Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Крымская астрофизическая обсерватория РАН

На правах рукописи

Плотников Андрей Александрович

Диссипация магнитного потока в активных областях на Солнце

Специальность 1.3.1— «Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук Куценко Александр Сергеевич

Научный — 2025

Оглавление

			Стр.
Введе	ние.		5
Глава	1. Из	мерение магнитных полей на Солнце	13
1.1	Векто	р Стокса	14
1.2	Образ	вование фраунгоферова спектра	15
1.3	Эффе	ект Зеемана	17
	1.3.1	Поляризация компонент расщепления в линии излучения	18
	1.3.2	Поляризация компонент расщепления в линии поглощения	19
1.4	Прибл	пижение слабого магнитного поля	20
1.5	Метод	цинтегрирования профиля спектральной линии	23
1.6	Оцени	ка модуля вектора магнитного поля при измерении	
	КОМПС	онент I и V вектора Стокса	24
1.7	Решен	ние обратной задачи спектрополяриметрии	26
	1.7.1	Алгоритм Левенберга—Марквардта	29
	1.7.2	Применение методов машинного обучения	30
1.8	Инстр	ументы, применяемые для измерения магнитных полей	32
	1.8.1	SDO/HMI	32
	1.8.2	$Hinode/SOT/SP \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	33
	1.8.3	HSOS/SMFT	34
	1.8.4	БСТ-2 КрАО РАН	34
1.9	Прим	енение в диссертационной работе методов измерения	
	магни	тных полей	35
	1.9.1	Устранение эффекта насыщения в приближении слабого	
		магнитного поля	36
	1.9.2	Оценка модуля и наклона вектора магнитного поля при	
		измерении компонент I и V вектора Стокса	41
	1.9.3	Инверсия данных БСТ-2 в модели атмосферы	
		Милна-Эддингтона	43
	1.9.4	Использование нейронной сети для решения обратной	
		задачи	48

		С	стр.
1.10) Вывод	цыкглаве 1	49
Глава	2. Ста	тистические закономерности диссипации	
	маг	читного потока активных областей	51
2.1	Эволю	оция активной области на Солнце	51
2.2	Морф	ологическая классификация активных областей	54
2.3	Измер	ение скорости диссипации магнитного потока	55
	2.3.1	Измерение магнитного потока	56
	2.3.2	Автоматическое выделение фазы диссипации	57
2.4	Завис	имость между скоростью диссипации магнитного потока и	
	макси	мальным магнитным потоком	62
2.5	Медле	енно диссипирующие униполярные активные области	64
2.6	Вывод	цыкглаве 2	68
Глава	3. Свя	язь между скоростью диссипации и различными	
	пар	аметрами активных областей	70
3.1	Скоро	сть диссипации магнитного потока и электрические токи в	
	актив	ных областях	70
	3.1.1	Измерение вертикальных локальных и	
		крупномасштабных электрических токов в активной	
		области	71
	3.1.2	Статистическая зависимость между скоростью	
		диссипации и электрическими токами	73
3.2	Ультр	афиолетовое излучение в активной области и связь его	
	интен	сивности со скоростью диссипации магнитного потока	75
	3.2.1	Измерение интенсивности излучения АО в УФ диапазоне .	78
	3.2.2	УФ излучение в активных областях различной морфологии	80
	3.2.3	Излучение в УФ диапазоне и скорость диссипации	82
3.3	Вывод	цыкглаве 3	82
Глава	4. Ди	ссипация магнитного потока униполярных	
	акт	ивных областей в рамках модели турбулентной	
	эро	ЗИИ	85
4.1	Mexan	измы диссипации магнитного потока в активных областях	85

		Ct]	p.
	4.1.1 Омическая диссипация	. 8	35
	4.1.2 Турбулентная диффузия	. 8	36
	4.1.3 Турбулентная эрозия	. 8	37
4.2	Модель турбулентной эрозии	. 8	38
4.3	Параболический закон уменьшения площади магнитной трубки	. 9)()
4.4	Оценка максимальной площади и времени диссипации		
	магнитной трубки	. 9)0
4.5	Измерение площади и периметра магнитного элемента	. 9)2
4.6	Оценка времени диссипации солнечных пятен	. 9)5
4.7	Выводы к главе 4	. 9)7
Заклю	чение	. 0)8

Список литературы		 •			•							•					•										101
Список литературы	•	 •	 •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	·	•	•	•	•	•	•	•	101

Введение

Солнце и его активность играют заметную роль в нашей жизнедеятельности. Даже малые (по сравнению с полной энергией излучения) проявления активности Солнца оказывают существенное влияние на состояние околоземного космического пространства. Хотя жизнь на Земле хорошо защищена магнитным полем и атмосферой самой Земли, возмущения космической погоды геомагнитные бури — способны привести к нарушению работы космических аппаратов, систем связи и энергетической инфраструктуры. Развитие технологий ведет к тому, что космические спутники широко используются не только в специальных целях (разведка, научные исследования и т.п.), но и в повседневной жизни (к примеру, спутниковая навигация). В последние годы набирает широкое распространение использование спутниковой глобальной сети для передачи данных, что обеспечивается группировками из тысяч небольших космических аппаратов.

Основное влияние на космическую погоду оказывают нестационарные процессы на Солнце: вспышки, корональные выбросы массы, потоки высокоэнергетических частиц. Корональные выбросы массы уносят в межпланетное пространство магнитное поле, которое взаимодействует с собственным магнитным полем Земли. Резкие изменения геомагнитного поля являются причиной возникновения геомагнитно-индуцированных токов, влияние которых необходимо учитывать при разработке систем передачи и генерации энергии в приполярных областях. Высокоскоростные частицы приводят к ионосферным возмущениям, вызывая нарушения в распространении радиоволн и соответствующие сбои в работе систем связи и навигации, радиолокации, а также могут приводить к выходу из строя электронных узлов космических аппаратов. Таким образом, с каждым годом все более остро стоит потребность в исследовании околоземного космического пространства и изучении влияющих на него факторов, что необходимо для прогнозирования его состояния. Понимание причин экстремальных событий на Солнце является решающим для построения такого прогноза.

Вся активность Солнца определяется его магнитным полем. Магнитное поле генерируется в результате работы механизма глобального динамо в конвективной оболочке звезды, хотя точные детали этого процесса вызывают дебаты. Наиболее явным проявлением глобального динамо являются группы пятен на поверхности звезды. Продолжительные наблюдаемых показывают, что активность Солнца циклична и количество наблюдаемых групп пятен меняется со средним периодом около 11 лет. Если рассматривать первопричину пятен — локальные концентрации магнитного поля (или активные области), то, с учетом смены знака полярности ведущих и хвостовых частей магнитных диполей, магнитный цикл Солнца составляет около 22 лет.

Наблюдения показывают, что в минимумах активности глобальное магнитное поле представлено полоидальной компонентой, когда магнитное поле одного знака сконцентрировано на одном полюсе, а второго — на противоположном. В ходе солнечного цикла полоидальное поле переходит в тороидальное. Предполагается, что активные области являются результатом появления жгутов тороидального магнитного поля на поверхности, а в последующем происходит трансформация тороидального поля в полоидальное с направлением, противоположным исходному [Babcock, 1961; Leighton, 1964; 1969; Parker, 1975; Charbonneau, 2020].

Наиболее вероятным механизмом перехода из полоидальной в тороидальную форму является дифференциальное вращение (т.н. омега-механизм). Касательно механизма обратного процесса (перехода из тороидальной в полоидальную форму) ведутся обширные дискуссии. Часто предполагается, что полоидальная компонента магнитного поля возникает вследствие преимущественно упорядоченной ориентации активных областей: ведущая полярность обычно располагается ближе к экватору, чем хвостовая. Возникающие в активных областях ненулевые составляющие полоидального магнитного поля переносятся к полюсам меридиональными течениями, постепенно заменяя глобальное полоидальное магнитное поле на поле противоположного знака по отношению к исходному. Важно отметить, что, согласно наблюдениям, происходит перенос не крупных магнитных когерентных структур, а небольших магнитных элементов, возникающих в процессе диссипации активных областей. В данном контексте под понятием диссипации подразумевается не только переход энергии в тепловую форму, а общий процесс распада (фрагментации) той локальной концентрации магнитного поля, которой является активная область.

Таким образом, процесс диссипации активных областей является полноценным элементом в цепочке трансформации магнитного поля в ходе цикла солнечной активности. Мелкомасштабные структуры, возникающие в ходе рас-

6

пада активной области, играют немаловажную роль в процессе генерации полоидальной компоненты магнитного поля и зарождении последующего солнечного цикла. Следовательно, изучение процессов, регулирующих диссипацию активных областей, необходимо для понимания природы солнечной активности в целом и разработки методов ее долговременного прогноза.

Целью данной работы является выявление механизмов диссипации магнитного потока в активных областях, что включает в себя решение нескольких задач:

- 1. Корректное определение магнитных полей по измеренным параметрам Стокса.
- 2. Статистический анализ скорости диссипации магнитного потока в активных областях, выявление закономерностей для активных областей различной магнито-морфологической конфигурации.
- Поиск различных механизмов диссипации магнитного потока выявленного подкласса униполярных активных областей с медленной диссипацией: сопоставление скорости диссипации с УФ излучением и электрическими токами.
- Проверка применимости модели турбулентной эрозии в диссипации магнитного потока в униполярных активных областях с медленной диссипацией.

Научная новизна. За время изучения и моделирования солнечной активности было опубликовано немало работ, изучающих процесс распада активных областей с теоретической и статистической точек зрения. При этом предыдущие исследования были сфокусированы на динамике изменения площадей пятен, что было обусловлено наблюдательными возможностями. Ввиду того, что активные области имеют в первую очередь магнитную природу, магнитный поток является первоопределяющей величиной, характеризующей развитие активной области, в то время как пятна являются лишь следствием подавления конвекции в фотосфере сильными магнитными полями активной области. Статистические исследования магнитных полей стали возможны сравнительно недавно с появлением большого количества инструментов для спектрополяриметрии Солнца, проводящих непрерывные наблюдения. Количество статистических исследований диссипации магнитного потока в активных областях незначительно по сравнению с работами, в которых анализировалось изменение площади пятен. Например, выборка в работе [Norton и др., 2017], исследовавшей диссипацию магнитного потока в активных областях, ограничена лишь 10 случаями. В другой подобной работе [Ugarte-Urra и др., 2015] выборка также невелика. Основным отличием диссертационной работы является впервые проведенное исследование характеристик именно магнитного поля нескольких сотен диссипирующих активных областей, что позволило более надежно установить основные закономерности процесса распада.

Практическая значимость. Получение величины напряженности магнитного поля на основе зеемановского расщепления спектральных линий известно давно. Тем не менее, обновление методов измерения магнитного поля является крайне актуальным в наше время ввиду развития инструментов для регистрации солнечных спектров с высоким пространственным и спектральным разрешением. В то же время полноценный анализ профилей спектральных линий все еще остается вычислительно затратной задачей, поэтому не теряют своей актуальности и упрощенные методы получения параметров солнечной атмосферы. Представленный метод получения модуля магнитного поля демонстрирует высокое быстродействие. Стоит отметить, что для такого метода достаточно регистрации только круговых компонент поляризации солнечного излучения, что существенно снижает требования к применяемому для измерений оборудованию. Также метод позволяет быстро получать начальные приближения для последующего анализа профиля спектральной линии более точными методами.

Предложенный способ устранения насыщения в приближении слабого магнитного поля позволяет уточнить данные, полученные магнитографами на основе узкополосного спектрального фильтра, и, что немаловажно, не требует изменения самой методики регистрации солнечного изображения, т.е. может быть применен в том числе и к историческим данным.

Установленная степенная зависимость между максимальным магнитным потоком активной области и скоростью изменения ее магнитного потока может быть использована для проверки теоретических оценок процесса диссипации магнитного потока.

Выявленное подмножество медленно диссипирующих униполярных активных областей демонстрирует заметное отклонение от общей зависимости. Понимание причин такого поведения поможет ответить на вопросы о диссипации магнитного потока в фотосфере и подфотосферной динамике магнитных жгутов. Кроме того, наблюдения показывают, что в непосредственной близости

8

от униполярной активной области (к примеру, активных областей NOAA 12673 и 10930) нередко происходит всплытие очень сложной магнитной структуры, приводящей в дальнейшем к сильным вспышкам. По этой причине исследование эволюции униполярных активных областей в перспективе может использоваться в прогностических целях.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. Предложен метод для корректной оценки сильных магнитных полей в рамках приближения слабого магнитного поля.
- Установлено, что большая часть активных областей подчиняется степенной зависимости между пиковым магнитным потоком и скоростью потери магнитного потока. В то же время выделен кластер униполярных активных областей, демонстрирующих скорость потери потока значительно меньшую, чем ожидаемая из степенной зависимости.
- 3. Показано, что униполярные активные области в среднем генерируют меньшую плотность ультрафиолетового излучения (в 2.13 раз). Удельная интенсивность ультрафиолетового излучения, приходящаяся на единицу магнитного потока, связана со скоростью диссипации потока в активной области (коэффициент корреляции между логарифмами величин составляет 0.54).
- 4. Установлено, что механизм турбулентной эрозии не всегда адекватно описывает реально наблюдаемую скорость диссипации магнитного потока активной области. По-видимому, требуется учет дополнительных механизмов диссипации или нелинейных процессов в самой модели.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- Всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика» (Санкт-Петербург, Россия, 2018, 2019, 2020, 2023; Устные доклады)
- Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» в рамках Международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде» (Иркутск, Россия, 2019, 2022; Устные доклады)

- Всероссийская ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе», (Москва, Россия, 2019, 2021, 2022, 2023, 2024; Устные доклады, 2020; Стендовый доклад)
- Международная конференция 5th Asia Pacific Solar Physics Meeting, IUCAA, (Pune, India, 2020; Стендовый доклад)
- Международная конференция IAU Symposium 365 «Dynamics of Solar and Stellar Convection Zones and Atmospheres», (Yerevan, Armenia, 2023; Устный доклад)
- Международная конференция 16th European Solar Physics Meeting (Rome, Italy, 2021; Стендовый доклад)
- Всероссийская ежегодная конференция «Магнетизм и активность Солнца», КрАО РАН, (Научный, Россия 2018, 2019, 2021, 2022, 2023, 2024; Устные доклады)
- Всероссийская конференция «Современные инструменты и методы в астрономии», САО РАН, 2023 (Устный доклад)

Личный вклад. Автор принимал активное участие в подготовке задач, разработке методики обработки данных, обсуждении и интерпретации результатов, подготовке совместных публикаций. Автор проделал основную работу по созданию программного обеспечения, применявшегося для обработки и последующего анализа данных, используемых в диссертации.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 печатных изданиях, 8 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 8—в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus.

Публикации по результатам работы в журналах, рекомендуемых ВАК

- Fursyak Y. A., Plotnikov A. A. Electric Current Systems in Active Regions at a Late Stage of Evolution and Their Role in the Processes of Stabilization/Destabilization of Sunspots // Astrophysics. – 2022. – Sep. – Vol. 65, no. 3. – P. 384–403.
- Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Plotnikov A. A. A Statistical Study of Magnetic Flux Emergence in Solar Active Regions Prior to Strongest Flares // Research in Astronomy and Astrophysics. – 2024. – Apr. – Vol. 24, no. 4. – P. 045014.

- Mistryukova, L., Plotnikov, A., Khizhik, A., Knyazeva, I., Hushchyn, M., Derkach, D. Stokes Inversion Techniques with Neural Networks: Analysis of Uncertainty in Parameter Estimation // Sol. Phys. – 2023. – Aug. – V. 298, no. 8. – P. 98.
- Plotnikov A., Abramenko V., Kutsenko A. Estimation of the Lifetime of Slow Decaying Unipolar Active Regions in the Framework of the Turbulent Erosion Model // Sol. Phys. - 2024. - Mar. - V. 299, no. 3. - P. 34.
- Plotnikov, A., Kutsenko, A., Yang, S., Xu, H., Bai, X., Zhang, H., Kuzanyan, K. Improvements of the Longitudinal Magnetic Field Measurement from the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station // Sol. Phys. - 2021. - Nov. - V. 296, no. 11. -P. 165.
- Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S. Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2023a. - May. - V. 521, no. 2. - P. 2187-2195.
- Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S. Correction to: 'Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions' // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2023b. - Jun. - V. 521, no. 4. -P. 6293-6294.
- Xu, H.-Q., Liu, S., Su, J.-T., Deng, Y.-Y., Plotnikov, A., Bai, X.-Y., Chen, J., Yang, X., Guo, J.-J., Wang, X.-F., Song, Y.-L. Automatic detection and correction algorithms for magnetic saturation in the SMFT/HSOS longitudinal magnetograms // Research in Astronomy and Astrophysics. - 2021. - Apr. - V. 21, no. 3. - P. 067.

Прочие публикации

- Plotnikov A. A., Kutsenko A. S. On the possibility of deriving the absolute value of magnetic field vector from Stokes I and V // Astronomical and Astrophysical Transactions. – 2019. – Jan. – V. 31, no. 3. – P. 351–362.
- Плотников А. А. Ультрафиолетовое излучение униполярных активных областей и связь его интенсивности со скоростью потери магнитного потока // Известия Крымской астрофизической обсерватории. – 2024. – Т. 120, № 3. – С. 5—11.
- Плотников А. А., Куценко А. С. Оценка величины модуля вектора магнитного поля из I и V компонент вектора Стокса // Известия Крымской астрофизической обсерватории. – 2018. – Т. 114, № 2. – С. 87—96.

Плотников А. А., Куценко А. С., Семенов Д.Г., Суница Г.А. Эксперимент по получению карт магнитного поля с помощью спектрографа БСТ-2 КрАО РАН // Известия Крымской астрофизической обсерватории. – 2024. – Т. 120, № 2. – С. 21–29.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, и заключения. Полный объём диссертации составляет 111 страниц, включая 40 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 139 наименований.

Глава 1. Измерение магнитных полей на Солнце

Измерение магнитных потоков в солнечной фотосфере и анализ их динамики невозможны без качественного измерения магнитных полей. По этой причине важно понимать методы, применяемые для их получения, и ограничения, создаваемые этими методами.

