух пятен подбирается некоторое количество пар значений интенсивности и напряженности магнитного поля, и все эти пары точек наносятся на единую кривую. Эта кривая показана на рисунке 38.

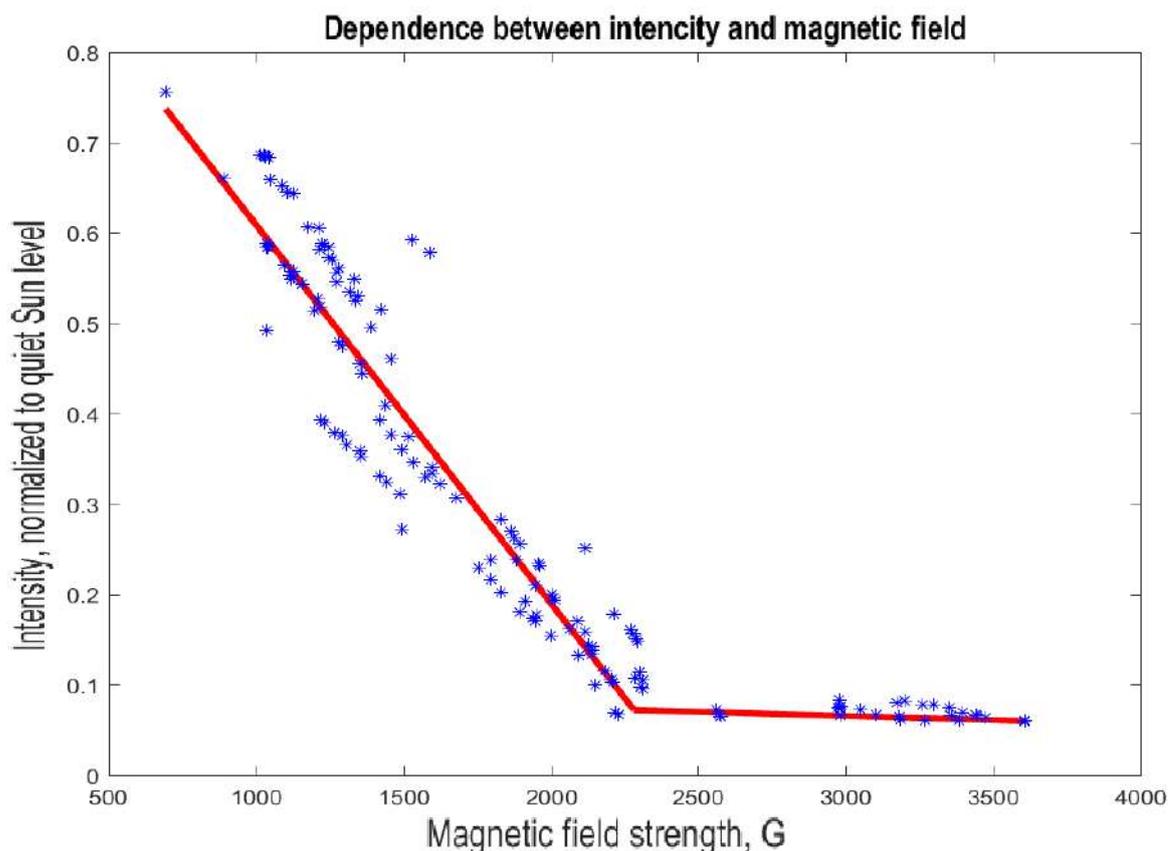


Рисунок 38. Распределение интенсивности в континууме в зависимости от магнитного поля в тени солнечных пятен. По вертикальной оси отложены значения интенсивности, нормированные на уровень интенсивности Солнца в спокойной фотосфере. По горизонтальной оси отложены значения напряженности магнитного поля в Гс.

Полученное распределение четко показывает эффект насыщения воздействия магнитного поля на конвективный перенос. Насыщение достигается при значении напряженности магнитного поля 2300-2400 Гс. При дальнейшем росте магнитного поля интенсивность излучения в тени пятна практически не меняется. Полученный результат подтверждает справедливость концепции Бирмана [6] о подавлении конвективного переноса в пятнах сильным вертикальным магнитным полем.

4.5 Колебания напряженности магнитного поля и интенсивности в факеле

Факелы, как и пятна, являются структурами с достаточно сильным магнитным полем, однако в них максимальные значения напряженности магнитного поля существенно меньше, чем в пятнах, и составляют 300 – 1000 Гс, иногда доходят до

значений 1200 Гс. Эти значения заметно ниже найденной нами границы эффекта насыщения подавления конвекции магнитным полем (2300 Гс), поэтому следует ожидать, что в долгопериодических колебаниях факелов также должен проявиться антифазный режим изменения магнитного поля и яркости темной центральной части факельного узла.

Как было отмечено ранее, в параграфе 4.2 Главы 4, были отобраны 2 факела на спокойном Солнце, для которых были построены временные ряды вариаций напряженности магнитного поля и интенсивности в точке, где было зафиксировано экстремальное значение напряженности магнитного поля. Для контроля стабильности самого факела и его перемещения по диску Солнца был использован метод, схожий с методом контроля за мелкомасштабными магнитными структурами (параграф 1.2 Главы 1) – по вертикальной координате смещение точки с экстремальным значением напряженности магнитного поля не должно превышать 2 пикселя, а по горизонтали должно соответствовать дифференциальному вращению Солнца (должен проявляться тренд). Благодаря наличию такого тренда мы можем отслеживать положение точки с экстремальным отсчетом.