Магнитные поля в солнечных пятнах были открыты Д. Хейлом в 1908 г. [Hale, 1908]. Впоследствии в обсерватории Маунт-Вильсон были начаты систематические наблюдения магнитных полей солнечных пятен [Hale и др., 1919], которые продолжаются и по сей день. За прошедшее время, благодаря развитию электроники и вычислительной техники, качество получаемых данных и их обработки существенно повысилось: если первые наблюдения представляли собой зарисовки пятен с измерением только максимального магнитного поля в них, то современные космические аппараты позволяют получать детализированные карты магнитного поля в любое время, не завися от погодных условий и смены дня и ночи.

Ввиду удаленности источников, in situ измерения в астрофизике невозможны в подавляющем большинстве случаев. Не является исключением и Солнце: наиболее близко к нему смог приблизиться аппарат Parker Solar Probe [Fox и др., 2016], пролетев на расстоянии 10 радиусов Солнца. В связи с этим, одним из немногих способов получить информацию о физических условиях в интересующей нас области космического тела остается спектральный анализ излучения.

В данной главе рассматриваются некоторые методы вычисления фотосферных магнитных полей, лежащие в их основе физические закономерности, и связанные с этими методами особенности обработки данных и интерпретации результатов. Материалы этой главы базируются на следующих работах: [Плотников, Куценко, 2018; Plotnikov, Kutsenko, 2019; Xu и др., 2021; Plotnikov и др., 2021; Mistryukova и др., 2023; Плотников и др., 2024].

1.1 Вектор Стокса

На практике для описания поляризационного состояния электромагнитной волны удобно пользоваться вектором Стокса (также упоминается как «параметры Стокса»):

$$I = E_x^2 + E_y^2 \tag{1.1}$$

$$Q = E_x^2 - E_y^2 \tag{1.2}$$

$$U = 2E_x E_y \cos \delta \tag{1.3}$$

$$V = 2E_x E_y \sin \delta, \tag{1.4}$$

где E_x — амплитуда колебаний вектора электрического поля вдоль выбранной оси x, E_y — вдоль оси y, δ — разность фаз между этими колебаниями.

Компоненты вектора Стокса не измеряются непосредственно, однако их величины могут быть определены из нескольких измерений с помощью модулятора и анализатора поляризации. Часто для этого применяется комбинация фазовой пластинки и линейного поляризатора. В общем случае, регистрируемый детектором сигнал от светового пучка, прошедшего последовательно через фазовую пластинку и линейный поляризатор, будет иметь вид:

$$D = \frac{1}{2} \Big[I + (Q \cos 2\alpha + U \cos 2\alpha) \cos 2(\beta - \alpha) - (Q \sin 2\alpha - U \cos 2\alpha) \sin 2(\beta - \alpha) \cos \delta + V \sin 2(\beta - \alpha) \sin \delta \Big],$$
(1.5)

где α — угол между быстрой осью фазовой пластинки и осью y, β — угол между осью поляризатора и осью y, δ — задержка фазовой пластинки для выбранной длины волны излучения.

Проведя несколько измерений с разными углами поворота оси поляризатора и быстрой оси фазовой пластинки, можно получить систему уравнений, решение которой даст искомые компоненты вектора Стокса.

В качестве наглядного примера можно привести использование четвертьволновой пластинки ($\delta = \pi/2$) и линейного поляризатора. Если быстрая ось фазовой пластинки при этом установлена параллельно оси y, то при наклоне оси линейного поляризатора в 45 градусов и —45 градусов относительно оси *y*, величины сигнала на детекторе будут равны соответственно:

$$D_{45} = \frac{1}{2} \left[I + V \right] \tag{1.6}$$

$$D_{-45} = \frac{1}{2} \left[I - V \right] \tag{1.7}$$

При сложении и вычитании этих значений получаются компоненты I и V вектора Стокса соответственно.

1.2 Образование фраунгоферова спектра

Источником энергии Солнца, как и других звезд, являются термоядерные реакции, протекающие в его ядре. Энергия, высвобождающаяся в результате этих реакций, приводит к нагреву окружающих слоев звезды в рамках процессов лучистого и конвективного теплопереноса. В нижних слоях Солнца плотность вещества велика настолько, что свет полностью поглощается и впоследствии переизлучается. Однако с высотой плотность спадает и большая часть света получает возможность беспрепятственно покинуть поверхность звезды. Слой, в котором это происходит, называется фотосферой и создает основную часть излучения, видимого в оптическом диапазоне.

Фотосфера Солнца излучает как абсолютно черное тело с температурой около 6000 К в непрерывном спектре (континууме). Начиная с той же высоты в веществе начинает доминировать поглощение, вызванное связанно-связанными переходами в атомах, что приводит к появлению узких (шириной менее 1 Å) участков поглощения — абсорбционных спектральных линий на фоне континнума. Совокупный спектр называют фраунгоферовым.

При образовании спектральной линии атомы, находящиеся на пути луча зрения, вносят свой вклад в окончательную форму линии. К примеру, максвелловское распределение скоростей атомов за счет эффекта Доплера приводит к уширению спектральной линии. Каждый атом имеет вероятность поглотить или испустить фотон на определенной длине волны. Совокупное влияние атомов вещества на спектр излучения может быть описано уравнением переноса излучения:

$$\frac{d\vec{I}}{ds} = -K(\lambda) \left(\vec{I}(\lambda) - \vec{S}(\lambda)\right), \qquad (1.8)$$

где \vec{I} обозначает вектор Стокса проходящего излучения, s — единицу расстояния вдоль распространения излучения, K — матрицу распространения, \vec{S} — функцию источников (отношение коэффициентов поглощения и излучения).

Данное уравнение описывает преобразования, испытываемые светом при прохождении через определенную поглощающую (или излучающую) среду. Матрица K включает в неявном виде влияние различных параметров атмосферы. С приложением граничных условий и предположений относительно изменения функции \vec{S} вдоль луча зрения, уравнение может быть решено (численно или аналитически), и решение будет описывать излучение (его поляризационное состояние и спектральное распределение) после прохождения через слой вещества.

Таким образом, можно ввести понятие модели атмосферы — совокупности граничных условий и зависимостей матрицы K и вектора \vec{S} от различных физических параметров в слое, через который проходит свет. При достаточных упрощениях, закладываемых в модель, уравнение переноса может даже иметь аналитическое решение (к примеру, модели Шварцшильда—Шустера, Милна—Эддингтона). В то же время, несмотря на все упрощения, модель Милна—Эддингтона может с высокой точностью описывать состояние фотосферы и в связи с этим широко используется в задачах солнечной физики.

В реальных исследованиях физический интерес в первую очередь представляет обратная задача — описание состояния параметров атмосферы по наблюдаемым характеристикам излучения. Имея возможность (путем решения уравнения переноса) построить теоретический спектральный профиль, можно подобрать такой набор параметров атмосферы, при котором теоретический (модельный) профиль будет наилучшим образом соответствовать наблюдаемому. Подобный подход, соответственно, носит название «решение обратной задачи», также встречается термин «инверсия» (см. п. 1.7). Однако такая процедура становится весьма вычислительно затратной и требует большого времени на выполнение даже для современной техники. Дело в том, что каждый пространственный элемент изображения Солнца (пиксель) становится отдельной независимой задачей. Таким образом, даже изображение 100×100 пикселей (весьма небольшое по нынешним меркам) потребует решения 10^4 независимых обратных задач. В то же время, учет некоторых физических закономерностей позволяет с высокой точностью оценивать ряд параметров солнечной атмосферы с использованием значительно более простых (и, как следствие, быстрых) методик.

1.3 Эффект Зеемана

Для измерения магнитных полей в атмосферах звезд часто используют эффект Зеемана. Его суть заключается в том, что многие (магнитоактивные) спектральные линии расщепляются в присутствии магнитного поля.

Природа происхождения эффекта Зеемана связана с тем, что орбитальное движение электрона в атоме может создавать собственный магнитный момент. Различные взаимные положения этого собственного магнитного момента атома относительно внешнего магнитного поля имеют различную потенциальную энергию — это приводит к расщеплению атомного уровня на несколько подуровней с разной энергией. Как следствие, спектральная линия (которая является продуктом перехода электрона с одного уровня на другой) также расщепляется на компоненты.

Общий вид расщепления достаточно сложен: он может состоять из множества компонент, сдвиги которых образуют сложную последовательность. Данный эффект получил название «аномальный эффект Зеемана» и мог быть объяснен только в рамках квантовой теории. Однако в ряде спектральных линий наблюдается более простой случай (т.н. «простой эффект Зеемана»), который может быть интерпретирован в рамках классической теории и используется в значительной доле солнечных магнитометрических измерений.

В простом эффекте Зеемана спектральная линия расщепляется на три компоненты: одну несмещенную относительно центра невозмущенной линии (т.н. π -компонента) и две симметрично смещенных в красную и синюю стороны спектра (σ -компоненты). При этом величина расщепления (расстояние в длинах волн между компонентами) оказывается прямо пропорциональна напряженности поля:

$$\Delta \lambda_B = \frac{e|\vec{H}|}{4\pi m_e c^2} g \lambda_0^2, \qquad (1.9)$$

где e обозначает элементарный электрический заряд, \vec{H} — вектор напряженности магнитного поля, g — фактор Ланде спектральной линии, λ_0 — невозмущенную длину волны линии, m_e — массу электрона, c — скорость света.

Ввиду того, что магнитная проницаемость плазмы близка к единице [Прист, 1985], здесь и далее подразумевается, что векторы индукции и напряженности магнитного поля в системе единиц СГС равны:

$$\vec{B} = \vec{H} \tag{1.10}$$

Каждая из компонент порождается атомами, имеющими определенную проекцию собственного магнитного момента на вектор внешнего магнитного поля. Очевидно, что данные компоненты также, как и невозмущенная линия, будут иметь доплеровское и лоренцевское уширения. В случае магнитных полей, обычно наблюдаемых на Солнце, расщепление является сравнимым с собственной шириной компонент спектральной линии. Так, для линии Fe I 6302 Å магнитное поле величиной в 500 Гс приведет к расщеплению в 27 мÅ, в то время как типичная доплеровская ширина этой линии составляет 30 мÅ.

Таким образом, в слабых магнитных полях расщепление спектральной линии не превышает ее ширины, т.е. отдельные расщепленные компоненты будут неразличимы между собой на спектре, и регистрация расщепления (а следовательно, и измерение величины магнитного поля) из профиля линии будет крайне затруднена.

1.3.1 Поляризация компонент расщепления в линии излучения

Для измерения слабых полей может быть использовано другое свойство эффекта Зеемана — различная поляризация излучения в компонентах расщепления спектральной линии. Кроме того, анализ поляризации позволяет наряду с величиной магнитного поля получить информацию и о взаимной ориентации луча зрения и вектора магнитного поля.

Рассмотрим случай вектора магнитного поля, направленного вдоль луча зрения. При таком положении π-компонента будет отсутствовать, а σ-компоненты будут показывать круговую поляризацию разного знака. Если вектор поля направлен к наблюдателю, то σ-компонента, смещенная в синюю часть спектра, будет иметь правую круговую поляризацию, а смещенная в красную — соответственно, левую. В таком случае применение анализатора круговой поляризации позволяет разделить эти компоненты и точнее измерить их положение. В случае, если вектор магнитного поля направлен от наблюдателя, поляризации σ-компонент будут иметь противоположные знаки.

Если вектор магнитного поля оказывается направлен поперек луча зрения, то становятся видны все три компоненты расщепления. π-компонента будет линейно поляризованной в направлении, параллельном вектору магнитного поля, а σ-компоненты — в поперечном (названия компонент связаны именно с их поляризацией: от нем. parallel и senkrecht — «параллельный» и «поперечный»). В общем случае, когда магнитное поле расположено под произвольным углом к лучу зрения, возникнет комбинированная конфигурация и итоговая поляризация зеемановских компонент станет эллиптической.

1.3.2 Поляризация компонент расщепления в линии поглощения

Большинство спектральных линий в солнечном спектре в оптическом диапазоне является абсорбционными линиями (эмиссия обычно наблюдается только в солнечных вспышках и в хромосферных линиях на лимбе Солнца). Атомы в таком случае начинают поглощать свет на тех же длинах волн и в тех же поляризационных состояниях, в которых проходила бы эмиссия.

Неполяризованный свет может быть представлен как сумма двух независимых пучков света одинаковой интенсивности, имеющих левую и правую круговые поляризации. Если вектор магнитного поля направлен на наблюдателя, то σ -компонента, смещенная в синюю область спектра, будет поглощать свет правой круговой поляризации, и к наблюдателю придет свет, имеющий левую круговую поляризацию. На длине волны π -компоненты поглощения происходить не будет, а на длине волны σ -компоненты, смещенной в красную область спектра, пройдет свет, имеющий правую круговую поляризацию. Стоит отметить, что в реально наблюдаемых на Солнце линиях свет обычно поглощается не полностью, и прошедший на длине волны σ -компонент свет будет частично поляризован (некоторая часть фонового неполяризованного света сможет дойти до наблюдателя).

Аналогичным образом можно описать поляризацию компонент линии поглощения в случае магнитного поля, лежащего под прямым углом к лучу зрения. На длине волны π-компоненты останется свет линейной поляризации, перпендикулярной направлению магнитного поля. На длинах волн σ-компонент даже в случае полного поглощения проходящего света спектральной линией излучение будет частично линейно-поляризованным в направлении, параллельном вектору магнитного поля.

Стоит также описать, как будут зависеть компоненты вектора Стокса от направления вектора магнитного поля. Компонента V будет иметь ненулевое значение только при наличии в падающем излучении круговой поляризации, а Q и U, соответственно, линейной. Следовательно, в случае наблюдения эффекта Зеемана, компонента V будет порождаться продольным магнитным полем (вектор направлен вдоль луча зрения), а Q и U— поперечным.

1.4 Приближение слабого магнитного поля

Одной из важных закономерностей, применяемых в магнитографических измерениях, можно назвать приближение слабого магнитного поля. Оно заключается в том, что в слабых магнитных полях из уравнения переноса можно получить приближенное выражение [Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004]:

$$V(\lambda) = -\Delta\lambda_B g \cos\theta \frac{\partial I}{\partial \lambda},\tag{1.11}$$

где θ обозначает угол между лучом зрения и вектором магнитного поля.

В первом приближении величина $\frac{\partial I}{\partial \lambda}$ оказывается пропорциональна I и не зависит от B. В таком случае можно записать:

$$\frac{V(\lambda)}{I(\lambda)} = C_z B \cos \theta = C_z B_z, \qquad (1.12)$$

где B_z обозначает продольную компоненту магнитного поля. Константа C_z в таком случае будет зависеть от параметров спектральной линии и выбранной длины волны, на которой проводятся измерения. Следовательно, продольная

компонента магнитного поля может быть оценена из наблюдений компонент VиIвектора Стокса:

$$B_z = \frac{1}{C_z} \frac{V(\lambda)}{I(\lambda)} \tag{1.13}$$

Критерием «слабого» магнитного поля является малая величина зеемановского расщепления по сравнению с доплеровской шириной линии $\Delta\lambda_D$:

$$g\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_D} \ll 1 \tag{1.14}$$

Таким образом, для получения величины продольной компоненты магнитного поля может быть достаточно только интенсивности компонент V и I вектора Стокса, измеренных на фиксированной длине волны в крыле спектральной линии. Это значительно уменьшает количество необходимых данных (не требуется получать весь профиль спектральной линии) и упрощает их последующую обработку. Данный подход позволил уже в 50е годы XX века создать автоматическую систему получения карт солнечного магнитного поля – магнитограф [Babcock, 1953; Никулин, Северный, Степанов, 1958].

Как указано выше, приближение слабого поля применимо только в случае, когда зеемановское расщепление значительно меньше доплеровской ширины линии. Допустимый диапазон измеряемого магнитного поля может быть оценен с помощью моделирования. К примеру, для линии 5234 Å зависимость не должна сильно отличаться от линейной вплоть до 4000 Гс [Ai, 1987]. На практике оказывается, что линейная зависимость для данной спектральной линии сохраняется для весьма небольшого диапазона (около 1000 Гс), что недостаточно для надежного измерения магнитных полей большей части солнечных пятен, где типичной величиной магнитного поля является 1500 – 2000 Гс (в работе [del Toro Iniesta, Ruiz Cobo, 2016] показано переходное значение еще ниже – 200 Гс).

При увеличении магнитного поля зависимость 1.13 все больше отклоняется от линейной, что приводит к так называемому эффекту «насыщения» (рис. 1.1). Синей кривой показана нелинейная зависимость между величинами V/I и B_z . В таком случае двум значениям B_w и B_s будет соответствовать одинаковое значение величины V/I, равное S. При использовании линейного приближения (оранжевая пунктирная прямая) оба этих измерения будут интерпретированы как поле, по величине равное B_o . Из-за этого в магнитограммах, полученных из величины V/I по формуле 1.13, может наблюдаться занижение магнитного поля в центре солнечного пятна (рис 1.2).



Рисунок 1.1 — Иллюстрация эффекта насыщения при использовании приближения слабого поля (см. описание в тексте).



Рисунок 1.2 — Пример насыщения в магнитограмме, полученной в приближении слабого поля.

Важно понимать, что соотношение 1.13 подразумевает измерение значений компонент V и I на фиксированной длине волны относительно центра

линии. Однако спектральные линии подвержены доплеровским смещениям, которые будут приводить к изменениям в величинах V и I, не связанным с магнитными полями. Ввиду этого требуется дополнительная подстройка длины волны, компенсирующая доплеровский сдвиг линии (в схеме Бэбкока это обеспечивалось использованием дополнительного корректора).

1.5 Метод интегрирования профиля спектральной линии

Появление ПЗС- и КМОП-матриц сделало возможным электронную регистрацию сразу всего профиля спектральной линии. В то время как его обработка с помощью вышеупомянутого решения обратной задачи все еще остается вычислительно затратной задачей, наличие профиля спектральной линии позволяет использовать уже более надежные методы по сравнению с приближением слабого поля, описанным в предыдущем разделе. К примеру, интегрирование соотношения 1.11 приводит к:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) d\lambda = \left(I(\lambda_2) - I(\lambda_1) \right) g \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m_e c^2} B_z \tag{1.15}$$

Величина продольной компоненты магнитного поля тогда может быть вычислена как:

$$B_z = -\frac{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) d\lambda}{C_I \left(I(\lambda_2) - I(\lambda_1) \right)},\tag{1.16}$$

где $C_I = g \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m_e c^2}$ — константа, зависящая от параметров спектральной линии.

Так как форма профиля $V(\lambda)$ близка к антисимметричной, простое интегрирование по всей спектральной линии (между точками *a* и *c* на рис. 1.3) даст и в знаменателе, и в числителе дроби величины, близкие к нулю. В качестве одного из пределов интегрирования можно выбрать положение минимума профиля $I(\lambda)$ (точка *b* на рис. 1.3). Значение V(b) при этом не обязательно будет равным нулю, ввиду зашумленности спектра и возможной несимметричности профиля. Для повышения точности выражение 1.16 может быть посчитано дважды: с интегрированием между точками *a* и *b* и между *b* и *c*. При этом интеграл от левой части профиля $V(\lambda)$ будет взят с положительным знаком, а от правой — с отрицательным, и они не будут взаимно уничтожаться.



Рисунок 1.3 — Пример выбора пределов интегрирования для выражения 1.16.

Точки a и c могут быть выбраны на достаточном удалении от центра линии (важно, чтобы они при этом не попадали на другие спектральные линии). В таком случае величины I(a) и I(c) будут близки к интенсивности континуума.

Данный метод уже не зависит от доплеровских смещений (из-за того, что интегрирование производится по всему профилю спектральной линии) поэтому дает значительно более точную оценку величины продольного магнитного поля.

Стоит упомянуть о существовании и других способов вычисления продольной компоненты магнитного поля, использующих профиль спектральной линии: метода «бисектора» [Rayrole, 1967] и метода «центра тяжести» [Semel, 1967].

1.6 Оценка модуля вектора магнитного поля при измерении компонент I и V вектора Стокса

Зачастую набор из компонент V и I вектора Стокса используется только для измерения продольной компоненты вектора магнитного поля, а для измерения модуля вектора поля привлекаются еще и компоненты Q и U. Однако расщепление спектральных линий пропорционально именно модулю магнитного поля, и поэтому анализ профилей только компонент V и I достаточен для определения значения модуля магнитного поля (а следовательно, и модуля поперечной компоненты магнитного поля при измерении продольной компоненты магнитного поля из тех же данных). Для получения величины расщепления компонент можно воспользоваться профилями линии в левой круговой (разность параметров Стокса I и V) и правой круговой (сумма параметров Стокса I и V). Положения экстремумов профилей (рис. 1.4) будут соответствовать расщеплению компонент линии (уравнение 1.9).



Рисунок 1.4— Вычисление модуля магнитного поля из профилей левой и правой круговых поляризаций.

Стоит отметить, что данная величина будет точно равна расщеплению компонент только в случае полностью продольного магнитного поля. В случае, если магнитное поле невелико (расщепление меньше собственной ширины линии) и угол между лучом зрения и вектором магнитного поля не равен нулю (т.е. присутствует π -компонента), между компонентами будет возникать блендирование (рис. 1.5), приводящее к занижению оценки величины расщепления [Обридко, 1985].

Для анализа влияния этого эффекта были построены синтетические профили с различной величиной магнитного поля и наклона его вектора. В качестве профиля одиночной компоненты использовался профиль Фойгта. На



Рисунок 1.5 — Блендирование приводит к смещению положения минимума и занижению оценки величины расщепления.

рис. 1.6 представлены результирующие профили. Синей линией отмечен профиль I+V, красной — I-V. Парой вертикальных линий обозначено расстояние $\Delta\lambda_B$, соответствующее реальному расщеплению линий. Слева от профилей написана величина магнитного поля, при которой производилось моделирование, а под профилями обозначением B_obs дана величина, вычисленная данным алгоритмом. Видно, что эффект практически не влияет на результат при значениях поля около 2 кГс. В то же время, в слабых магнитных полях значение становится ближе к величине продольной компоненты магнитного поля, чем к его модулю.

1.7 Решение обратной задачи спектрополяриметрии

Как упоминалось выше, наиболее точное измерение магнитных полей может быть произведено путем анализа всего профиля при решении обратной

26



Рисунок 1.6 — Моделирование влияния эффекта блендирования на занижение оценки модуля магнитного поля.

задачи (инверсии). Решение обратной задачи подразумевает следующую последовательность действий: по неким начальным предположениям о значениях искомых параметров строится пробный теоретический профиль. Он сравнивается с наблюдаемым, на основании чего в значения параметров вносятся поправки, и генерируется новый теоретический профиль. Данная процедура повторяется в течение множества итераций. В случае, если теоретический и наблюдаемый профиль согласуются в пределах требуемой точности (либо если последующие итерации уже не приводят к существенному уменьшению ошибки) процедура останавливается, а последний теоретический профиль принимается как оптимальный. Параметры, задающие оптимальный профиль, и принимаются в качестве «измеренных».

Описанный подход имеет три фактора, допускающих вариативность: метод построения теоретических профилей (как упоминалось выше, в общем виде он сводится к выбору используемой модели атмосферы), функция сравнения двух профилей (т.н. «функция ошибок») и метод выбора новых значений параметров для следующей итерации.

В практических задачах широкое распространение получила модель атмосферы Милна—Эддингтона. Данная модель подразумевает следующие условия:

- Локальное термодинамическое равновесие.
- Функция источников меняется линейно с оптической глубиной.
- Все остальные параметры не зависят от оптической глубины.
- В модели вводится 9 свободных параметров:
- 1. Модуль магнитного поля.
- 2. Наклон вектора магнитного поля к лучу зрения.
- 3. Азимут вектора магнитного поля (направление вектора в плоскости, нормальной к лучу зрения).
- 4. Доплеровская ширина линии.
- 5. Затухание (лоренцева ширина линии).
- 6. Сила линии (отношение поглощения света в линии к поглощению в континууме).
- 7. Функция источников на нулевой оптической глубине.
- 8. Градиент функции источников.
- 9. Лучевая скорость.

Значение каждого из этих 9 параметров вычисляется в ходе решения обратной задачи.

Основным преимуществом данной модели является наличие аналитического решения для уравнения переноса (решение Унно—Рачковского; [Unno, 1956; Рачковский, 1962]), что позволяет существенно ускорить построение модельного профиля, и, как следствие, решение обратной задачи. В то же время, предположение о линейности функции источников с высотой является достаточно грубым даже для линий, формирующихся в фотосфере [del Toro Iniesta, Ruiz Cobo, 2016]. Существуют и более сложные модели, предполагающие стратификацию атмосферы, однако решение обратной задачи для них становится крайне затруднено, из-за чего во многих прикладных применениях ограничиваются результатами инверсии в модели Милна—Эддингтона.

После того, как известен путь построения теоретических спектральных профилей, требуется выбрать способ поиска параметров атмосферы, наиболее соответствующих наблюдаемому спектру.

1.7.1 Алгоритм Левенберга-Марквардта

Сравнение двух профилей — теоретического и наблюдаемого — производится с помощью т.н. «функции ошибок». Функция ошибок выбирается исходя из специфики задачи. В качестве наиболее часто встречаемых примеров можно назвать MSE (Mean Square Error):

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(Y_i - \hat{Y}_i \right)^2,$$
(1.17)

где n обозначает количество измеренных точек профиля, Y_i — наблюдаемые значения, \hat{Y}_i — теоретические значения, и MAE (Mean Absolute Error):

$$MAE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} |Y_i - \hat{Y}_i|, \qquad (1.18)$$

В качестве решения обратной задачи ищется такой набор параметров, при котором наблюдаемый профиль будет меньше всего отличаться от теоретического, т.е. функция ошибок будет минимальной. Таким образом, обратная задача сводится к минимизации функции ошибок как функции варьируемых параметров. Эта минимизация может быть произведена одним из множества методов оптимизации.

Случайный перебор в большинстве случаев оказывается невозможен ввиду большой размерности задачи. В упомянутой модели атмосферы Милна— Эддингтона с девятью свободными параметрами это будет означать перебор точек в девятимерном пространстве, что займет колоссальное время. Распространенным методом оптимизации для функции ошибок MSE является алгоритм Левенберга—Марквардта. Не углубляясь в подробности, можно сказать, что этот алгоритм является комбинацией метода градиентного спуска и метода Ньютона—Гаусса (подробное описание алгоритма можно найти в книге [Press, Flannery, Teukolsky, 1986]). Алгоритм Левенберга—Маркварда применяется, к примеру, в кодах инверсии Milne—Eddington gRid Linear Inversion Network (MERLIN; [Lites и др., 2007]) и Very Fast Inversion of Stokes Vector (VFISV; [Borrero и др., 2011]).

При большой размерности задачи остро начинает стоять проблема локальных минимумов. Алгоритм не имеет возможности проверить, является ли найденный минимум функции ошибок глобальным. Кроме того, решения обратных задач в соседних пространственных элементах (пикселях) являются полностью независимыми, что может привести к появлению необоснованно высоких градиентов на итоговой карте распределения параметров. Ввиду этого требуется поиск надежных начальных приближений — набора параметров, с которого начинается итеративный процесс поиска решения. Эти приближения могут быть найдены либо с помощью упомянутых выше упрощенных методов, либо с помощью методов машинного обучения, что более подробно описано в следующем пункте 1.7.2.

1.7.2 Применение методов машинного обучения

В качестве альтернативы «классическим» методам, где поиск решения проводится итеративным подбором параметров теоретического профиля, могут быть применены методы машинного обучения: в них используется информация из предварительно составленной выборки пар «спектральный профиль набор параметров».

В качестве наиболее наглядного примера можно привести метод «ближайшего соседа». Предположим, что составлена выборка из наиболее «типичных» спектральных профилей и соответствующих им параметров атмосферы. Тогда вместо итеративного поиска, описанного в пункте выше, для наблюдаемого спектра может быть найден наиболее похожий профиль из имеющейся выборки. Если профиль $I(\lambda)$ содержит N измерений вдоль длины волны, то его можно представить, как точку в *N*-мерном пространстве. В таком случае метод сводится к поиску наиболее ближайшего по расстоянию соседа из облака точек, соответствующего имеющейся выборке. За счет поиска общих закономерностей методом главных компонент (principal component analysis, PCA) размерность *N*-мерного пространства может быть снижена, что ускоряет поиск соседней точки (подробнее см. работу [Socas-Navarro, López Ariste, Lites, 2001]). Из описания метода становится ясно, что для повышения точности определения параметров атмосферы требуется увеличивать размер исходной выборки. Однако с увеличением количества параметров атмосферы объем выборки будет становиться неприемлемо большим.

Другим методом машинного обучения являются искусственные нейронные сети (в последнее время чаще упоминаются просто как «нейронные сети»). Нейронная сеть является универсальным аппроксиматором функций многих переменных. Предположим, что существует исходная функция, ставящая в соответствие спектральному профилю набор параметров атмосферы, и она может быть аппроксимирована комбинацией большого количества легко представимых функций [Cybenko, 1989]. Основным требованием для этих функций является нелинейность (зачастую достаточно использования кусочно-линейных функций). Комбинация при этом может быть достаточно сложной, и включать помимо сложения и умножения функций операции свертки и даже рекурсию. При наличии такой аппроксимации для любого нового профиля могут быть легко посчитаны соответствующие значения параметров атмосферы.

Из сказанного выше стоит выделить основную практическую особенность методов машинного обучения. В отличие от «классического» решения обратной задачи, которое не требует дополнительной информации помимо модели атмосферы, такие методы нуждаются в построении большой обучающей выборки, а также серьезных вычислительных затрат на процесс «обучения» (для крупных нейронных сетей техника вышла на достаточный уровень только 10-15 лет назад). Однако после обучения такие методы обеспечивают быстродействие, намного превышающее таковое у итеративных методов.

За прошедшее время было предпринято множество попыток применения различных методов машинного обучения в задаче анализа спектральных профилей (см., к примеру, статьи [Carroll, Staude, 2001; Socas-Navarro, 2005; Asensio Ramos, Martínez González, Rubiño-Martín, 2007]). На практике они часто применяются для поиска начальных приближений к алгоритму Левенберга-Марквардта. К примеру, в коде инверсии VFISV поиск начального приближения производится с помощью небольшой нейронной сети [Borrero и др., 2011]. Однако в последнее время проводятся попытки применения нейронных сетей и для самостоятельного решения обратной задачи [Asensio Ramos, Díaz Baso, 2019; Higgins и др., 2021].

1.8 Инструменты, применяемые для измерения магнитных полей

Ниже приводится краткое описание инструментов, данные которых использовались в диссертационной работе.

1.8.1 SDO/HMI

Космический аппарат Solar Dynamics Observatory (SDO; [Pesnell, Thompson, Chamberlin, 2012]) был запущен в 2010 году и во многом является развитием аппарата Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). На борту SDO располагается три инструмента: Atmospheric Imaging Assembly (AIA; [Lemen и др., 2012]), EUV Variability Experiment (EVE) и Helioseismic and Magnetic Imager (HMI; [Scherrer и др., 2012]). Рассмотрим подробнее последний из них, т.к. он представляет наибольший интерес в контексте данной работы (описание инструмента AIA будет приведено в п. 3.2.1).

НМІ представляет собой телескоп-рефрактор с апертурой 14 см и фокусным расстоянием 495 см. В сочетании с 4096×4096 пиксельными ПЗС-камерами это позволяет получать изображения одновременно всего диска Солнца с пространственным разрешением около 1.5 угловых секунд.

Анализатор поляризации позволяет выделить все четыре компоненты вектора Стокса. Комбинация пятиэлементного интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ, в зарубежной литературе также упоминается как фильтр Лио) в сочетании с двумя интерферометрами Майкельсона позволяет достигать полосы пропускания фильтра в 76 мÅ. Фильтр может быть перестроен в пределах диапазона в 68 нм. Для измерений магнитного поля используется фотосферная линия Fe I 6173 Å. Производится регистрация фильтрограмм всего диска Солнца в шести положениях фильтра относительно центра линии, по шесть поляризационных состояний в каждом спектральном положении.

Инструмент позволяет получать карты лучевых скоростей, продольной компоненты магнитного поля, интенсивности континуума с минимальным интервалом в 45 с, а также карты вектора магнитного поля с интервалом в 90 с.

Данные инструмента размещены в открытом доступе, и могут быть скачаны как через веб-форму, так и в автоматическом режиме через программный интерфейс [Centeno и др., 2014; Hoeksema и др., 2014]. Доступен ряд форматов данных, из которых можно выделить следующие:

- Полнодисковые карты продольной компоненты магнитного поля.
- Полнодисковые изображения в белом свете.
- Результаты обработки кодом инверсии VFISV.
- Space-weather HMI Active Region Patch (SHARP; [Bobra и др., 2014]) автоматически выделяемые патчи активных областей.

1.8.2 Hinode/SOT/SP

Космический аппарат Hinode [Kosugi и др., 2007] был запущен в 2006 году. Аппарат несет на борту инструменты EUV Imaging Spectrometer (EIS), X-ray Telescope (XRT) и Solar Optical Telescope (SOT; [Tsuneta и др., 2008])

SOT состоит из 50 см телескопа Optical Telescope Assembly (OTA) и набора инструментов Focal Plane Package (FPP). Телескоп обеспечивает пространственное разрешение около 0.2 - 0.3 угловых секунд. Spectropolarimeter (SP; [Lites и др., 2013]), являясь одним из инструментов FPP, представляет собой щелевой спектрограф с анализатором поляризации. SP оборудован щелью с угловым размером 0.16×164 угловых секунд. За счет сканирования может быть покрыта зона шириной до 320 угловых секунд. Спектрограф позволяет регистрировать спектр в диапазоне 6300.8 – 6303.2 Å со спектральным разрешением, соответствующим около 30 мÅ на элемент разрешения (линейная дисперсия составляет 21.5 мÅ на пиксель).

Регистрация производится в двух ортогональных поляризациях одновременно, что позволяет за 16 последовательных измерений получать компоненты вектора Стокса с поляризационной точностью в 0.1 %. Сканирование зоны шириной в 160 угловых секунд занимает 83 минуты в «нормальном» режиме (Normal Map). Доступны также режимы Fast Map и Dynamics, позволяющие получать более быстрое сканирование за счет уменьшения пространственного разрешения или поляризационной точности, а также более медленный режим Deep Magnetogram с повышенной точностью измерения поляризации.

Данные телескопа размещены в открытом доступе в нескольких форматах, среди которых «Level 1» — спектры, разложенные на компоненты вектора Стокса после устранения инструментальных эффектов, и «Level 2» — результаты обработки кодом инверсии MERLIN [Lites и др., 2007].

1.8.3 HSOS/SMFT

Телескоп Solar Magnetic Field Telescope (SMFT; [Ai, 1987]) расположен на наблюдательной станции Хуайроу в КНР (Huairou Solar Observing Station, HSOS) и введен в эксплуатацию в 1986 году. Телескоп имеет апертуру 35 см и фокусное расстояние 280 см. Поле зрения составляет 225×170 угловых секунд.

Наблюдения проводятся в линии Fe I 5324.19 Å с помощью ИПФ с полосой пропускания 125 мÅ. Использование KD*P кристаллов в качестве модулятора поляризации позволяет получать фильтрограммы в шести поляризованных состояниях, что впоследствии пересчитывается в четыре компоненты вектора Стокса.

Измерения производятся на фиксированной длине волны (около 75 мÅ от центра линии для компоненты V вектора Стокса, и вблизи центра линии для компонент Q и U), что позволяет в приближении слабого поля получать величину вектора магнитного поля.

1.8.4 **BCT-2 KpAO PAH**

Башенный солнечный телескоп-2 (БСТ-2) Крымской астрофизической обсерватории был введен в эксплуатацию в 1972 году. Комбинируя одно из двух главных (45 и 20 см) и одно из трех вторичных зеркал, можно получить фокусное расстояние от 8 до 35 м.

Спектрограф телескопа состоит из коллиматорного зеркала с фокусным расстоянием 750 см, дифракционной решетки с плотностью штрихов 600 мм⁻¹ и двух камерных зеркал. Более подробно оптическая схема телескопа описана в работе [Степанян, Суница, Малащук, 2014].