Помимо контроля за движением отсчета использовалось усреднение значения в области 3 на 3 пикселя вокруг найденного отсчета. Это позволяет исключить влияние случайных вариаций напряженности магнитного поля и интенсивности.

В результате были получены 2 временных ряда длительностью 9 и 10.6 часов. Полученные временные ряды с вариациями напряженности магнитного поля представлены на рисунках 39 и 40. Временные ряды интенсивности в центре этих двух факелов показаны на рисунках 41 и 42. Помимо исходных временных рядов напряженности магнитного поля и интенсивности красными пунктирными линиями на рисунках 39, 40, 41 и 42 показаны тренды, от которых далее необходимо избавиться. Тренды подбирались полиномами 5 степени в одном случае и 3 степени в другом.

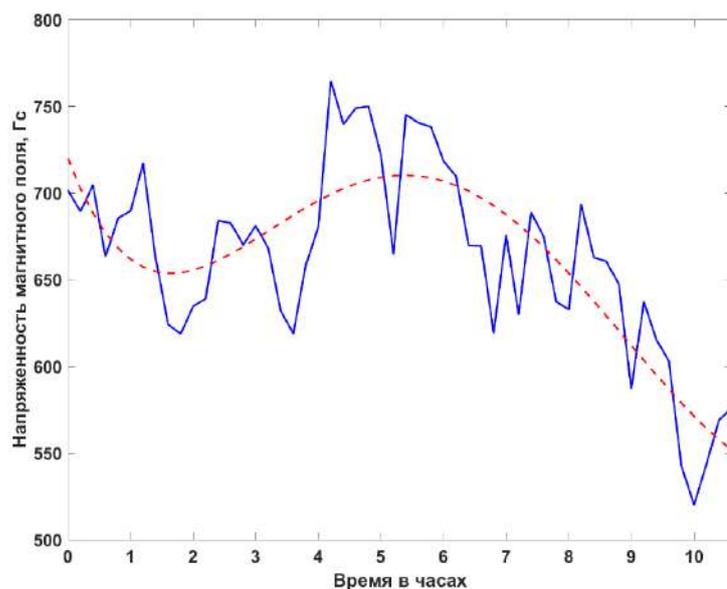


Рисунок 39. Исходный временной ряд напряженности магнитного поля для факела (23:00:00 UT, 6.07.2013, в программе fitsview координаты 23h59m45s, - 0:06:45.5) показан сплошной синей линией. Красной пунктирной линией показан тренд, представляющий собой полином 5 степени, подобранный методом наименьших квадратов.

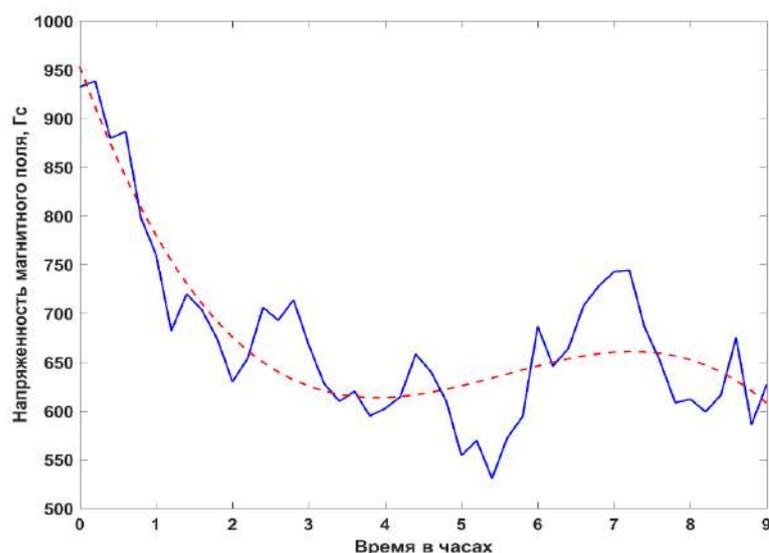


Рисунок 40. Исходный временной ряд напряженности магнитного поля для факела (23:00:00 UT, 6.07.2013, в программе fitsview координаты 0h00m07.82s, - 0:00:48.76) показан сплошной синей линией. Красной пунктирной линией показан тренд, представляющий собой полином 3 степени, подобранный методом наименьших квадратов.