На регулярной основе на телескопе проводятся измерения максимальных магнитных полей в солнечных пятнах с помощью лайншифтера [Северный, Степанов, 1956]. Для этого используется поляризационная мозаика [Скоморовский, 1972], пропускающая в узких полосах то левую, то правую круговую поляризацию. Поворотом пластинки наблюдатель совмещает σ-компоненты разных поляризаций, измеряя тем самым модуль магнитного поля с помощью калибровочной шкалы.

Для автоматизации наблюдения солнечных магнитных полей схема спектрографа была дополнена. В плоскости дисперсии в качестве камеры был установлен объектив МТО-11 с фокусным расстоянием 1000 мм. Детектором послужил ПЗС-приемник Atik Titan с сенсором Sony ICX424 (658 × 492 пикселей) с размером пикселя 7.4 × 7.4 мкм.

Перед щелью спектрографа были установлены четверть
волновая фазовая пластинка и линейный поляризатор. Поворот линейного поляризатора позволяет пропускать левую или правую круговую поляризацию, т.е. проводить измерения I - V и I + V компонент вектора Стокса.

1.9 Применение в диссертационной работе методов измерения магнитных полей

Ниже приводятся примеры применения описанных выше методов измерения магнитных полей к данным, полученным различными инструментами.

1.9.1 Устранение эффекта насыщения в приближении слабого магнитного поля

Как упоминалось выше, величина продольной компоненты вектора магнитного поля может быть получена путем умножения значения (V/I) на определенный калибровочный коэффициент (постоянный для одного телескопа и фиксированной длины волны наблюдений). Теоретические оценки, приведенные в работе [Ai, Li, Zhang, 1982] для линии 5324 Å показывают, что линейность соотношения между этими величинами должна сохраняться вплоть до величины поля в 4000 Гс. В то же время, на практике в магнитограммах, полученных телескопом SMFT (см. п. 1.8.3) даже в небольших пятнах наблюдается эффект насыщения, выражающийся в упомянутом выше отклонении от линейной зависимости между измеренной величиной V/I и продольной компонентой магнитного поля и приводящий к появлению занижений магнитного поля в центре пятна на магнитограммах (рис. 1.2)

Для устранения этого эффекта вместо линейной зависимости (формула 1.11) может быть использован полином третьей степени:

$$\left(\frac{V}{I}\right)_{SMFT} = C_0 + C_1 B_z + C_2 B_z^2 + C_3 B_z^3 \tag{1.19}$$

В таком случае одному значению величины V/I будут соответствовать три значения продольной компоненты магнитного поля — одно для «слабого поля» (этот отрезок зависимости близок к линейному), другое для «сильного» и третье, не имеющее физического смысла (рис. 1.7).



Рисунок 1.7 — Использование полинома третьей степени для устранения эффекта насыщения.
Как было указано выше, теоретические расчеты дают некорректные параметры для зависимости между V/I и продольной компонентой магнитного поля. В таком случае, коэффициенты полинома могут быть вычислены путем кросс-калибровки с данными другого телескопа, обработанными методом, не дающим эффекта насыщения. В данной работе были применены данные, полученные кодом инверсии VFISV для наблюдений космического телескопа SDO/HMI (см. п. 1.8.1).

Для кросс-калибровки были выбраны 10 магнитограмм активных областей, зарегистрированных как SMFT, так и SDO/HMI за период с 2015 по 2018 годы. Для соответствия пространственных разрешений карты SDO/HMI были обработаны гауссовым фильтром с ядром 1.5"×1.5". Методом кросс-корреляции карты с двух инструментов были совмещены для попиксельного соответствия в картинной плоскости.

Функция рассеяния между сигналом (V/I), полученным SMFT, и продольной компонентой магнитного поля B_z , измеренной по данным SDO/HMI (далее по тексту B_{HMI}), аппроксимирована полиномом третьей степени (рис 1.8)



Рисунок 1.8 — Диаграмма рассеяния между сигналом (V/I), измеренным SMFT, и величиной продольной компоненты магнитного поля, полученной по данным SDO/HMI. Цветовая карта соответствует плотности точек в диаграмме рассеяния. Красной линией показана аппроксимация полиномом третьей степени.

Аппроксимация имеет следующий вид:

$$\left(\frac{V}{I}\right)_{SMFT} = C_0 + C_1 B_{HMI} + C_2 B_{HMI}^2 + C_3 B_{HMI}^3, \qquad (1.20)$$

где $C_0 = -1.030 \cdot 10^{-4}$, $C_1 = 5.815 \cdot 10^{-5}$ Гс⁻¹, $C_2 = 2.743 \cdot 10^{-10}$ Гс⁻², $C_3 = -8.061 \cdot 10^{-12}$ Гс⁻³

Как говорилось выше, при использовании полинома третьей степени вместо линейной зависимости каждое значение V/I получает в соответствие не одну, а две величины B_z . Требуется использование некоторого дополнительного фактора, позволяющего отделить режим слабого магнитного поля от сильного. Очевидно, что данная величина также должна регистрироваться при наблюдениях SMFT, чтобы метод имел практический смысл. Такой величиной может выступить интенсивность излучения, т.к. известно, что она снижается в зоне сильных магнитных полей из-за блокирования конвекции.

В таком случае, если величина *I* в определенном пикселе превышает порог, то величине продольной компоненты магнитного поля будет присваиваться значение со «слабой» ветви, если не превышает — с «сильной». Для данной работы было выбрано значение порога в 0.5 от интенсивности спокойного Солнца.

Для SDO/HMI доступны изображения, полученные при различных полосах пропускания фильтра, которые по отдельности можно использовать, как имитацию наблюдения на фиксированной длине волны. Для них также наблюдается эффект «насыщения» (Рис. 1.9б). Рис. 1.9 демонстрирует проверку алгоритма на данных SDO/HMI. Диаграммы рассеяния до и после исправления показаны на Рис. 1.10. Заметно, что после устранения насыщения зависимость между двумя величинами близка к линейной.



Рисунок 1.9 — Проверка метода на данных SDO/HMI. a) Карта продольного магнитного поля, полученная VFISV б) Карта продольного магнитного поля, полученная в рамках «приближения слабого поля» в) Карта продольного магнитного поля, полученная методом устранения насыщения.

На рис. 1.11 показаны карты величин $(V/I)_{SMFT}$ (панель а), B_{SMFT} , полученной по предложенному аглоритму (панель б) и B_{HMI} (панель в) для



Рисунок 1.10 — а) Диаграмма рассеяния между сигналом V/I, полученным SDO/HMI и величиной продольной компоненты магнитного поля B_{HMI} , полученной инверсией VFISV по данным SDO/HMI. б) Диаграмма рассеяния между величиной продольной компоненты магнитного поля, полученной методом устранения насыщения, и измеренной HMI. Цветовая карта соответствует плотности точек в диаграмме рассеяния.

активной области NOAA 12670. Горизонтальные срезы приведенных карт показаны на рис. 1.11г. Место среза показано на картах черной линией. Можно заметить, что величина B_{SMFT} , полученная по предложенному алгоритму, сопоставима с величиной B_{HMI} в центре пятна. В то же время величина продольной компоненты магнитного поля, полученная с помощью линейной зависимости из уравнения 1.13 (синия линия), оказывается значительно ниже, чем величина B_{HMI} .

На рис. 1.12 показаны примеры устранения насыщения для четырех различных активных областей. Заметно, что метод позволяет избавиться от занижений величины магнитного поля в центре пятна. На рис. 1.13 показаны диаграммы рассеяния между значениями продольной компоненты магнитного поля, полученными по данным SDO/HMI и по данным SMFT — в приближении слабого поля (а) и с устранением эффекта насыщения (б). Заметно, что зависимость между величинами стала ближе к виду y = x. Стоит отметить, что значительная часть точек на обеих магнитограммах лежит в области слабых магнитных полей, из-за чего линейный коэффициент корреляции Пирсона слабо отражает характер зависимости между величинами: так, для точек на

39



Рисунок 1.11 — Пример устранения насыщения для одного из солнечных пятен. а) Карта распределения величины V/I б) Карта распределения продольной компоненты магнитного поля после устранения насыщения в) Карта распределения продольной компоненты магнитного поля, полученной VFISV по данным SDO/HMI. г) Горизонтальный срез изображений слева. Место среза показано на картах черной линией.

рис. 1.13а его значение равняется 0.85, несмотря на ярко выраженную нелинейность.

Для получения более характерного числа диапазон по оси абсцисс разбивался на 10 равных промежутков, в каждом из которых выбиралось 2000 случайных точек. Эти точки попадали в выборку, для которой оценивался коэффициент корреляции. Величина такого «взвешенного» коэффициента Пирсона составила 0.66 для магнитограммы в приближении слабого поля и 0.99 после устранения насыщения.

Таким образом, подобный подход к устранению эффекта насыщения позволяет получать адекватные значения магнитного поля даже в случае измерения на фиксированной длине волны, без получения профиля спектральной линии. В то же время, данный метод не учитывает эффект доплеровских смещений и наклона вектора магнитного поля (напряженность, при которой наблюдается насыщение, зависит от угла наклона вектора магнитного поля [Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004]), поэтому также имеет ограничения.



Рисунок 1.12 — Пример устранения насыщения для четырех различных активных областей. Первый ряд — карты распределения величины V/I, измеренной SMFT. Величина умножена на фиксированный множитель для одинаковой цветовой легенды карт. Второй ряд — карты продольной компоненты магнитного поля, полученные по данным SMFT методом устранения насыщения. Третий ряд — карты продольной компоненты магнитного поля, полученные VFISV по данным SDO/HMI

1.9.2 Оценка модуля и наклона вектора магнитного поля при измерении компонент I и V вектора Стокса

Для проверки методики были использованы данные телескопа Hinode/SOT/SP (см. п. 1.8.2) для активной области NOAA 12172, полученные 26 сентября 2014 года в 17:00 UT. На рис. 1.14 показана диаграмма рассеяния между значениями продольной компоненты магнитного поля, полученной кодом инверсии MERLIN, и продольной компоненты магнитного поля, полученной методом интегрирования профиля спектральной линии, описанным в п. 1.5. Заметна высокая степень корреляции между двумя величинами. В то же время, метод интегрирования профиля значительно более быстрый, и обработка одной магнитограммы даже без использования параллельных вы-

41



Рисунок 1.13 — Диаграмма рассеяния между продольной компонентой магнитного поля, полученной VFISV по данным SDO/HMI и а) — по данным SMFT в рамках приближения слабого поля б) — по данным SMFT с устранением насыщения. Цветовая карта соответствует плотности точек в диаграмме рассеяния.

числений занимает менее минуты и ограничивается скорее скоростью доступа к данным в памяти компьютера.

Стоит заметить, что в полях около 3000 Гс зависимость начитает все же несколько отклоняться от линейной. Причиной могут выступать как понижение соотношения сигнал/шум, так и повышение доли рассеянного света, что приводит к занижению наблюдаемого соотношения между величинами V и I. Оба фактора связаны с падением интенсивности в пятнах, вызванным сильными магнитными полями.

Диаграмма рассеяния между величиной модуля магнитного поля, полученной в данной работе, и полученной по данным кода инверсии MERLIN, показана на рис. 1.15. Как и предсказывалось в параграфе 1.6, метод дает в среднем заниженные значения для величин поля ниже 1000 Гс. Для более сильных полей результаты хорошо коррелируют между собой.

Знание значений модуля поля и продольной компоненты дает возможность вычислить значение модуля поперечной компоненты магнитного поля. Т.к. значения вычислялись независимо двумя разными методами, из-за шумов в некоторых пикселях вычисленное значение продольной компоненты магнитного поля могло оказаться выше вычисленного значения модуля. В таких пикселях значение поперечной компоненты поля искусственно принималось равным нулю. Сравнение карт поперечной компоненты поля показано на рис. 1.16.

42



Рисунок 1.14 — Диаграмма рассеяния между величинами продольной компоненты магнитного поля, полученными методом интегрирования профиля и инверсией.

1.9.3 Инверсия данных БСТ-2 в модели атмосферы Милна-Эддингтона

Наблюдения были проведены на телескопе БСТ-2 (см. п. 1.8.4) 18 июля 2023 года для активной области NOAA 13372 в спектральной линии Fe I 6302.5 Å. Регистрация проводилась последовательными сканированиями солнечного диска в левой и правой круговых поляризациях, что позволило получить спектры, разложенные на компоненты $I \pm V$ вектора Стокса.

Для данных было произведено решение обратной задачи в приближении атмосферы Милна—Эддингтона (см. параграф 1.7). Из свободных параметров были исключены азимут магнитного поля (его величина не влияет на значения компонент I и V вектора Стокса, поэтому он не может быть вычислен с получаемым набором данных) и затухание линии, т.к. оно слабо влияет на форму окончательного профиля и в целях упрощения может не подбираться [Borrero и др., 2011]. В качестве функции ошибок использовалась MSE, оптимизация проводилась алгоритмом Левенберга—Марквардта (см. параграф 1.7.1). В качестве



Рисунок 1.15 — Диаграмма рассеяния между величинами модуля магнитного поля, полученной из компонент V и I вектора Стокса и полученной инверсией из всех поляризационных компонент.



Рисунок 1.16 — Сравнение магнитограмм модуля поперечной компоненты магнитного поля. Слева — результаты MERLIN, справа — результат из данной работы.

начальных приближений были использованы фиксированные (одинаковые для всех пикселей) значения параметров:

- 1. Напряженность магнитного поля: 1000 Гс.
- 2. Угол между вектором магнитного поля и лучом зрения (наклон): 45 градусов.

- 3. Доплеровская ширина линии: 20 мÅ.
- 4. Сила линии: 10.
- 5. Функция источников на нулевой оптической глубине: 0.5 от интенсивности континуума.
- 6. Градиент функции источников: 0.5 от интенсивности континуума на единицу оптической толщины.
- 7. Доплеровский сдвиг (лучевая скорость): 0 км/с.

На рис. 1.17 показана карта модуля магнитной поля для этой активной области в сравнении с аналогичной картой, полученной SDO/HMI (изображения в одном пространственном масштабе). Заметно хорошее визуальное согласие между изображениями. Из-за атмосферных искажений изображение, полученное на БСТ-2 выглядит более размытым. Также в пятне заметны пиксели, в которых наблюдаются аномальные значения поля (выделены красными стрелками). Решение обратной задачи в этих пикселях дает значения, сильно отличающиеся от значений в соседних пикселях, что выглядит физически необоснованным и вызвано большой ошибкой решения обратной задачи для спектра, соответствующего этому пикселю. Возможным решением такой проблемы может выступить более тщательный выбор начальных приближений.

Наблюдается хорошее визуальное согласие данных для зоны сильных полей и спокойного Солнца, однако в зоне полутени значения заметно отличаются. Возможное объяснение этого эффекта будет приведено чуть ниже.

На рис. 1.18 приведено аналогичное сравнение для карт продольной компоненты магнитного поля. Стоит отметить, что в данной постановке задачи продольная компонента не вычисляется непосредственно (как это происходило в упомянутом в п. 1.5 методе «интегрирования»), а получается из вычисленных в ходе инверсии значений модуля магнитного поля и наклона вектора магнитного поля к лучу зрения. Вследствие этого на магнитограмме также видны аномальные значения в тех же точках, что и на рис. 1.17.

На рис. 1.19 показана диаграмма рассеяния между величинами продольной компоненты магнитного поля, полученной в данной работе и по данным SDO/HMI. Для соответствия пространственных разрешений к изображению по данным SDO/HMI был применен гауссов фильтр с ядром, соответствующим 3 угловым секундам (величина подобрана визуально с учетом наилучшего соответствия между изображениями). Между величинами наблюдается высокий коэффициент корреляции Пирсона (R = 0.68). В то же время заметно, что



Рисунок 1.17 — Сравнение карт модуля магнитного поля по данным БСТ-2 (а) и SDO/HMI (б). Наблюдения активной области NOAA 13372 18.07.2023 около 13:00 UT. Изображения приведены к одному пространственному масштабу.

Красными стрелками показаны пиксели с аномальными значениями.



Рисунок 1.18 — То же, что и на рис. 1.18, но для карт продольной компоненты магнитного поля.

значения, полученные в этой работе, оказываются в среднем существенно занижены по сравнению с соответствующими значениями из данных SDO/HMI (тангенс угла наклона линейной регрессии составляет 0.55). Вдобавок в области тени пятна инверсия дает величину наклона магнитного поля к лучу зрения около 60-70 градусов, что выглядит физически неправдоподобным. Совокупность этих фактов приводит к предположению, что в данном измерении величина параметра Стокса V была существенно занижена влиянием оптики телескопа на поляризацию излучения. В рамках такого предположения могут быть объ-



Рисунок 1.19 — Диаграмма рассеяния между значениями продольной компоненты магнитного поля, полученных в этой работе и по данным инструмента SDO/HMI. К данным SDO/HMI применен гауссов фильтр с ядром, соответствующим 3 угловым секундам. Сплошной черной линией показана линейная регрессия между двумя величинами.

яснены и низкие значения модуля магнитного поля в полутени пятна. Из-за занижения параметра Стокса V в наклонном поле полутени искажается соотношение между σ- и π-компонентами расщепления, что приводит к неверному вычислению модуля поля. В тени пятна, где вектор магнитного поля преимущественно продольный к лучу зрения, остаются только σ-компоненты, и такая проблема отсутствует.

Ранее говорилось, что в модель Милна—Эддингтона входит несколько свободных параметров атмосферы, т.е. величины этих параметров могут быть вычислены в ходе инверсии. На рис. 1.20 показаны карты доплеровской ширины, силы линии (соотношение между коэффициентами поглощения в линии и в континууме), лучевая скорость в сравнении с величинами, полученными по данным SDO/HMI.



Рисунок 1.20 — Карты параметров, полученные по данным БСТ-2 (слева) и по данным SDO/HMI. (справа) а) — доплеровская ширина, б) — сила линии, в) — лучевая скорость.

1.9.4 Использование нейронной сети для решения обратной задачи

Для данных Hinode/SOT/SP (см. параграф 1.8.2) была применена нейронная сеть с целью решения обратной задачи. Обучение производилось по данным 10 активных областей, наблюдавшихся за интервал с 2010 по 2020 год, образующих выборку из 5.3 миллионов спектральных профилей. Для того, чтобы снизить влияние инструментальных эффектов, использовались не наблюдаемые профили, а синтетические, смоделированные в модели атмосферы Милна—Эддингтона на основе значений параметров, полученных кодом инверсии MERLIN.