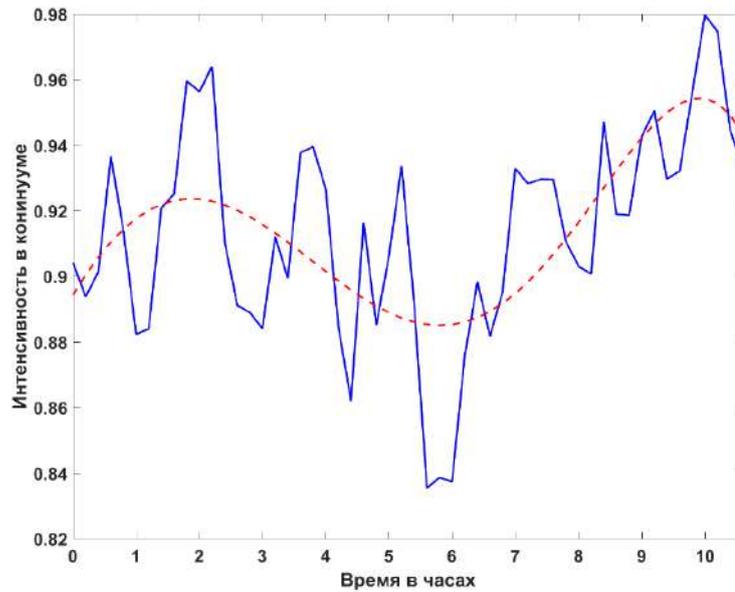


Рисунок 41. Исходный временной ряд интенсивности в центре факела (23:00:00 UT, 6.07.2013, в программе fitsview координаты 23h59m45s, -0:06:45.5) показан сплошной синей линией. Красной пунктирной линией показан тренд, представляющий собой полином 5 степени, подобранный методом наименьших квадратов.

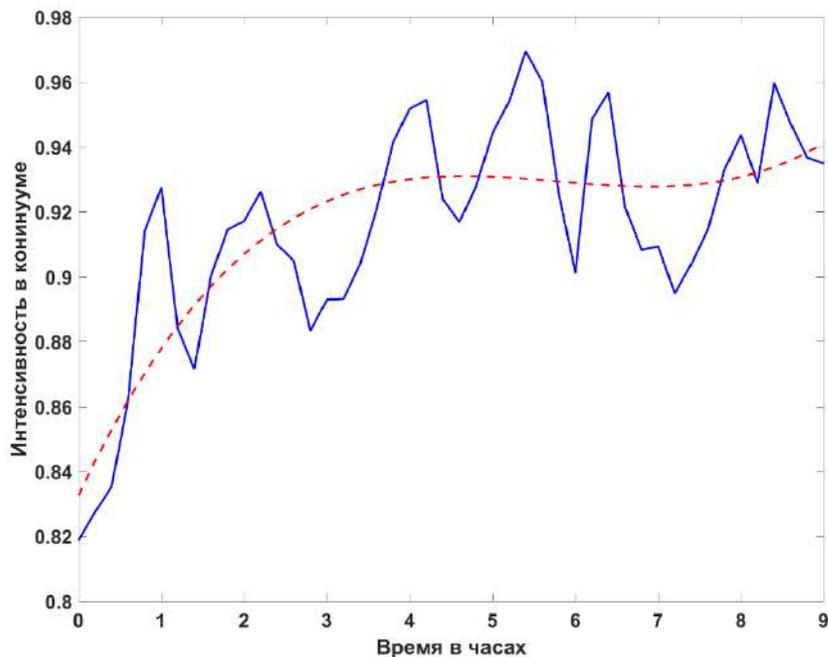


Рисунок 42. Исходный временной ряд интенсивности в центре факела (23:00:00 UT, 6.07.2013, в программе fitsview координаты 0h00m07.82s, -0:00:48.76) показан сплошной синей линией. Красной пунктирной линией показан тренд, представляющий собой полином 3 степени, подобранный методом наименьших квадратов.

Итак, следующим шагом является вычитание трендов из временных рядов вариаций напряженности магнитного поля и интенсивности. Для одного факела, чьи исходные ряды представлены на рисунках 39 и 41, тренды подбирались в видео полинома 5 степени и методом наименьших квадратов. Для второго факела (рисунок 40 и рисунок 42) также методом наименьших квадратов был подобран полином 3 степени. Следует отметить, что сами тренды уже идут в противофазе, однако их периоды укладываются только 1-1.5 раза в длительность исследуемых временных рядов, поэтому рассматривать их отдельно не имеет смысла.

После вычитания трендов во временных рядах вариаций напряженности магнитного поля и интенсивности нами выделялась основная гармоника колебаний. Для этого использовался метод «гусеницы» SSA – SingularSpectrumAnalysis [20]. Суть его состоит, если говорить кратко, в преобразовании одномерного ряда в многомерный, в исследовании полученной многомерной траектории методом главных компонент и последующем восстановлении одномерного ряда. При этом оказывается возможным выделить отдельные слагаемые исходного ряда, такие как медленные сезонные вариации, периодические составляющие при их наличии и случайные вариации.

С помощью метода «гусеницы», во временных рядах напряженности магнитного поля и интенсивности в факеле нами были выделены основные моды колебаний. Полученные моды представлены на рисунках 43 и 44.

Для полученных мод рассчитан коэффициент корреляции Пирсона. Он составил -0.65 и -0.64 соответственно, что свидетельствует о наличии хорошо выраженной антикорреляции между выделенными основными модами колебаний напряженности магнитного поля и интенсивности в рассмотренных факелах. Такой результат также хорошо соответствует концепции, которую высказывал в своей работе Бирман [6].

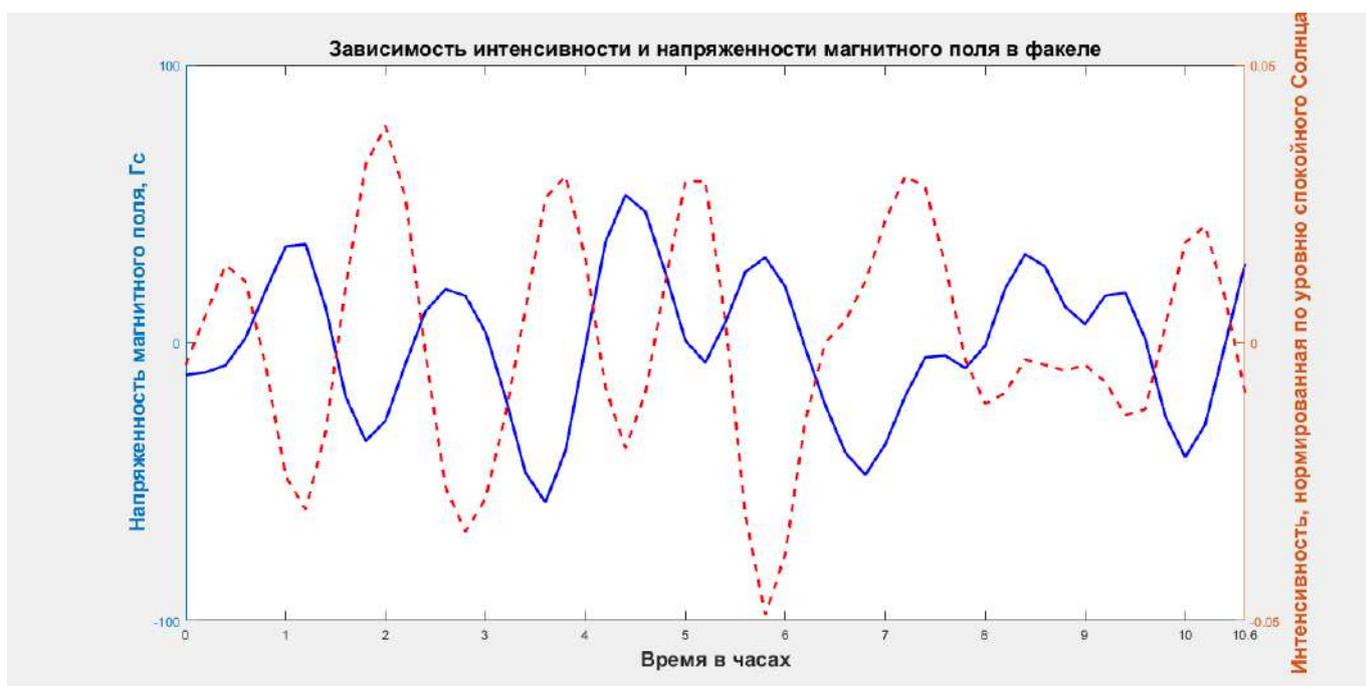


Рисунок 43. Синей сплошной линией показана основная мода колебаний напряженности магнитного поля и красной прерывистой линией показана основная мода колебаний интенсивности в континууме в факеле (23:00:00 UT, 6.07.2013, в программе fitsview координаты 23h59m45s, -0:06:45.5). Моды колебаний получены после вычитания тренда и применения метода «Гусеницы» к полученным временным рядам. Коэффициент корреляции Пирсона -0.65.