Для проверки нейронной сетью были обработаны данные Hinode/SOT/SP для активной области NOAA 12822, наблюдавшейся 10 мая 2021 года. На рис. 1.21 представлено сравнение карт параметров с полученными кодом инверсии MERLIN.

Нейронная сеть помимо получения значений параметров атмосферы дает возможность получать также и оценки погрешностей определения параметров. Карты распределения ошибок приведены также на рис. 1.21 (третий ряд). Стоит отметить, что оценка ошибок соответствует физическим ожиданиям: к примеру, ошибки определения углов вектора магнитного поля велики в области спокойного Солнца, где модуль вектора мал и определение его направления затруднено.

Нейронная сеть демонстрирует высокое быстродействие: обработка данных одной активной области занимает менее минуты.



Рисунок 1.21 — Первый ряд — карты распределения значений параметров, полученные кодом инверсии MERLIN, второй ряд — карты распределения значений параметров, полученных нейронной сетью, третий ряд — карты распределения ошибок вычисления параметров, полученных нейронной сетью. Карты распределения ошибок приведены в масштабе, отличающемся от карт параметров.

1.10 Выводы к главе 1

В главе были рассмотрены некоторые методы для измерения фотосферных магнитных полей. Показано, что упрощенные методы позволяют получать вполне адекватные оценки модуля и компонент магнитного поля, сравнимые в широком диапазоне величин с результатами методов инверсии. В то же время, каждый метод имеет свои особенности и ограничения, которые нужно обязательно иметь в виду перед тем, как использовать полученные данные о магнитном поле в практических применениях.

В последнее время значительная доля работ в области физики Солнца использует измерения магнитного поля, полученные по данным зарубежных

инструментов, ввиду недостатка подходящих отечественных аналогов. В диссертационной работе описана попытка измерения пространственно разрешенных магнитных полей с использованием российского телескопа БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории РАН, что может быть востребовано отечественным научным сообществом в будущем.

Глава 2. Статистические закономерности диссипации магнитного потока активных областей

Активные области (AO) представляют собой места выхода сильного магнитного потока на поверхность Солнца. Типичная величина магнитного поля в AO может достигать значений в несколько кГс. Сильное магнитное поле приводит к блокированию конвекции в конвективном слое и снижению температуры на поверхности, из-за чего в белом свете можно наблюдать солнечные пятна — зоны пониженной интенсивности излучения континуума. В данной главе проведен статистический анализ процесса потери магнитного потока AO на завершающей стадии ее существования. Материалы второй главы диссертационной работы базируются на статьях [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023a] и [Kutsenko, Abramenko, Plotnikov, 2024]. При расхождениях нужно опираться на исправления, изложенные в [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023b].

2.1 Эволюция активной области на Солнце

Долгое время АО могли быть наблюдаемы только как принадлежащие им группы солнечных пятен. Несмотря на это, даже характер поведения групп пятен указывает на явную нестационарность появляющихся АО. Анализу развития групп пятен по данным различных обсерваторий было посвящено множество работ (см., к примеру: [Bumba, 1963; Moreno-Insertis, Vazquez, 1988; Howard, 1992; Forgács-Dajka, Dobos, Ballai, 2021]. Ниже приводятся некоторые закономерности, полученные из продолжительного анализа динамики АО на основании наблюдений их групп пятен.

Период существования АО можно разделить на две фазы: фазу нарастания магнитного потока (также ее называют «фазой всплытия» из-за доминирующего представления о всплывающем из-под фотосферы магнитном жгуте как основы АО) и фазы убывания магнитного потока (фазы диссипации). Фаза диссипации протекает значительно дольше фазы всплытия [Cowling, 1946].

Мнения относительно того, как площадь пятен зависит от времени в фазе диссипации, расходятся. Ряд работ показывает, что площадь пятен уменьшает-

ся линейно со временем (например, Robinson, Boice, 1982; Rüdiger, Kitchatinov, 2000; Gafeira и др., 2014; Muraközy, 2020]), в то время как другие исследователи предполагают, что уменьшение площади для всех групп пятен происходит скоpee не по линейному закону, а по параболическому [Moreno-Insertis, Vazquez, 1988; Petrovay, van Driel-Gesztelyi, 1997; Petrovay, Martínez Pillet, van Driel-Gesztelyi, 1999; Litvinenko, Wheatland, 2015]. В. Бумба показал, что малые пятна диссипируют быстро и имеют нелинейную зависимость площади от времени, в то время как крупные рекуррентные группы диссипируют значительно дольше и подчиняются линейному закону [Bumba, 1963]. С. Соланки получил, что более 90% групп пятен показывают линейный закон уменьшения площади [Solanki, 2003]. В работе [Benko и др., 2018] было установлено, что площади тени и полутени изменяются по разным законам – по линейному и параболическому соответственно. Важно отметить, что использованные в некоторых из приведенных работ наблюдения проводились с интервалом минимум в один день (при условии хорошей погоды), что может быть недостаточным для детального изучения процесса диссипации групп солнечных пятен [Petrovay, Martínez Pillet, van Driel-Gesztelyi, 1999].

В статьях [Hathaway, Choudhary, 2008] и [Muraközy, 2021] была показана зависимость скорости уменьшения площади пятен от фазы 11-летнего солнечного цикла. Рядом авторов рассматривался также вопрос о наличии «характерного» размера (например, порядка размера супергранулы), обеспечивающего повышенную стабильность солнечного пятна, что должно приводить к явлению кластеризации в общей плотности распределения размеров пятен [Dmitrieva, Kopecký, Kuklin, 1968; Bumba, Ranzinger, Suda, 1973].

Типичная АО (и принадлежащая ей группа пятен) может существовать от нескольких часов до нескольких месяцев. Анализ длительных рядов наблюдений привел к формулировке правила Гневышева-Вальдмайера [Гневышев, 1938; Waldmeier, 1955]:

$$A_{max} = bT, (2.1)$$

где A_{max} — суммарная площадь пятен группы при ее максимальном развитии, b — нормировочный коэффициент, общий для всех групп пятен, а T время жизни группы пятен. В среднем коэффициент b составляет порядка 10 миллионных долей полусферы Солнца (м.д.п.) в сутки (к примеру, 10.89 в работе [Petrovay, van Driel-Gesztelyi, 1997], 11.73 в работе [Henwood, Chapman, Willis, 2010] и 12.10 в работе [Nagovitsyn, Ivanov, Osipova, 2019]. При этом в некоторых статьях было показано, что времена жизни групп пятен имеют бимодальное распределение и могут быть разделены на два подкласса [Kuklin, 1980; Tlatov, Pevtsov, 2014; Nagovitsyn, Pevtsov, 2016].

Так как солнечные пятна являются лишь следствием наличия сильных магнитных полей AO, уместнее использовать для оценки состояния и эволюции AO именно распределение магнитного поля, а не площадь пятен. Это стало возможным благодаря современным инструментам, которые позволяют получать карты вектора магнитного поля с высоким пространственным разрешением.

Одним из явлений, сопровождающих диссипацию АО, являются движущиеся магнитные элементы (ДМЭ; в англоязычной литературе упоминаются как «moving magnetic features»; [Sheeley, 1969; Harvey, Harvey, 1973]) — небольшие магнитные структуры (с диаметром порядка 10³ км и магнитным потоком около 10¹⁸ – 10¹⁹ Мкс), движущиеся наружу от пятна со скоростью порядка 1 км/с. Вместе с этим обнаружено, что ДМЭ уносят с собой значительно больше магнитного потока, чем его успевает терять АО [Hagenaar, Shine, 2005; Kubo и др., 2008], таким образом, невозможно сказать, участвуют ли ДМЭ непосредственно в диссипации магнитного потока АО, либо являются лишь сопутствующим явлением.

В качестве численной величины, характеризующей степень развития AO, наряду с суммарной площадью групп пятен может быть использован полный беззнаковый магнитный поток:

$$\Phi = \int_{S} \left| \vec{B} \cdot \vec{dS} \right|, \qquad (2.2)$$

где S обозначает площадь, занимаемую АО. В применении к реальным наблюдениям данная формула требует особой осторожности, т.к. из-за использования модуля шумы измерения магнитного поля не будут взаимно компенсироваться и начнут давать паразитное слагаемое в итоговую величину. Зачастую для снижения этого эффекта суммируются не все пространственные элементы, а только те, значение \vec{B} в которых по модулю превышает пороговую величину шума (см. 2.3.1).

В центре пятна магнитное поле слабо изменяется в процессе диссипации [Cowling, 1946]. При этом, по данным Ли [Li и др., 2021], средняя величина

продольной компоненты магнитного поля снижается в зоне полутени и увеличивается в тени пятна по мере его диссипации. Также наблюдения показывают, что слабые магнитные структуры AO некоторое время продолжают существовать после исчезновения пятен. Таким образом, можно ожидать, что магнитный поток AO связан с площадью пятен зависимостью сложного вида и, наряду с прежними статистическими работами, анализирующими диссипацию AO по площадям их пятен, требуется провести статистический анализ на основе диссипации магнитного потока AO.

В работах [Verma и др., 2012] и [Sheeley и др., 2017] был сделан вывод о том, что величина магнитного потока в ходе диссипации спадает линейно со временем. Похожий результат был получен в статье [Rempel, 2015] на основании численного моделирования. А. Нортон была получена средняя скорость диссипации магнитного потока, равная $3.2 \cdot 10^{19}$ Мкс/ч [Norton и др., 2017], что оказывается заметно ниже результатов моделирования, проведенного в работе [Rempel, Cheung, 2014].

Стоит отметить, что анализ в работах [Norton и др., 2017] и [Sheeley и др., 2017] проводился на небольших выборках: 10 АО и 36 пятен соответственно, поэтому требуется провести анализ на большей (в несколько сотен АО) выборке.

2.2 Морфологическая классификация активных областей

Стоит описать классификацию активных областей, которая будет использована в дальнейшем тексте.

- Эфемерные АО области, которые не содержат видимых в белом свете пятен и пор.
- Униполярные AO (α по классификации Маунт-Вильсон) области, которые содержат пятна или поры только в одной из полярностей (ведущей или хвостовой).
- Биполярные АО области, в которых присутствуют поля или поры обеих полярностей, при этом полярности имеют четкое геометрическое разделение.
- Мультиполярные АО все остальные АО.

На рис. 2.1 изображены примеры АО перечисленных морфологических классов.



Рисунок 2.1 — Примеры АО различных морфологических классов (сверху вниз: эфемерная АО, униполярная АО, биполярная АО, мультиполярная АО). Слева — изображение в белом свете, справа — продольная компонента магнитного поля

2.3 Измерение скорости диссипации магнитного потока

В работе были использованы полнодисковые карты продольной компоненты магнитного поля SDO/HMI (см. п. 1.8.1) с интервалом в 720 секунд. АО выделялись аналогично алгоритму, описанному в работе [Kutsenko, 2021]. На магнитограмме полного диска вручную выбирались прямоугольные боксы, содержащие АО. С помощью метода кросс-корреляции положение бокса каждой АО пересчитывалось для последующей и предыдущей во времени магнитограмм. Для того, чтобы минимизировать ошибки, вызванные эффектами проекции, отслеживание АО прекращалось, когда один из углов бокса удалялся более чем на 60 градусов от центрального меридиана. При этом размер бокса в пикселях ПЗС оставался постоянным для одной АО. Бокс должен быть достаточно большим, чтобы вмещать АО на протяжении всего интервала наблюдений. По этой причине выбирались только изолированные АО, в которых не происходило перетекание потока других АО в границы бокса. Стоит отметить, что с магнитограммами SDO/HMI предоставляются данные об автоматически выделенных патчах АО под названием HMI active region patch (HARP; [Bobra и др., 2014]). При этом один HARP может вмещать в себе несколько АО. В данной работе такие АО выделялись и анализировались раздельно.

2.3.1 Измерение магнитного потока

В терминах пикселей выражение 2.2 может быть аппроксимировано суммой:

$$\Phi \approx \sum_{S} |B_r| \,\Delta S,\tag{2.3}$$

где B_r означает радиальную компоненту магнитного поля (компоненту вдоль нормали к поверхности Солнца), а ΔS – площадь пикселя.

Радиальная компонента магнитного поля вычислялась с помощью µ-коррекции — величина продольной (вдоль луча зрения) компоненты магнитного поля делилась на косинус угла между лучом зрения и нормалью к поверхости Солнца (угол вычислялся для каждого пикселя магнитограммы отдельно). Несмотря на довольно простой метод пересчета, µ-коррекция обеспечивает высокую точность оценки величины радиальной компоненты [Leka, Barnes, Wagner, 2017].

Суммирование проводилось по пикселям со значением модуля продольной компоненты магнитного поля, превышающим 30 Мкс · см⁻² (пятикратная величина СКО в магнитограммах продольной компоненты магнитного поля, см. работу [Liu и др., 2012]).

2.3.2 Автоматическое выделение фазы диссипации

Для исследования были выбраны 1177 АО за временной интервал с 2010 по 2017 год.

Для каждой АО были получены зависимости вида «время — магнитный поток». Чтобы статистически исследовать процесс диссипации, в первую очередь требуется для каждой АО выделить отрезок времени, соответствующий диссипации. Для того, чтобы минимизировать влияние человеческого фактора и предвзятость при выделении этого отрезка, анализ зависимости производился с помощью алгоритма, описанного далее. Выделенный интервал, соответствующий фазе диссипации, должен соответствовать нескольким критериям:

- 1. Начинаться после окончания всплытия.
- 2. Иметь преимущественно спадающий магнитный поток (малые флуктуации должны игнорироваться).
- Заканчиваться либо выходом магнитного потока на плато, либо резким увеличением магнитного потока (всплытием нового потока в исследуемой области), либо окончанием наблюдений (уходом AO за долготу W60).
- Иметь близкую к линейной зависимость «время магнитный поток» (чтобы можно было ассоциировать одну АО с фиксированной величиной скорости диссипации).

Ниже приводится подробное описание алгоритма.

В начале, график «время — магнитный поток» сглаживался прямоугольным окном шириной 5 дней. Это позволяет снизить эффект 24-часовых колебаний, присущих данным HMI [Liu и др., 2012].

Далее, выявлялась наиболее длинная последовательность $S(\tau)$, удовлетворяющая следующим критериям:

- 1. Последовательность начинается ($\tau = 0$) в локальном максимуме 2m+1 точек (значения профиля ниже в m предыдущих и m последующих точках).
- 2. В не менее чем *p*-й части точек последовательности производная потока по времени отрицательна.
- 3. Максимальное отклонение профиля от его линейной аппроксимации, отнесенное к максимальному значению на последовательности, меньше,

чем *l*:

$$\frac{\max_{0 < \tau < N} |S(\tau) - a\tau - b|}{\max_{0 < \tau < N} S(\tau)} < l,$$
(2.4)

где *N* – количество точек в последовательности, *a* и *b* – коэффициенты линейной аппроксимации функции *S*(**т**).

4. Убывание профиля в пределах последовательности, отнесенное к амплитуде профиля, больше чем *r*:

$$\frac{-aN}{\max\Phi(t) - \min\Phi(t)} > r; \tag{2.5}$$

Определение длиннейшей последовательности проводится автоматически и раздельно для каждой АО с учетом вышеупомянутых условий. Обозначим длину выделенной последовательности как N.

Далее требуется найти и исключить кусок последовательности, в котором происходит переход от процесса всплытия к процессу диссипации. Он характеризуется сниженной скоростью диссипации по отношению ко всей последовательности.

Начальная часть последовательности анализируется *R* раз, при этом происходит поиск подпоследовательности, удовлетворяющей следующим условиям:

- 1. Начало подпоследовательности совпадает с началом исходной последовательности;
- 2. Подпоследовательность является короче і-й части исходной последовательности:

$$\frac{N_S}{N} < i, \tag{2.6}$$

где N_S — количество точек в подпоследовательности.

3. Максимальное отклонение значений профиля в подпоследовательности от ее линейной аппроксимации не превышает *l*-й части от максимального значения в подпоследовательности:

$$\frac{\max_{0 < \tau < N_S} \left| S(\tau) - \tilde{a}\tau - \tilde{b} \right|}{\max_{0 < \tau < N_S} S(\tau)} < l,$$
(2.7)

где \tilde{a} и \tilde{b} — коэффициенты линейной аппроксимации функции $S(\tau)$ на участке $(0:N_S)$.

4. Скорость диссипации в выделенной подпоследовательности меньше чем *k*-я часть от скорости диссипации всей последовательности:

$$\frac{\tilde{a}}{a} < k. \tag{2.8}$$

5. Оставшийся «хвост» последовательности должен терять магнитный поток не медленнее, чем изначальная последовательность:

$$\tilde{a}_t < a, \tag{2.9}$$

где \tilde{a}_t — коэффициент линейной аппроксимации для функции $S(\tau)$ на участке $(N_S:N)$.

После итерации, найденная подпоследовательность изымалась от начальной последовательности. Следующая итерация выполнялась уже с оставшимися точками $S(N_S:N)$. Данная часть алгоритма также выполнялась автоматически и индивидуально для каждой АО.

Параметры алгоритма m, p, l, r, i, R, k являются общими для всей выборки. Их значения были подобраны после нескольких запусков алгоритма таким образом, чтобы результаты визуально соответствовали интервалам, определяемым человеком (таблица 1).

Таблица 1 — Значения параметров алгоритма, использовавшиеся в данной работе.

m	p	l	r	i	R	k
2	0.6	0.1	0.3	0.5	2	0.5

На рис. 2.2 приведены примеры выделения фазы диссипации для девяти AO. Наклон линейной аппроксимации между величинами «время — магнитный поток» на протяжении фазы диссипации принимался в качестве наблюдаемой скорости диссипации магнитного потока. Величина магнитного потока, наблюдавшаяся в начальный момент диссипации, принималась в качестве максимальной величины магнитного потока.