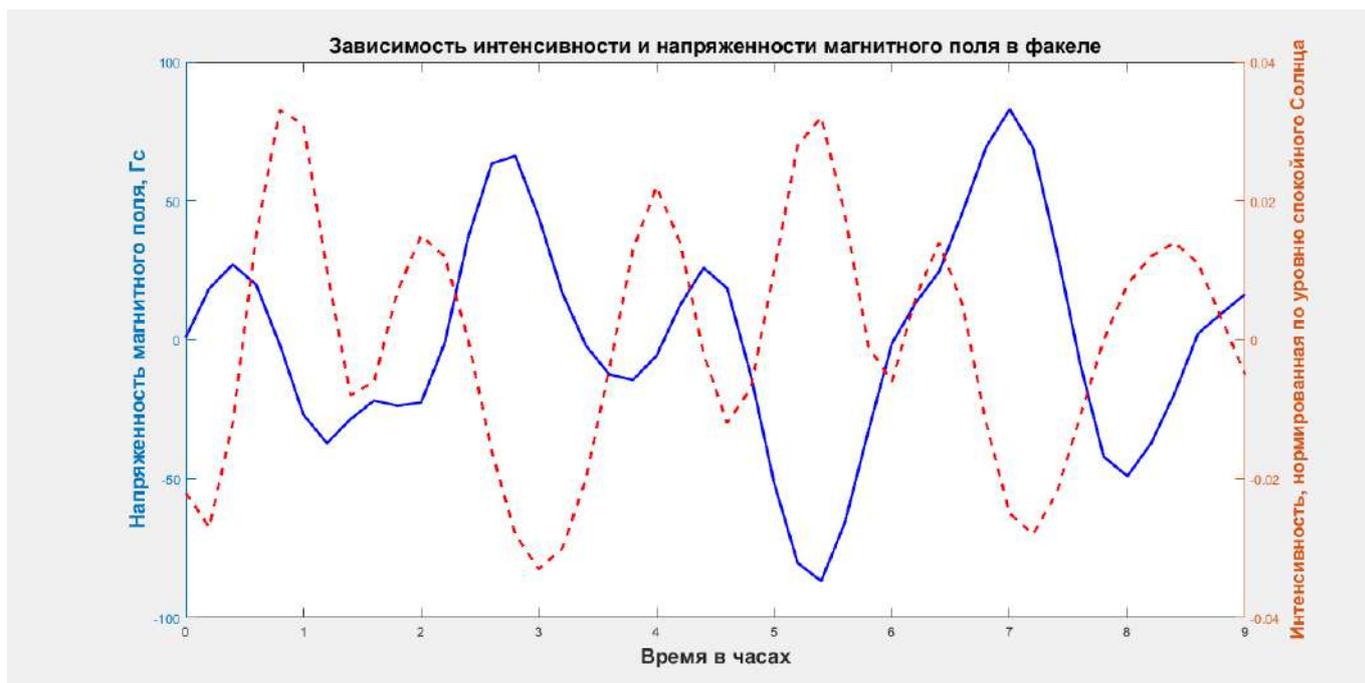


Рисунок 44. Синей сплошной линией показана основная мода колебаний напряженности магнитного поля и красной прерывистой линией показана основная мода колебаний интенсивности в континууме в факеле (23:00:00 UT, 6.07.2013, в программе fitsview координаты 0h00m07.82s, -0:00:48.76). Моды колебаний получены после вычитания тренда и применения метода «Гусеницы» к полученным временным рядам. Коэффициент корреляции Пирсона -0.64.

4.6 Выводы к главе 4

В данной главе можно выделить два основных результата. Во-первых, показано наличие эффекта насыщения в процессе подавления конвекции в тени солнечного пятна сильным магнитным полем. Насыщение наступает при напряженности магнитного поля около 2300 – 2400 Гс.

Во-вторых, при долгопериодических колебаниях факельных узлов, как и при долгопериодических колебаниях солнечных пятен, наблюдается антифазный режим изменения магнитного поля и яркости их темной центральной части.

Результаты убедительно подтверждают справедливость концепции Бирмана о подавлении циркуляционной конвекции сильным магнитным полем.

Помимо этого следует сказать, что полученные результаты хорошо соотносятся с известными. Однако отдельно следует сравнить полученную в диссертации зависимость интенсивности от магнитного поля для одних и тех же областей в солнечных пятнах с результатом, полученным в работе [47]. Для удобства оба результата сведены вместе на рисунке 45.

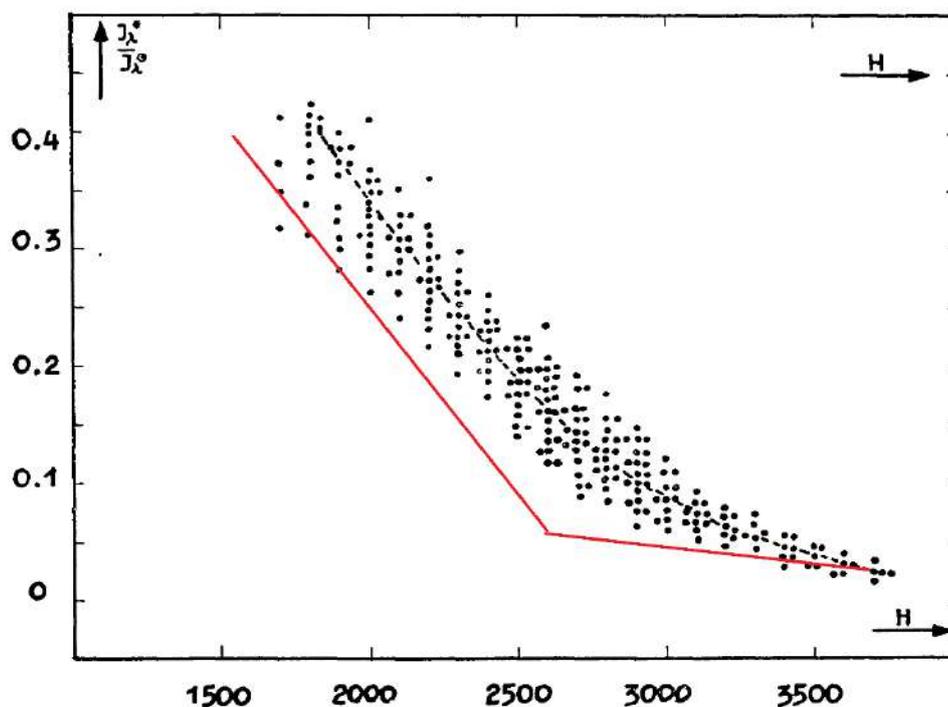


Рисунок 45. Сравнение результатов, полученных в работе [47] (набор точек) и в диссертации (красная сплошная линия).

Следует сказать, что в работе [47] для каждого пятна использовалась пара значений интенсивности и напряженности магнитного поля в центре, а в диссертации для исследования использовался достаточно большой набор таких пар значений, расположенных не только в центре пятна, но и равномерно радиально от центра к границе между тенью и полутенью.