Общее время жизни АО часто превышает время ее нахождения на солнечном диске. Поэтому можно ожидать, что некоторые активные области могли не иметь наблюдаемую фазу диссипации (к примеру, наблюдались только во время всплытия, а позже ушли за солнечный лимб). В самом деле, для ряда

60



Рисунок 2.2 — Примеры выделения фазы диссипации для девяти активных областей. Фаза диссипации, полученная алгоритмом, обозначена толстой синей линией. Темная пунктирная линия обозначает линейную аппроксимацию выделенного участка. Тангенс угла наклона данной линии принимался в качестве скорости диссипации магнитного потока для данной AO.

АО алгоритм не смог выделить фазу диссипации. Примеры графиков «время — магнитный поток» для трех таких АО показаны на рис. 2.3. АО без фазы диссипации исключались из анализа.

Всего из выборки в 1177 АО были взяты 910 АО с выделенной фазой диссипации.

Из рис. 2.2 можно заметить, что некоторые АО достигали долготы E60 уже во время фазы диссипации (например, правый график верхнего ряда и средний график среднего ряда). Указанная для них максимальная величина магнитного потока будет недооценена, т.к. реальный пик развития данных АО не наблюдался. Можно с точностью утверждать лишь то, что реальное значение будет не меньше, чем наблюдаемое. Такие АО («АО без наблюдаемого



Рисунок 2.3 — Примеры АО, для которых алгоритм не выделил фазы диссипации. Такие АО исключались из анализа.

пика») выделены в отдельную подгруппу. Соответственно, оставшиеся АО образуют подгруппу «АО с наблюдавшимся пиком», в которую вошли 718 АО. Стоит отметить, что в данной главе каждая АО рассматривалась как отдельное проявление, а возможная рекуррентность не анализировалась.

Для анализа диссипации магнитного потока разной полярности в AO вычислялся полный магнитный поток для двух полярностей отдельно:

$$\Phi_{+} = \sum_{S} B_r \Delta S, B_r > 30 \text{ Mkc} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$(2.10)$$

$$\Phi_{-} = \sum_{S} B_r \Delta S, B_r < -30 \text{ Mkc} \cdot \text{cm}^{-2}$$
(2.11)

Величины положительного и отрицательного магнитного потоков вычислялись в пределах фазы диссипации, выделенной алгоритмом для величины полного беззнакового магнитного потока. Скорость диссипации для потоков разных знаков вычислялись как наклон линейной аппроксимации временной зависимости в пределах фазы диссипации.

Для определения положения полярности (лидирующей или хвостовой) вычислялось положение центров масс полярностей:

$$CG_x^+ = \sum_S xB_r \Delta S, B_r > 30 \text{ Mkc} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$(2.12)$$

$$CG_y^+ = \sum_S y B_r \Delta S, B_r > 30 \text{ Mkc} \cdot \text{cm}^{-2}, \qquad (2.13)$$

где *x* и *y* соответствуют координатам суммируемого пикселя. Вычисления для отрицательной полярности проводились аналогично.

Западная полярность принималась в качестве лидирующей. Для того, чтобы избежать неопределенности, вычисление положения полярностей проводилось только для биполярных АО.

2.4 Зависимость между скоростью диссипации магнитного потока и максимальным магнитным потоком

Для каждой AO была получена пара значений «максимальный магнитный поток — скорость диссипации магнитного потока». Для «AO с наблюдаемым пиком» распределение этих значений показано на рис. 2.4 в двойных логарифмических координатах. Заметно, что в таких координатах зависимость между величинами описывается линейной функцией (линейная регрессия показана на графике черной линией). Таким образом, реальные величины связаны между собой степенным законом. Показатель степени составил 0.70.



Рисунок 2.4 — Распределение «максимальный магнитный поток — скорость диссипации магнитного потока» для выборки АО с наблюдаемым пиком. Черной линией показана линейная регрессия в логарифмических координатах.

На рис. 2.5. показано распределение между максимальным магнитным потоком и скоростью диссипации с разделением на ведущую и хвостовую полярности для 399 биполярных АО. Линейная регрессия между логарифмами величин дает коэффициенты 0.70 ± 0.02 и 0.66 ± 0.02 для ведущей и хвостовой полярностей соответственно. Таким образом, ведущая и хвостовая полярность в пределах погрешности описываются одним степенным законом диссипации. Также близость коэффициентов может говорить о том, что выделение бокса, охватывающего АО, происходит правильно и нет заметного перетекания потока за его границы.



Рисунок 2.5 — Распределение «максимальный магнитный поток — скорость диссипации магнитного потока» для выборки АО с наблюдаемым пиком. Магнитный поток ведущей полярности выделен красным цветом, хвостовой — серым. Прямые соответствующих цветов показывают линейную регрессию в логарифмических координатах для каждой из полярностей.

Также было проведено сравнение скоростей диссипации со скоростью всплытия, вычисленной в работе [Kutsenko, Abramenko, Pevtsov, 2019] для 423 AO. Выборка данных о всплытии была дополнена 323 эфемерными AO. Результат сравнения показан на рис. 2.6. Можно заметить, что скорость всплытия для всех AO существенно превышает скорость диссипации, однако подчиняется степенному закону с меньшим степенным коэффициентом (0.48 для всплытия и 0.70 для диссипации). По всей видимости, данное различие может говорить о разнице между механизмами, регулирующими процессы всплытия и диссипации.



Рисунок 2.6 — Сравнение скорости всплытия (зеленые точки) и диссипации (серые точки). Синей линией показана линейная аппроксимация в логарифмических координатах для всплытия, черной — для диссипации.

2.5 Медленно диссипирующие униполярные активные области

На рис. 2.7 показан график, аналогичный рис. 2.4, но с добавлением «АО без наблюдаемого пика». Большая часть АО продолжает удовлетворять показанной выше степенной зависимости. В то же время, можно заметить кластер АО, демонстрирующих заметно меньшую скорость диссипации магнитного потока по сравнению с ожидаемой из степенной зависимости. Анализ магнитной конфигурации показал, что все эти области принадлежат классу униполярных AO. На рис. 2.7 AO униполярного класса показаны красными кружками.

Стоит повторить, что для данных АО пиковый магнитный поток не наблюдался, а указанное значение максимального магнитного потока соответствует его величине на начало наблюдений. Этот факт не отменяет вывода о чрезмерно низкой скорости диссипации в данных АО. В самом деле, истинная величина пикового магнитного потока не может быть меньше использованного значения максимального магнитного потока. Точка, соответствующая истинному значению, на рис. 2.7. оказалась бы сдвинута вправо по оси ординат, и стала бы еще дальше от общей зависимости.



Рисунок 2.7 — Распределение «максимальный магнитный поток — скорость диссипации магнитного потока» для всех анализируемых АО. Черной линией показана линейная регрессия по данным рис. 2.4. Красными кружками выделены униполярные АО, серыми — АО остальных классов.

Можно заметить, что АО с низкой скоростью диссипации расположены в достаточно узком диапазоне максимального значения магнитного потока (примерно $2 - 8 \cdot 10^{21}$ Мкс). Данный факт, возможно, является признаком существования «характерного» размера, обеспечивающего дополнительную стабилизацию АО, как это предполагалось в работах [Dmitrieva, Kopecký, Kuklin, 1968; Bumba, Ranzinger, Suda, 1973]. На рис. 2.8 приведена зависимость между величиной максимального магнитного потока и относительной скоростью диссипации (скорость потери магнитного потока, отнесенная к максимальному значению магнитного потока). Другими словами, это та доля максимального магнитного потока, которую AO теряет за единицу времени. Из этой величины можно грубо оценить продолжительность диссипации AO (при предположении о линейном характере потери магнитного потока). К примеру, продолжительность фазы диссипации для эфемерных областей потока 5 · 10²⁰ Мкс составит около 100 часов, а для медленно диссипирующих униполярных AO превысит время одного солнечного оборота.



Рисунок 2.8 — То же, что и на рисунке 2.7, но на оси ординат отложена скорость диссипации, отнесенная к пиковому магнитному потоку AO.

Модель турбулентной эрозии [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997] дает вывод о том, что в ходе процесса диссипации площадь, занимаемая пятнами AO, убывает не по линейному закону, а по параболическому. Скорость потери площади при этом спадает со временем. Если предположить наличие такой же параболической зависимости для функции убывания магнитного потока со временем, то факт существования медленно диссипирующих униполярных AO мог бы быть объяснен их большим изначальным размером. При этом предположении медленно диссипирующие AO были бы остатками неких крупных AO после прохождения одного солнечного оборота.

На рис. 2.9 приведены изображения в белом свете для двух АО, выбранных так, что они имеют близкие значения магнитного потока в пике (левые панели). На средней панели изображены рекуррентные AO, соответствующие им после одного солнечного оборота. Заметно существенное различие между этими AO: в то время как AO NOAA 12683 (рекуррентная для NOAA 12674) включает в себя пятно, от AO NOAA 12241 спустя один оборот осталась только пора. Спустя еще один оборот (правая панель) только AO NOAA 12674 имеет видимый рекуррентный остаток в виде поры.



Рисунок 2.9 — Изображения в белом свете для двух АО с близким значением максимального магнитного потока (левая панель) и соответствующих им рекуррентных АО после одного и двух солнечных оборотов (средняя и правая панели соответственно).

Несмотря на полученную зависимость на рис. 2.4, время жизни АО не определяется однозначно максимальным магнитным потоком АО. На рис. 2.10 показаны графики зависимости магнитного потока от времени для пяти различных АО. Одинаковым цветом выделены значения для исходной АО и соответствующих ей рекуррентных. Графики выровнены так, чтобы максимальная величина магнитного потока для каждой исходной АО приходилась на момент t = 0. Несмотря на то, что все АО имеют близкие величины магнитного потока в пике, спустя один солнечный оборот поток оставшихся рекуррентных АО различается в несколько раз, а АО NOAA 12216 вообще не оставила рекуррентного остатка. Спустя еще один оборот только АО NOAA 12674 и NOAA 12673 сохранились в виде рекуррентных остатков. Интересен тот факт, что диссипация обоих рекуррентных остатков после двух оборотов имеет схожий характер: пологое «плато» с очень низкой скоростью диссипации, за которым следует переход (показан красными стрелками) к быстрой потере магнитного потока со скорым исчезновением АО. Величина магнитного потока на «плато» для двух АО выглядит очень близкой, несмотря на существенно отличающиеся значения оборотом ранее. Из вышесказанного можно сделать следующий вывод: величина максимального магнитного потока не является единственным фактором, влияющим на продолжительность фазы диссипации АО. Медленно диссипирующие АО должны иметь некий дополнительный механизм, обеспечивающий подавление потери магнитного потока и стабилизирующий АО.



Рисунок 2.10 — Графики зависимости магнитного потока от времени для пяти АО и их рекуррентных остатков. Рекуррентные АО выделены одинаковым цветом. Графики выровнены так, чтобы максимальная величина магнитного потока приходилась на момент t = 0. Красными стрелками показан момент перехода к быстрой диссипации.

Ниже, в главе 4, будет показано, что численный анализ униполярных AO как остатков крупных AO в рамках модели турбулентной эрозии дает неадекватно высокое значение пикового магнитного потока, которым должна обладать исходная AO.

2.6 Выводы к главе 2

На основе данных SDO/HMI для 241 эфемерных областей и 669 AO были выявлены следующие закономерности:

– Большая часть АО подчиняется степенной зависимости между скоростью диссипации магнитного потока и максимальным магнитным потоком. При выражении величины DR в Мкс/ч, а Ф_{max} – в Мкс и подстановке численных значений, зависимость имеет вид:

$$DR = 1.50 \cdot 10^4 \, \Phi_{max}^{0.70}. \tag{2.14}$$

- Наиболее часто, большие АО теряют меньшую долю своего потока за единицу времени по сравнению с малыми АО.
- Ведущая и хвостовая полярности показывают схожую зависимость между скоростью диссипации и максимальным магнитным потоком.
- Сравнение скоростей диссипации и всплытия магнитного потоков показывают, что скорость всплытия всегда превосходит скорость диссипации и подчиняется степенному закону с меньшим показателем степени (0.48 для всплытия и 0.70 для диссипации). Различие в законах показывает, что данные процессы управляются разными механизмами.
- Существует кластер АО, имеющих пониженную скорость диссипации.
 Данный кластер состоит только из униполярных АО (однако не все униполярные АО входят в этот кластер). Максимальный магнитный поток АО внутри кластера лежит в диапазоне 2 8 · 10²¹ Мкс.

Глава 3. Связь между скоростью диссипации и различными параметрами активных областей

В главе 2 было показано наличие кластера униполярных AO, демонстрирующих скорость диссипации заметно меньшую, чем это ожидалось бы из степенного закона (опираясь на величину магнитного потока в этих AO). Возможно наличие некоторого дополнительного механизма, обеспечивающего стабилизацию магнитного потока таких AO. С целью выявления такого механизма в данной главе рассмотрена взаимосвязь между скоростью диссипации потока и другими величинами: электрическими токами в AO и ультрафиолетовым излучением над пятнами AO. Третья глава диссертационного исследования базируется на работах [Fursyak, Plotnikov, 2022; Плотников, 2024]. При расхождениях нужно опираться на исправления, изложенные в [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023b].

3.1 Скорость диссипации магнитного потока и электрические токи в активных областях

Электрические токи в солнечной атмосфере неразрывно связаны с магнитными полями [Прист, 1985]. В нерелятивистском приближении магнитные поля могут генерироваться исключительно электрическими токами. Наряду с этим, изменяющиеся во времени магнитные поля приводят к возникновению электрических полей, а вместе с ними и токов. Поэтому данные явления должны изучаться в комплексе. Однако измерение электрических токов в солнечной атмосфере является значительно более трудным по сравнению с измерением магнитных полей (см., к примеру, обзор [Fleishman, Pevtsov, 2018]) и на данный момент весьма ограничено.

Ранние модели диссипации солнечных пятен в качестве основного ее механизма рассматривали омическую (за счет джоулевых потерь) диссипацию. Конечная проводимость плазмы приводит к постепенному угасанию электрических токов, поддерживающих магнитное поле AO, что в конечном итоге заканчивается ее исчезновением. Более подробно эти модели будут рассмотрены в 4.1.1.

В работе [Абраменко, Гопасюк, Огирь, 1988] было показано, что плотность вертикальной компоненты электрического тока в среднем спадает по мере диссипации АО. Вместе с ней уменьшается и «степень токовости» — отношение плотности вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте напряженности магнитного поля. Однако в тоже время плотность тока реагирует даже на малые изменения в конфигурации солнечного пятна. Зачастую в процессе диссипации АО в белом свете становятся видны т.н. «яркие мосты» — области с повышенной (на фоне пятен) интенсивностью излучения, визуально делящие пятна на несколько частей. Ряд работ связывает их появление с нагревом плазмы, вызванным омической диссипацией протекающего в зоне моста электрического тока [Louis и др., 2021].

Согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, изменение магнитного поля вызывает появление электрических токов, стремящихся скомпенсировать это изменение. В ряде статей отмечается влияние электрических токов на процесс стабилизации и дестабилизации солнечных пятен [Spruit, 1981; Meytlis, Strauss, 1993; Solov'ev, Kirichek, 2014]. Крупномасштабные электрические токи могут за счет силы Ампера «поджимать» магнитную структуру пятна, препятствуя ее диффундированию в окружающую плазму спокойного Солнца [Абраменко, Гопасюк, Огирь, 1988]. Однако присутствует некоторый недостаток статистических работ, направленных на проверку этого положения, особенно с использованием современных данных высокого разрешения. В данной главе приводится анализ выборки из 46 диссипирующих АО различных классов. Важно отметить, что в разделе 3.1 все формулы приводятся в системе единиц СИ, как более распространенной в физике Солнца для анализа токов.

3.1.1 Измерение вертикальных локальных и крупномасштабных электрических токов в активной области

Для вычисления параметров были использованы 46 AO, наблюдавшихся инструментом SDO/HMI (п. 1.8.1), из которых 27 являлись униполярными. Данные SDO/HMI использовались в формате SHARP Cylindrical Equal-Area (CEA) — автоматически выделенных патчей AO, с преобразованием декартовых координат в цилиндрические (гелиографические) координаты [Bobra и др., 2014]. В патчах помимо информации о компонентах вектора магнитного поля предоставляются также маски *bitmap* (пиксели, относящиеся к когерентной магнитной структуре AO) и *conf_disambig* (пиксели, в которых с высокой степенью надежности производится устранение 180-градусной неопределенности). Вычисление токов производилось только в пикселях, принадлежащих обоим маскам.

Согласно закону Ампера:

$$\mu_0 \vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{B},\tag{3.1}$$

где μ_0 обозначает магнитную проницаемость вакуума, а \vec{j} – вектор плотности электрического тока.

Вертикальная компонента электрического тока может быть выражена как:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0^2} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right)$$
(3.2)

Дифференцирование на пиксельных картах может быть затруднено из-за появления паразитных шумовых градиентов при взятии разности значений в двух соседних пикселях. Более корректным будет использование интегрирования. Выражение 3.2 может быть с помощью формулы Стокса преобразовано к интегралу по контуру [Rayrole, Semel, 1970; Абраменко, Гопасюк, 1987; Fursyak, 2018]:

$$(j_z)_{i,j} = \frac{1}{\mu_0^2} \oint_L \left(\vec{B_t}, \vec{dl} \right), \qquad (3.3)$$

где L – замкнутый прямоугольный контур вокруг пикселя с координатами (i, j), $\vec{B_t}$ – поперечная к лучу зрения компонента магнитного поля.

Также интерес представляет крупномасштабный электрический ток в AO. Магнитное поле в фотосфере может быть разложено на две компоненты: потенциальную (генерируемую электрическими токами в других слоях) и непотенциальную (порождаемую наличием электрических токов в фотосфере). Таким образом, существование крупной вихревой структуры магнитного поля, выявление которой описано ниже, будет говорить о протекании крупномасштабных электрических токов.

Процедура вычисления крупномасштабного электрического тока подробно описана в работе [Fursyak, Kutsenko, Abramenko, 2020]. Из распределения B_z
рассчитывалось магнитное поле в потенциальном приближении (использовался код [Sakurai, 1982]). Наблюдаемая поперечная компонента магнитного поля в каждом пикселе раскладывалась на две составляющие: параллельную потенциальному магнитному полю и перпендикулярную ему $B_{t\perp}$. Далее вручную в зоне вокруг пятна выделялся контур так, чтобы поле $B_{t\perp}$ внутри него образовывало четкую вихревую структуру, а снаружи контура было распределено хаотически. Крупномасштабный электрический ток вычислялся как суммирование по пикселям, лежащим внутри контура C:

$$I_{distr} = \sum_{C} (j_z)_{i',j'} s_{pix}, \qquad (3.4)$$

Где $(j_z)_{i',j'}$ — величина j_z в пикселе с координатами i' и j', а s_{pix} — площадь пикселя.

Для сопоставления со скоростью диссипации магнитного потока требуется вместо пространственно-распределенных величин использовать величину, усредненную по всей АО — среднюю беззнаковую плотность вертикального электрического тока:

$$\langle |j_z|\rangle = \frac{\sum \left| (j_z)_{i,j} \right|}{N_{pix}},\tag{3.5}$$

где суммирование производится по пикселям, принадлежащим обоим маскам *bitmap* и *conf_disambig*. N_{pix} равняется количеству таких пикселей.

3.1.2 Статистическая зависимость между скоростью диссипации и электрическими токами

На рис. 3.1 показана диаграмма рассеяния между усредненной по времени плотностью вертикального электрического тока и скоростью диссипации магнитного потока. Несмотря на сильное рассеяние, прослеживается корреляция между величинами. В то же время, нельзя однозначно сказать, каким образом наличие локальных вертикальных электрических токов влияет на скорость диссипации пятна. Возможно, большие токи могут быть следствием больших по величине магнитных потоков в AO, что подразумевает более высокую скорость диссипации.



Рисунок 3.1 — Диаграмма рассеяния между усредненной по времени средней плотностью вертикального электрического тока и скоростью диссипации магнитного потока. Штриховой линией показана линейная регрессия.

Зависимость между усредненным по времени крупномасштабным электрическим током и скоростью диссипации магнитного потока показана на рис. 3.2. Горизонтальными отрезками показаны оценки ошибок вычисления величины. Можно заметить, что в подавляющем большинстве случаев величина крупномасштабного тока не превышает по модулю 10¹³ А.

В основной части АО крупномасштабный электрический ток не отличается от нулевого значения в пределах ошибки вычисления. Однако в некоторых АО величина оказывается явно ненулевой (такие АО показаны на рис. 3.3. Можно заметить, что скорость диссипации в таких АО не превышает $1.25 \cdot 10^{19}$ Мкс/ч. Таким образом, можно предположить, что крупномасштабный электрический ток может являться одним из механизмов, обеспечивающих стабилизацию АО. В то же время, он не может являться единственным механизмом, т.к. наблюдались и АО, в которых низкая скорость диссипации не сопровождалась существованием крупномасштабного тока.



Рисунок 3.2 — Диаграмма рассеяния между усредненной по времени величиной крупномасштабного электрического тока и скоростью диссипации магнитного потока. Вертикальная штриховая линия соответствует нулевому значению крупномасштабного электрического тока.

3.2 Ультрафиолетовое излучение в активной области и связь его интенсивности со скоростью диссипации магнитного потока

Внешние слои атмосферы Солнца (хромосфера и корона) являются более нагретыми по сравнению с фотосферой. Ряд исследователей [Heyvaerts, Schatzman, 1980; Kuperus, Ionson, Spicer, 1981; Прист, 1985; Schrijver, Aschwanden, 2002; Judge и др., 2024] полагают, что магнитное поле является «каналом», по которому кинетическая энергия частиц может транспортироваться из конвективной зоны в эти слои, приводя к их последующему нагреву. Подфотосферные движения могут приводить к закрутке силовых жгутов и накачке дополнительной магнитной энергии [Gold, Hoyle, 1960], которая впоследствии может рассеиваться виде тепловой [Parker, 1983].

Многие наблюдательные работы подтверждают взаимосвязь между магнитным потоком AO и интенсивностью излучения спектральных линий, формируемых в верхних слоях солнечной атмосферы: Ca II K [Skumanich, Smythe, Frazier, 1975], He II [Schrijver, 1987], O V и Fe XVI [Fludra, Ireland, 2002], Fe XVIII [Warren, Winebarger, Brooks, 2012]. В перечисленных работах была выявлена



Рисунок 3.3 — То же, что и на рис. 3.2, но показаны только AO, в которых крупномасштабный электрический ток отличается от нулевого значения даже с учетом ошибки вычисления. Горизонтальной штриховой линией показана максимальная скорость диссипации для этой подвыборки.

степенная зависимость между полным беззнаковым магнитным потоком АО и интегральной интенсивностью излучения АО в указанной спектральной линии.

Ввиду того, что начало процесса диссипации для медленно диссипирующих AO, упомянутых в параграфе 2.5, не наблюдается (AO выходит из-за лимба уже в фазе диссипации), представляет интерес изучение их поведения за солнечным лимбом. Для этих целей возможно использовать данные космических обсерваторий, способных наблюдать Солнце с ракурсов, существенно отличающихся от земного. Annapat Solar Orbiter [Müller и др., 2013] с помощью инструмента Polarimetric and Helioseismic Imager (PHI; [Solanki и др., 2020]) способен давать данные о магнитном поле в AO, однако его наблюдения покрывают интервал с 2020 года и не являются непрерывными и однородными. Для анализа более раннего временного интервала пригодны аппараты Solar TErrestrial RElations Observatory (STEREO; [Kaiser и др., 2008]), которые также позволяют наблюдать Солнце с других ракурсов, но не несут на борту приборов для получения магнитограмм AO.

В работе [Ugarte-Urra и др., 2015] с помощью данных STEREO для некоторых АО были построены непрерывные графики долговременной (до 80 дней) вариации УФ-излучения в спектральной линии Не II 304 Å. Как упоминалось выше, за счет известной степенной зависимости эта величина может быть пересчитана в величину беззнакового магнитного потока АО. Исходя из этого, можно предполагать, что УФ-излучение может применяться для изучения диссипации магнитного потока униполярных АО на длительных временных масштабах.

Однако при попытке провести подобное исследование визуальный анализ показал, что УФ-излучение над униполярными АО значительно ослаблено (рис. 3.4). В определенных случаях в зоне около пятна вообще не наблюдалось УФ-излучения, заметно выделяющегося на уровне фона. Разумеется, данный факт затрудняет использование УФ-излучения для оценки магнитного потока таких АО.

В данном разделе описана статистическая проверка дефицита УФ-излучения в униполярных АО. Также интерес представляет вопрос, связан ли такой дефицит с низкой скоростью диссипации магнитного потока в АО.





Рисунок 3.4 — Магнитограмма продольной компоненты магнитного поля (слева) и изображение в линии 304 Å (справа) АО NOAA 11599, наблюдавшейся 2012/10/31 в 06:00 UT. Размер патча в гелиографических координатах 10.75° × 14.46°. Заметно, что малый биполярный элемент в нижней части карты генерирует УФ-излучение, значительно превышающее излучение от крупного униполярного элемента в верхней части карты.

3.2.1 Измерение интенсивности излучения АО в УФ диапазоне

Для работы были использованы данные инструментов SDO/HMI (см. п. 1.8.1) и SDO/AIA.

SDO/AIA представляет собой связку четырех телескопов диаметром 20 см и фокусным расстоянием 4.125 м каждый, позволяющих одновременно наблюдать весь солнечный диск с пространственным разрешением в 1.5 угловых секунды и интервалом в 12 секунд. Пространственный сэмплинг составляет 0,6 угловых секунд на пиксель. Формат детекторов 4096 × 4096 пикселей. На каждом из телескопов установлено по два узкополосных фильтра, что позволяет наблюдать Солнце в семи УФ каналах, центрированных относительно некоторых линий: Fe XVIII (94 Å), Fe VIII, Fe XXI (131 Å), Fe IX (171 Å), Fe XII, Fe XXIV (193 Å), Fe XIV (211 Å), He II (304 Å) и Fe XVI (335 Å). Один из телескопов регистрирует изображение в линии C IV (1600 Å) и в континууме на длине волны 1700 Å. Также производится регистрация изображения в видимом свете (4500 Å) для выравнивания относительно изображений с других инструментов. Таким образом, инструмент позволяет получать информацию с уровней, расположенных в пределах температур от $6 \cdot 10^4$ K до $2 \cdot 10^7$ K. Подробное описание инструмента приводится в работе [Lemen и др., 2012].

Данные HMI использовались в формате SHARP CEA. Для каждой AO выбирались патчи, координаты которых удалены от центрального меридиана не более, чем на 60 градусов. Интервал между записями патчей составлял 6 часов.

Для каждого выбранного патча бралась наиболее близкая по времени карта AIA. Использовался канал 304 Å, соответствующий линии He II, формирующейся в нижней части переходного слоя. Изображение AIA содержит фильтрограмму полного диска Солнца на определенной длине волны. Для сопоставления карт HMI и AIA изображение AIA было преобразовано в гелиоцентрические координаты, после чего из него вырезался прямоугольный участок, по координатам соответствующий патчу SHARP CEA.

Проанализировано 617 AO, наблюдавшихся с 2010 по 2017 годы. Униполярными являлись 87 AO из выборки. Стоит отметить, что в некоторых AO небольшие биполярные элементы могут давать УФ-излучение, заметно превышающее излучение над пятнами (см. пример на рис. 3.4). Таким образом, интегральная интенсивность УФ-излучения от всего патча не может быть исВ связи с этим исследовалось УФ-излучение только в зоне пятна и его ближайших окрестностей, для чего применялась маска, вычисленная следующим образом. Для всех пятен, принадлежащих АО, вычислялся эффективный радиус:

$$r_{eff} = \sqrt{\frac{S}{\pi}},\tag{3.6}$$

где S – площадь пятна в пикселях, вычисленная как площадь внутри изолинии с интенсивностью излучения в белом свете ниже, чем 0.65 от интенсивности спокойного Солнца. Другими словами, r_{eff} – радиус круга, по площади равного пятну. Маска определялась как круг радиусом $5r_eff$ с центром в принадлежащем пятну пикселе с наименьшей интенсивностью белого света. Окончательная маска определялась как дизъюнкция (объединение) всех масок пятен, принадлежащих АО. Пример выделения маски показан на рис. 3.5.



Рисунок 3.5 — Магнитограмма продольной компоненты магнитного поля (слева) и изображение в линии 304 Å (справа) АО NOAA 11484, наблюдавшейся 2012/05/20 в 12:00 UT. Размер патча в гелиографических координатах 10.06° × 20.38°. Зеленой линией показана выделенная маска.

Величина магнитного потока вычислялась как:

$$\Phi = \sum_{P} \left| B_r \Delta S \right|, \tag{3.7}$$

где B_r — радиальная компонента магнитного поля в пикселе, ΔS — элемент площади, соответствующий пикселю, P — пиксели, принадлежащие патчу. Для снижения влияния артефактов инструмента суммировались только значения B_r , по модулю превышающие 600 Мкс · см⁻² [Norton и др., 2017]. (Следует отметить, что в упомянутой статье использовался порог в 575 Мкс · см⁻²). Интенсивность излучения вычислялась как:

$$I = \sum_{M} I_{AIA},\tag{3.8}$$

где I_{AIA} — интенсивность излучения в пикселе карты AIA после пересчета в цилиндрические координаты, M — пиксели, принадлежащие маске. Поскольку площадь, занимаемая маской, явно зависит от площади пятен и из-за этого может меняться, то уместно ввести плотность УФ-излучения (интенсивность на единицу площади):

$$i = \frac{I}{N_M},\tag{3.9}$$

где N_M — количество пикселей в маске. Таким образом, для каждой AO получается три ряда величин, зависящих от времени: $\Phi(t), I(t), i(t)$.

3.2.2 УФ излучение в активных областях различной морфологии

На рис. 3.6 показана диаграмма рассеяния между плотностью УФ-излучения i и полным беззнаковым магнитным потоком Ф в АО. Одна точка на графике соответствует одной паре карт УФ-излучения и магнитного поля. Оранжевым цветом выделены наблюдения, принадлежащие униполярным АО, синим — АО остальных классов. Из графика становится понятно, что вид распределений заметно различается: в то время, как для униполярных АО плотность УФ-излучения возрастает с ростом магнитного потока АО (коэффициент корреляции между логарифмами величин 0.49), то для АО остальных классов эта величина практически не зависит от магнитного потока области (коэффициент корреляции между логарифмами величин равен 0.11). При этом облако точек, соответствующих униполярным АО, располагается на графике ниже точек, принадлежащих АО остальных классов.

Средняя плотность излучения для униполярных AO составляет 0.32 отсчета на пиксель, в то время как для AO остальных классов эта величина равна 0.68 отсчетов на пиксель. Среднеквадратические отклонения для множеств равны 0.16 и 0.35 отсчетов на пиксель соответственно. Подтверждает предположение о том, что эти величины имеют различные распределения, и критерий Колмогорова—Смирнова: статистика *D* составляет 0.58 и во много раз превышает критическое значение 0.05.

При подстановке численных значений аппроксимация между значениями плотности УФ-излучения и магнитного потока для униполярных АО имеет вид:

$$i = 2.53 \cdot 10^{-11} \Phi^{0.46}, \tag{3.10}$$

где величина i выражена в отсчетах на пиксель, а Φ – в Мкс.



Рисунок 3.6 — Диаграмма рассеяния между плотностью УФ-излучения и полным беззнаковым магнитным потоком АО. Одна точка соответствует одной магнитограмме. Оранжевым цветом показаны униполярные АО, синим цветом — АО остальных классов. Аппроксимация между значениями для униполярных АО выделена сплошной черной линией, для АО остальных классов пунктирной.

Возможной причиной пониженной плотности УФ-излучения над пятнами в униполярных АО могут являться различия в геометрической конфигурации магнитных силовых линий (по сравнению с АО других морфологических классов). В биполярных и мультиполярных АО магнитные петли зачастую замыкаются на близлежащих пятнах протовоположной полярности, из-за чего они могут иметь больший наклон по отношению к нормали к поверхности (по сравнению с петлями в униполярных АО). Различия в наклоне петель могут приводить и к различиям в плотности УФ-излучения. Дело в том, что формирование спектральных линий происходит в ограниченном диапазоне высот, и плотность излучения будет зависеть в том числе и от того, насколько протяженный участок магнитного жгута лежит в пределах этого диапазона.

3.2.3 Излучение в УФ диапазоне и скорость диссипации

Для сопоставления плотности излучения со скоростью диссипации магнитного потока была вычислена величина $\langle i \rangle$ — осреднение по времени для ряда i(t). Скорости диссипации магнитного потока для различных АО были взяты из результатов гл. 2.

На рис. 3.7 изображена диаграмма рассеяния между $\langle i \rangle$ и скоростью диссипации DR. Одна точка на графике соответствует одной AO. Т.к. выборки в этой главе и в главе 2 не совпадают, на графике отображены только 258 АО, попавшие в обе выборки. Так же, как и на рис. 3.6, униполярные АО обозначены оранжевым цветом, АО остальных классов — синим. Коэффициент корреляции между логарифмами величин составляет 0.54. Наличие корреляции не вызывает противоречия с предыдущим выводом о том, что плотность УФ-излучения в биполярных и мультипоряных АО слабо варьируется. В самом деле, если разбить эти выборки по классам, то обнаружится, что для униполярных АО коэффициент корреляции между логарифмами плотности УФ-излучения и скоростью диссипации магнитного потока составит 0.41, а для АО остальных классов — 0.23. То есть, для AO остальных классов плотность УФ-излучения над пятнами слабо варьируется также и с изменением скорости диссипации магнитного потока (которая связана степенной зависимостью с максимальным магнитным потоком в АО). Наличие же корреляции для всей выборки вызвано в значительной доле тем фактом, что униполярные АО имеют меньшие в среднем как плотность УФ-излучения, так и скорость диссипации.

3.3 Выводы к главе 3

Усредненная плотность вертикального электрического тока в AO коррелирует со скоростью диссипации магнитного потока в AO.



Рисунок 3.7 — Диаграмма рассеяния между средней плотностью УФ-излучения и скоростью диссипации магнитного потока. Одна точка соответствует одной АО. Оранжевым цветом показаны униполярные АО, синим цветом – АО остальных классов.

Ненулевые крупномасштабные электрические токи были обнаружены только в АО с низкой скоростью диссипации. В то же время они не могут являться единственным механизмом стабилизации АО, т.к. существуют и АО с низкой скоростью диссипации без наличия крупномасштабных электрических токов.

Плотность УФ-излучения над пятнами в униполярных АО в среднем ниже, чем в АО остальных классов, и при этом зависит от магнитного потока АО. Ввиду этого, даже если вид соотношения из работы [Schrijver, 1987] (степенная зависимость между УФ-излучением, создаваемым АО и ее полным беззнаковым магнитным потоком) и будет сохраняться для униполярных АО, то коэффициенты соотношения будут отличаться от таковых для АО остальных классов. Это затрудняет использование данной зависимости для оценки магнитного потока униполярных АО, находящихся за лимбом. Однако вместо этого для оценки магнитного потока таких АО может быть использована зависимость из уравнения 3.10.

Причиной пониженной плотности УФ-излучения над пятнами в униполярных областях может являться более вертикальная ориентация магнитных силовых линий (по отношению к поверхности). При такой конфигурации в зоне формирования спектральной линии 304 Å будет лежать меньший участок магнитного жгута, чем это было бы для биполярных AO (в них магнитные петли лежат ближе к поверхности Солнца и из-за этого имеют больший наклон по отношению к нормали). Вместе с наличием явной зависимости между плотностью УФ-излучения и скоростью диссипации магнитного потока, данный факт может пролить свет на причины медленной потери потока в некоторых униполярных AO. Дефицит УФ-излучения над униполярными пятнами ставит новые вопросы касательно конкретного механизма этого явления.

Глава 4. Диссипация магнитного потока униполярных активных областей в рамках модели турбулентной эрозии

Существуют различные модели, описывающие процесс диссипации магнитного потока АО. Одной из них является модель турбулентной эрозии, которая хорошо согласуется с наблюдательными данными и широко применяется в современных работах в области солнечной физики. В этой главе диссертационной работы проведен анализ диссипации униполярных АО в рамках модели турбулентной эрозии с целью оценки времени их существования. Материалы данной главы базируются на результатах, изложенных в работе [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2024].