Заключение

По результатам проделанной работы, изложенной в тексте диссертации сформулированы следующие выводы:

- По результатам наблюдений космического аппарата SDO был получен радиальный профиль вертикальной компоненты магнитного поля в тени одиночного солнечного пятна, также и для случая с биполярной группой пятен. Полученные профили имеют ожидаемые различия, а именно в случае с одиночным пятном полученный профиль имеет симметричную форму, в случае биполярной группы показано наличие асимметрии вдоль направления, соединяющего центры пятен группы.
- Используя мелкомасштабные магнитные структуры в качестве трассеров, с помощью артефакта $r2r$, была построена кривая дифференциального вращения таких трассеров. Используя достижения гелиосейсмологии, по полученной кривой дифференциального вращения была получена оценка глубины залегания таких мелкомасштабных магнитных структур и, соответственно, ячеек супергрануляции. Оценка глубины залегания составила 30 Мм.
- Показано наличие изменения темпа диссипации солнечного пятна в момент смены линейной стадии диссипации солнечного пятна на более медленную, нелинейную стадию диссипации солнечного пятна, что согласуется с теоретическими моделями, показанными в работах [42, 44].
- Получена зависимость интенсивности от магнитного поля в тени солнечных пятен и факелов. Показано наличие эффекта насыщения подавления конвекции магнитным полем при значении напряженности магнитного поля 2300 Гс.

Помимо перечисленных выводов, которые выносятся как положения на защиту, следует отметить и другие важные результаты, которые были получены в рамках выполнения работы, представленной в данной диссертации.

Итак, при исследовании радиального распределения вертикального магнитного поля в тени солнечного пятна была получена подборка из 30 солнечных пятен

правильной округлой формы, на стабильном этапе эволюции, попадающих под время работы космической обсерватории SDO. Данная подборка солнечных пятен может быть использована при исследованиях, важных для моделирования солнечных пятен.

Отдельно следует сказать про артефакт $p2p$ и способ его применения. При работе с данными, полученными на дискретных приемниках излучения, присутствует артефакт $p2p$. На его основе вместе с анализом Фурье была получена кривая дифференциального вращения Солнца с использованием мелкомасштабных структур. Использование артефакта $p2p$ и фурье анализа дают хорошую возможность исследовать движения различных объектов по полю дискретного приемника излучения (при соблюдении требований к проявлению артефакта $p2p$). На примере данного исследования, показавшего достоверный результат, показана надежность метода для измерений скоростей движения трассеров в картинной плоскости (или компоненты скорости движения трассеров, которая лежит в картинной плоскости относительно дискретного приемника).

Сюда же следует добавить, что был получен метод отделения периодов артефакта $p2p$, связанных с движениями объекта по матрице, и периодов собственных колебаний. Таким образом, появляется возможность для отделения близких периодов собственных колебаний и колебаний артефакта $p2p$, который связан с движением объекта в плоскости матрицы. Однако помимо собственных колебаний объекта могут присутствовать и колебания другой природы. Методика отделения периода артефакта $p2p$, примененная в работе, описанной в диссертации, позволяет отделить период артефакта $p2p$ от близкого по значению периода. Такое отделение периодов может использоваться при исследовании собственных колебаний излучения для разных объектов, изучении колебаний, присутствующих для данного объекта, в то же время можно определять периоды артефакта $p2p$ для получения скорости движения объекта в плоскости матрицы приемника излучения.

Список литературы

1. Abramenko, V. I., & Yurchyshyn, V. B., Analysis of quiet-sun turbulence on the basis of SDO/HMI and goode solar telescope data // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2020. – V. 497(4) – P. 5405-5412.
2. Adams, W., & Tang, F., Differential rotation of short-lived solar filaments // *Solar Physics*, 1977. – V. 55(2) – P. 499-504.
3. Allen, K. *Astrophysical Quantities* // Moskva: Mir, 1977. – 279 p.
4. Baranyi, T., Györi, L., & Ludmány, A., On-Line Tools for Solar Data Compiled at the Debrecen Observatory and Their Extensions with the Greenwich Sunspot Data // *Solar Physics*, 2016. – V. 291(9-10) – P. 3081-3102.
5. Beckers, J., & Schröter, E., The Intensity, Velocity and Magnetic Structure of a Sunspot Region. III: On the Origin of the Apparent π Component in Sunspot Umbrae // *Solar Physics*, 1969. – V. 10(2) – P. 384-403.
6. Biermann, L., Der gegenwärtige Stand der Theorie konvektiver Sonnenmodelle // *Vierteljahresschrift der Astronomischen Gesellschaft*, 1941. – V. 76 – P. 194-200.
7. Bray, R., & Loughhead, R., *Sunspots* // London: The International Astrophysics Series, London: Chapman & Hall, 1964. – 320 p.
8. Broxon, J., Relation of the Cosmic Radiation to Geomagnetic and Heliophysical Activities // *Physical Review*, 1942. – V. 62(11-12) – P. 508-522.
9. Bumba, V. // *Izvestia Crimean Astrophys. Obs.*, 1960. – V. 23 – P. 212.
10. Couvidat, S., Schou, J., Hoekosema, J., Bogart, R., Bush, R., Duvall, T., . . . Scherrer, P., Observables Processing for the Helioseismic and Magnetic Imager Instrument on the Solar Dynamics Observatory // *Solar Physics*, 2016. – V. 291(7) – P. 1887-1938.
11. Cowling, T., The growth and decay of the sunspot magnetic field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1946. – V. 106 – P. 218.
12. Cowling, T., *Solar electrodynamics* // (изд. The Sun Edited by Gerard P. Kuiper). Chikago: The University of Chicago Press, 1953. – 573 p.

13. Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A., The SOHO Mission: an Overview // Solar Physics, 1995. – V. 162(1-2) – P. 1-37.
14. Eddington, A., The Internal Constitution of the Stars // Cambridge: Cambridge: Cambridge University Press, 1926. – 407 p.
15. Efremov, V. I., Parfinenko, L. D., Solov'ev, A. A., & Kirichek, E. A., Long-Period Oscillations of Sunspots Observed by SOHO/MDI // Solar Physics, 2014. – V. 289(6) – P. 1983-1998.
16. Efremov, V. I., Solov'ev, A. A., Parfinenko, L. D., & Zhivanovich, I., Anticorrelation of Variations of the Magnetic Field of a Sunspot and the Brightness of Its Umbra in Long-Period Sunspot Oscillations // Geomagnetism and Aeronomy, 2020. – V. 60(8) – P. 1023-1027.
17. Efremov, V. I., Solov'ev, A. A., Parfinenko, L. D., Riehoainen, A., Kirichek, E. A., Smirnova, V. V., . . . Zhivanovich, I., Long-term oscillations of sunspots and a special class of artifacts in SOHO/MDI and SDO/HMI data // Astrophysics and Space Science, 2018. – V. 363(3) – 14 p.
18. Foullon, C., Verwichte, E., & Nakariakov, V. M., Ultra-long-period Oscillations in EUV Filaments Near to Eruption: Two-wavelength Correlation and Seismology // The Astrophysical Journal, 2009. – V. 700(2) – P. 1658-1665.
19. Gokhale, M., & Zwaan, C., The Structure of Sunspots. I: Observational Constraints: Current Sheet Models // Solar Physics, 1972. – V. 26(1) – P. 52-75.
20. Golyandina, N., Nekrutkin, V., & Zhigljavsky, A., Analysis of time series structure: SSA and related techniques // Chapman & Hall/CRC, 2001. – 309 p.
21. Győri, L., Ludmány, A., & Baranyi, T., Comparative analysis of Debrecen sunspot catalogues // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2017. – V. 465(2) – P. 1259-1273.
22. Hale, G. E., The probable Existence of a Magnetic Field in Sunspots // The Astrophysical Journal, 1908. – V. 28 – P. 315-343.
23. Howard, R., Adkins, J., Boyden, J., Cragg, T., Gregory, T., Labonte, B., . . . Webster, L., Solar Rotation Results at Mount-Wilson - Part Four – Results // Solar Physics, 1983. – V. 83(2) – P. 321-338.

24. Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F., Komm, R., Larsen, R., Schou, J., . . . Toomre, J., Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone // *Science*, 2000. – V. 287(5462) – P. 2456-2460.
25. Jurčák, J., Azimuthal variations of magnetic field strength and inclination on penumbral boundaries // *Astronomy and Astrophysics*, 2011. – V. 531 – 11p.
26. Jurčák, J., González, B., Schlichenmaier, R., & Rezaei, R., Canonical Bver value on umbra/penumbra boundaries // *SOLARNET IV: The Physics of the Sun from the Interior to the Outer Atmosphere*, 2017, held 16-20 January 2017 in Lanzarote, Spain. Получено из <http://www.iac.es/congreso/solarnet-4meeting>. – 1 p.
27. Jurčák, J., Rezaei, R., González, B., Schlichenmaier, R., & Vomlel, J., The magnetic nature of umbra-penumbra boundary in sunspots // *Astronomy and Astrophysics*, 2018. – V. 611 – 13p.
28. Kopecký, M., & Kuklin, G., On the decay time of sunspot magnetic fields // *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, 1966. – V. 17 – P. 45.
29. Kosovichev, A. G., Subsurface characteristics of sunspots // *Advances in Space Research*, 2006. – V. 38 – P. 876-885.
30. Kosovichev, A. G., Photospheric and Subphotospheric Dynamics of Emerging Magnetic Flux // *Space Science Reviews*, 2009. – V. 144 – P. 175-195.
31. Kosovichev, A. G., Local Helioseismology of Sunspots: Current Status and Perspectives // *Solar Physics*, 2012. – V. 279 – P. 323-348.
32. Leighton, R., Noyes, R., & Simon, G., Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report // *Astrophysical Journal*, 1962. – V. 135 – P. 474.
33. Mattig, W., Die radiale Verteilung der magnetischen Feldstärke in normalen Sonnenflecken. Mit 2 Textabbildungen // *Zeitschrift für Astrophysik*, 1953. – V. 31 – P. 273.
34. Meyer, F., Schmidt, H. U., Weiss, N. O., & Wilson, P. R., The growth and decay of sunspots // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1974. – V. 169 – P. 35-57.

35. Newton, H., & Nunn, M., The Sun's rotation derived from sunspots 1934-1944 and additional results // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1951. – V. 111 – P. 413.
36. Parker, E., *Cosmical Magnetic Fields. Part I (T. 1)* // Clarendon Press. Oxford, 1979. – 841 p.
37. Pesnell, W., Thompson, B., & Chamberlin, P., The Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*, 2012. – V. 275(1-2) – P. 3-15.
38. Riehoainen, A., Strelakova, P. V., Solov'ev, A. A., Smirnova, V. V., Zhivanovich, I., Moskaleva, A., & Varun, N., Long quasi-periodic oscillations of the faculae and pores // *Astronomy and Astrophysics*, 2019. – V. 627 – 7 p.
39. Schou, J., Scherrer, P., Bush, R., Watcher, R., Couvidat, S., Rabello-soares, M., . . . Tomczyk, S., Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instruments on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*, 2012. – V. 275(1-2) – P. 229-259.
40. Smirnova, V. V., Efremov, V. I., Parfinenko, L. D., Riehoainen, A., & Solov'ev, A. A., Artifacts of SDO/HMI data and long-period oscillations of sunspots // *Astronomy & Astrophysics*, 2013. – V. 554(id. A121) – 7 p.
41. Snodgrass, H., Magnetic rotation of the solar photosphere // *Astrophysical Journal*, 1983. – V. 270 – P. 288-299.
42. Solov'ev, A. A., On the problem of sunspot decay // *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR*, 1976. – P. 73-78.
43. Solov'ev, A. A., The Nonlinear Force-Free Magnetic Field and the Field Distribution above a Sunspot // *Astronomicheskii Zhurnal*, 1982. – V. 59 – P. 380-388.
44. Solov'ev, A. A., Area and Magnetic field of a Sunspot during Slow Dissipation // *Soviet Astronomy*, 1991. – V. 35(3) – P. 306-309.
45. Solov'ev, A. A., Sunspot magnetic structure and interspot radio source formation // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015. – V. 55(7) – P. 856-859.
46. Solov'ev, A. A., & Kirichek, E., Basic properties of sunspots: equilibrium, stability and long-term eigen oscillations // *Astrophysics and Space Science*, 2014. – V. 352(1) – P. 23-43.

47. Stankiewicz, A., On the Empirical Relation between the Intensity of Radiation and the Magnetic Field Strength in Sunspot Umbrae // *Acta Astronomica*, 1967. – V. 17 – P. 141.
48. Tang, F., Rotation Rate of High Latitude Sunspots // *Solar Physics*, 1981. – V. 69(2) – P. 399-404.
49. Thomas, J., Cram, L., & Nye, A., Dynamical phenomena in sunspots. I- Observing procedures and oscillatory phenomena // *Astrophysical Journal*, 1984. – V. 285 – P. 368-385.
50. Wilson, M., Observations on the Solar Spots (изд. *Philosophical Transactions*, T. 64) // *Royal Society*, 1774. – 33 p.
51. Wittmann, A., Computation and Observation of Zeeman Multiplet Polarization in Fraunhofer Lines. III: Magnetic Field Structure of Spot Mt. Wilson 18488 // *Solar Physics*, 1974. – V. 36(1) – P. 29-44.
52. Yuan, D., Nakariakov, V. M., Chorley, N., & Foullon, C. Leakage of long-period oscillations from the chromosphere to the corona // *Astronomy & Astrophysics*, 2011. – V. 533 – 8 p.
53. Zagainova, I. S., Fainshtein, V. G., & Obridko, V. N., Leading and following sunspots: their magnetic properties and ultra-violet emission above them // *arXiv:1511.07229*, 2015. – 31 p.
54. Zelenyi, L. M., & Milovanov, A. V., Evolution of sunspots - The cluster model // *Soviet Astronomy Letters*, 1992. – V. 18 – P. 249.
55. Zhao, J., Kosovichev, A. G., & Duvall, T., Investigation of Mass Flows beneath a Sunspot by Time-Distance Helioseismology // *The Astrophysical Journal*, 2011. – V. 557(1) – P. 384-388.
56. Zhivanovich, I., RiehoKainen, A., Solov'ev, A. A., & Efremov, V. I., Quasi-periodic oscillations of small-scale magnetic structures and a specific method for measuring the differential rotation of the Sun // *Solar-Terrestrial Physics*, 2019. – V. 5(1) – P. 3-10.
57. Zhivanovich, I., Solov'ev, A. A., Smirnova, V. V., RiehoKainen, A., & Nagnibeda, V. G., Radial profile of sunspot magnetic field on the SDO data // *Astrophysics and Space Science*, 2016. – V. 361 – 6 p.

58. Zirin, H. *Astrophysics of the Sun* // Cambridge: Cambridge University Press, 1988. – 433 p.

59. Ефремов, В. И., Парфиненко, Л. Д., & Соловьев, А. А., Граница тени пятна и вертикальное магнитное поле на этой границе // Сборник трудов конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2020», Санкт-Петербург, Пулковое, 5 – 9 октября, 2020. – с. 97-100.

60. Живанович, И., Риохокайнен, А., & Соловьев, А. А., Дифференциальное вращение Солнца по данным SDO // Труды всероссийской ежегодной конференции "Солнечная и солнечно-земная физика-2016", 2016. – с. 109-112.

61. Косовичев, А. Г., Гелиосейсмология // Известия КРАО, 2007 – Т. 103(2) – с. 130-142.

62. Соловьев, А. А., & Кузнецова, М. А., Уменьшение площади тени пятна на стадии регулярной диссипации // Труды IX Пулковской конференции по физике Солнца "Солнечная активность как фактор космической погоды", 2005. – с. 589-592.