4.1 Механизмы диссипации магнитного потока в активных областях

В процессе развития солнечной физики было предложены различные версии относительно механизмов, обеспечивающих диссипацию магнитного потока в АО. Ниже приводятся некоторые из них.

4.1.1 Омическая диссипация

В ранних исследованиях основной причиной исчезновения солнечных пятен рассматривалась омическая (за счет электрического сопротивления) диссипация пятен. Электрическая проводимость солнечной плазмы хоть и является достаточно высокой, но при этом остается конечной, что приводит к постепенному затуханию электрических токов и исчезновению генерируемых ими магнитных полей. Каулинг [Cowling, 1946] использовал значение проводимости фотосферной плазмы в 10¹³ единиц СГСЭ для оценки времени диссипации типичного солнечного пятна. Им было получено значение около 300 лет, что на много порядков отличается от наблюдательных данных (для реальных пятен наблюдаемое время жизни ограничивается несколькими месяцами), из чего автором был сделан вывод о том, что всплытие и диссипация магнитного поля активной области не могут регулироваться исключительно электромагнитными эффектами, а опираются скорее на движения солнечной плазмы.

В работе [Gokhale, Zwaan, 1972] была произведена попытка аналитического описания модели солнечного пятна, в том числе был рассмотрен и процесс диссипации. Авторами была оценена зависимость проводимости плазмы от глубины слоев по формуле, предложенной в статьях [Kopecký, Kuklin, 1966] и [Henoux, 1969], и они получили результат на несколько порядков меньше — 10^{10} единиц СГСЭ. В таком случае продолжительность диссипации пятна составляла уже порядка одного года, что значительно лучше соответствовало результатам наблюдений.

Также в работе [Gokhale, Zwaan, 1972] была предложена модель диссипации солнечного пятна. В их подходе предполагалось, что основным механизмом потери магнитного потока является омическая диссипация, а турбулентные движения вносят незначительный вклад. Для объяснения наблюдаемой резкой границы солнечных пятен предполагалось, что магнитное поле резко спадает в тонкой кольцеобразной области вокруг пятна (авторы назвали эту область токовым слоем). Убывание площади пятна в таком случае происходило линейно во времени, при этом толщина токового слоя также убывала пропорционально радиусу. Однако для поддержания малой толщины слоя на конечных этапах диссипации требовалось наличие радиальных потоков, направленных к центру пятна (что не подтверждается наблюдениями). Из-за этого модель не получила широкого практического применения.

4.1.2 Турбулентная диффузия

Некоторые исследователи [Sweet, 1950; Rädler, 1968] предположили, что наличие турбулентных движений плазмы повышает коэффициент диффузии среды, что приводит к ускорению диссипации магнитного потока в ней. В то же время, открытым стоял вопрос о влиянии самого магнитного поля на турбулентные движения. Л. Кит и А. Цинобер [Kit, Tsinober, 1971] экспериментальным путем обнаружили, что сильное магнитное поле приводит к появлению анизотропии в турбулентных движениях плазмы (направление вдоль магнитного поля становится «выделенным»). На основании этого в работах [Meyer и др., 1974] и [Krause, Rüdiger, 1975] была рассмотрена двумерная геометрия и предложена модель, в которой диссипация солнечных пятен вызвана диффузией, повышенной за счет турбулентных движений солнечной плазмы. При этом предполагалось, что турбулентная скорость (а с ней и добавка к коэффициенту диффузии) несколько снижается из-за наличия магнитного поля, однако остается одинаковой как внутри магнитной трубки, так и снаружи.

Модель, также как и упомянутая в 4.1.1, подразумевает, что площадь пятен будет уменьшатся линейно со временем. Другим следствием является линейная зависимость между максимальной площадью пятна и его временем жизни, что согласуется с эмпирическим правилом Гневышева-Вальдмайера (уравнение 2.1). Однако некоторые другие теоретические выводы не соответствуют наблюдениям: согласно модели, магнитные трубки должны становиться «размытыми», а магнитное поле в центре пятна уменьшаться в процессе диссипации. Несмотря на эти разногласия, модель достаточно широко использовалась при описании процессов диссипации АО на протяжении более 20 лет. Впоследствии к модели турбулентной диффузии были предложены некоторые уточнения. Так, в работе [Ivanov, Maksimov, 1978] выдвинуто предположение, что диффузия подавляется не одинаково на протяжении диссипации пятен. В статье [Solovev, 1991] было предположено, что на финальных стадиях диссипации, когда размер пятна приближается к размеру солнечной гранулы, действие турбулентной диффузии на оставшуюся магнитную трубку изменяется, что приводит к замедлению процесса диссипации. В работе [Rüdiger, Kitchatinov, 2000] был проведен анализ влияния магнитного поля на коэффициент диффузии в рамках трехмерной геометрии задачи, что привело к уточнению численных выводов модели.

4.1.3 Турбулентная эрозия

Как было упомянуто в 4.1.1, Каулингом был сделан вывод о том, что диссипация магнитного потока в солнечной атмосфере должна опираться на движение плазмы. В статье [Simon, Leighton, 1964] было высказано пред-

положение, что внешние слои пятна эрозионно отрываются конвективными движениями масштаба супергранул.

Теория была развита в работе [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997]. Ими было внесено предположение о том, что магнитное поле блокирует турбулентные движения, и в коэффициент диффузии была внесена зависимость от напряженности магнитного поля. В таком случае, распад вследствие диффузии испытывает не вся магнитная структура пятна, а только граница магнитной трубки, conpukacaющаяся с внешней немагнитной средой. Плазма спокойного Солнца «отрывает» и уносит элементы магнитного поля, тем самым приводя к диссипации магнитного потока в магнитной трубке (и соответствующей АО). В отличие от модели турбулентной диффузии, где площадь, занимаемая пятном, падает линейно со временем, в модели эрозии площадь падает параболически, что подтверждается рядом наблюдательных работ [Petrovay, van Driel-Gesztelyi, 1997; Dacie и др., 2016; Švanda и др., 2021]. В настоящее время модель турбулентной эрозии широко применяется для изучения диссипации пятен на Солнце и других звездах [Rempel, Cheung, 2014; Strassmeier, 2009; Bradshaw, Hartigan, 2014].

Стоит отметить, что в данной главе упомянуты не все предполагаемые механизмы диссипации магнитного потока. В различных статьях также рассматривались такие механизмы, как подфотосферное разделение магнитных трубок («модель спагетти», [Parker, 1979]), представление пятна как фрактального кластера магнитных трубок [Zelenyi, Milovanov, 1992], нагрев плазмы внутри магнитной трубки за счет теплопроводности [Cowling, 1946; Tlatov, 2023], однако данные представления получили меньшее распространение.

4.2 Модель турбулентной эрозии

В работе [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997] была аналитически рассмотрена диссипация цилиндрически-симметричной магнитной трубки, равномерно заполненной магнитным полем B_0 , направленным вдоль оси симметрии. Уравнение диффузии в таких координатах будет иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} (rB) = \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mathbf{v} \frac{\partial B}{\partial r} \right], \qquad (4.1)$$

где ν обозначает коэффициент магнитной диффузии.

Основной идеей модели турбулентной эрозии является предположение о том, что магнитное поле блокирует турбулентные движения. Для коэффициента магнитной диффузии была предложена следующая зависимость:

$$\mathbf{v}(B) = \frac{\mathbf{v}_0}{1 + |B/B_e|^{\alpha_{\mathbf{v}}}},\tag{4.2}$$

где \mathbf{v}_0 – коэффициент магнитной диффузии в спокойном Солнце, а B_e и $\alpha_{\mathbf{v}}$ являются параметрами модели.

Уравнение 4.1 в таком предположении имеет т.н. «эрозионное решение», с тонким кольцевым фронтом магнитной диффузии (по терминологии из статьи [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997]), равномерно стягивающимся к центру трубки. При этом в области, окруженной фронтом магнитной диффузии распределение магнитного поля остается неизменным, а вне него магнитное поле быстро спадает при удалении от трубки. Качественно это может быть интерпретировано так: турбулентные движения «отрывают» малые магнитные элементы от внешней границы трубки и уносят их прочь, тем самым приводя к эрозии трубки с постепенной диссипацией ее магнитного потока (данная интерпретация, очевидно, не является цилиндрически-симметричной и приведена только в целях более наглядного описания картины).

В рамках модели скорость движения фронта магнитной диффузии (скорость уменьшения радиуса трубки) регулируется как магнитным полем внутри трубки, так и параметрами среды. В работе [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997] приводится следующая оценка этой зависимости:

$$w \sim \frac{B_e}{B_0} \frac{\nu_0}{r_0} \tag{4.3}$$

Можно заметить, что скорость уменьшения радиуса зависит не только от магнитного поля внутри трубки, но и от ее начального размера. Этот эффект может быть объяснен наличием в пространстве вокруг трубки остатков, вырванных наружу эрозией и снижающих градиент магнитного поля с внешней средой, тем самым уменьшающих интенсивность диффузионных процессов [Petrovay, Martínez Pillet, van Driel-Gesztelyi, 1999].

4.3 Параболический закон уменьшения площади магнитной трубки

Как следует из модели турбулентной эрозии, площадь, занимаемая магнитной трубкой, будет зависеть от времени как:

$$A = A_0 - 2\sqrt{\pi A_0}wt + \pi w^2 t^2, \tag{4.4}$$

где A_0 обозначает площадь сечения трубки на момент начала диссипации (максимальную площадь сечения трубки).

Производная от этого выражения будет соответствовать скорости уменьшения площади сечения трубки:

$$\dot{A} = -2\sqrt{\pi A_0}w + 2\pi w^2 t \tag{4.5}$$

В момент:

$$t = T = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{A_0}{\pi}} \tag{4.6}$$

величина A обратится в ноль, и трубка прекратит свое существование. Величину T можно обозначить как «время диссипации» магнитной трубки.

4.4 Оценка максимальной площади и времени диссипации магнитной трубки

В диссертационной работе был разработан описанный ниже метод для оценки времени диссипации и максимальной площади отдельных пятен.

Исходя из уравнения 4.4, описывающего скорость уменьшения площади сечения магнитной трубки в рамках модели турбулентной эрозии, можно сделать важный вывод: скорость уменьшения площади должна убывать по мере диссипации трубки. Таким образом, разная скорость диссипации у двух одинаковых (по площади) пятен может объясняться тем, что одно из пятен находится в фазе диссипации достаточно давно, а второе только начало терять свой магнитный поток. Как было сказано ранее, скорость уменьшения площади на любом этапе процесса диссипации будет определяться в том числе и начальными размерами магнитной трубки. Таким образом, для ранее описанных униполярных AO, демонстрирующих низкую скорость диссипации, могут быть оценены их начальные размеры и соответствующее время до полного исчезновения.

В самом деле, преобразуя выражение 4.3, получаем:

$$r_0 \sim \frac{B_e}{B_0} \frac{\mathbf{v}_0}{w} \tag{4.7}$$

Использование этого выражения позволяет оценить величину начального радиуса магнитной трубки из измеренной скорости уменьшения площади, занятой магнитной трубкой. Однако B_e и v_0 являются модельными параметрами, которые нельзя получить из наблюдений в рамках поставленной задачи, и от выбора их значений будет зависеть и точность оценки. Это препятствие можно обойти, если исключить эти параметры из рассмотрения, что может быть сделано сравнением двух магнитных трубок, принадлежащих разным AO.

Предположим, что получены скорости w_1 и w_2 для двух различных магнитных трубок. Тогда для соотношения их начальных радиусов будет выполняться:

$$\frac{r_{02}}{r_{01}} = \frac{w_1}{w_2} \frac{B_{01}}{B_{02}} \tag{4.8}$$

В таком случае, величина r_{02} может быть оценена как:

$$r_{02} = r_{01} \frac{w_1}{w_2} \frac{B_{01}}{B_{02}} \tag{4.9}$$

Переходя к площадям пятен, получаем:

$$A_{02} = A_{01} \left(\frac{w_1}{w_2} \frac{B_{01}}{B_{02}}\right)^2 \tag{4.10}$$

Зачастую момент пикового развития магнитной трубки может проходить за лимбом, и наблюдения начинаются уже во время фазы диссипации. Тогда для любого момента времени будет выполняться следующее выражение:

$$A(t) \leqslant A_0 \tag{4.11}$$

и можно получить оценку снизу для максимальной площади, занимаемой магнитной трубкой:

$$A_{02} \ge A_1(t) \left(\frac{w_1}{w_2} \frac{B_{01}}{B_{02}}\right)^2$$
 (4.12)

Используя выражение 4.6, продолжительность диссипации трубки до полного исчезновения можно оценить как:

$$T_2 \ge \frac{1}{w_2} \sqrt{\frac{A_1(t)}{\pi}} \frac{w_1}{w_2} \frac{B_{01}}{B_{02}}$$
 (4.13)

4.5 Измерение площади и периметра магнитного элемента

Для анализа использовались данные SDO/HMI (см. п. 1.8.1). Патчи SHARP CEA [Bobra и др., 2014] являются алгоритмически выделенными фрагментами магнитограмм, соответствующими AO. Вектор магнитного поля и его пространственное распределение пересчитаны в цилиндрические координаты, что позволяет избежать влияние эффекта проекции при удалении AO от центрального меридиана.

Анализируемый магнитный элемент выбирался как наибольшая (по количеству пикселей) односвязная область магнитограммы, окруженная изолинией с пороговым магнитным полем. Величина порогового магнитного поля была выбрана как 600 Мкс · см⁻², в соответствии с уровнем ошибки определения поперечного магнитного поля (Norton, 2017). Пример выделенного магнитного элемента показан на рис. 4.1.

Как можно понять из описания, метод подходит только для анализа униполярных АО, в которых можно легко выделить доминирующую магнитную структуру, соответствующую пятну. Вдобавок, сложности могут возникнуть при анализе АО, в которых появились яркие мосты, и магнитная трубка начала фрагментироваться. Для данной работы было выбрано 6 униполярных АО, которые за время наблюдений показывали равномерную диссипацию без фрагментации и появления ярких мостов (см. таблицу 2).

Площадь магнитного элемента вычислялась как количество пикселей, принадлежащих ему, умноженное на площадь пикселя. Периметр вычислялся с помощью алгоритма «четырех соседей» [Benkrid, Crookes, Benkrid, 2000]. Для каждого элемента с помощью карт с временным разрешением 1 час строилась зависимость площади и периметра от времени (рис. 4.2).

2016-04-25 15:58:42



Рисунок 4.1 — Пример выделенного магнитного элемента. Красной линией показан контур, соответствующий порогу в 600 Мкс · см⁻², синей линией — выделенный магнитный элемент.

Таблица 2 —	Даты	наблюдений	использовав-
шихся АО.			

Номер	Даты
NOAA	наблюдения (UT)
12246	$\fbox{2014/12/23\ 05:58-2015/01/01\ 08:58}$
12533	$\fbox{2016/04/21\ 19:58-2016/04/30\ 17:58}$
11591	$\fbox{2012/10/18} \texttt{22:}58 - \texttt{2012/10/21} \texttt{23:}58$
11649	$\fbox{2013/01/05\ 20:58-2013/01/13\ 21:58}$
11809	$\fbox{2013/08/04} 18:58 - 2013/08/10 14:58$
12348	$\left \begin{array}{c} 2015/05/15 08{:}58 - 2015/05/19 01{:}58 \end{array} \right $

Как упоминалось выше, величина *w* является скоростью, с которой уменьшается радиус пятна, поэтому из наблюдений она может быть оценена как:

$$\dot{A} = -\hat{w}P \tag{4.14}$$

В данном случае обозначение «с крышкой» подчеркивает, что величина получена из наблюдений.

Т.к. численное дифференцирование приводит к возрастанию шумов и большим ошибкам, выражение может быть преобразовано к интегральной фор-



Рисунок 4.2 — Зависимость площади (а) и периметра (б) от времени для пятна в АО NOAA 11591. (в) — линейная аппроксимация между изменением площади и кумулятивной суммой периметра. Наклон линейной аппроксимации (оранжевая прямая на правой панели) принимался в качестве величины \hat{w} .

ме:

$$A(t) - A(t_0) = -\hat{w} \int_{t_0}^t P dt$$
(4.15)

В случае дискретных величин уравнение преобразуется к виду:

$$A_n - A_0 = -\hat{w} \sum_{0}^{n} P_i \tag{4.16}$$

Вычисления в последовательные моменты времени дадут два ряда величин: изменение площади и кумулятивную сумму периметров (оси ординат и абсцисс соответственно на рис. 4.2в). Величина \hat{w} может быть найдена как наклон аппроксимирующей линейной функции между этими двумя рядами величин. Величина \dot{A} , скорость уменьшения площади магнитного элемента, вычислялась как наклон линейной аппроксимирующей функции для зависимости площади пятна от времени (график на рис. 4.2а). Величина B_0 вычислялась как максимальное магнитное поле в элементе на начало наблюдений.

4.6 Оценка времени диссипации солнечных пятен

В Таблице 3 приведены значения параметров, вычисленные для 6 униполярных АО. Можно заметить, что скорость уменьшения площади магнитных элементов отличается почти в 5 раз, при этом максимальная площадь элементов отличается значительно слабее (в 2.3 раз). Максимальное значение периметра элементов для всей выборки отличается в 1.8 раз.

Номер	Å,	Максимальная	\hat{w} ,	Максимальный	$B_0,$
NOAA	10^{-2} м.д.п./ч	площадь, м.д.п.	км/ч	периметр, 10^4 км	Гс
12246	2.56	66.94	1.44	6.65	2846
12533	3.66	85.92	1.76	8.08	3138
11591	6.97	95.95	2.69	9.00	3467
11649	8.27	66.68	4.86	8.14	2580
11809	9.68	41.27	6.96	5.31	2568
12348	12.61	77.80	5.13	9.70	2635

Таблица 3 — Значения параметров, полученные из наблюдений.

Используя выражения 4.12 и 4.13, а также принимая равными величину w (уравнение 4.3) и ее оценку \hat{w} (уравнение 4.16), можно сделать оценку снизу для величин максимальной площади и времени диссипации пятен. Для этого выражения требуется использование пары пятен, в которой одно из них будет являться опорным.

Вычисленные значения представлены в таблице 4 для трех опорных AO (разделены по колонкам). Использование трех различных AO в качестве опорных дает возможность сделать независимые друг от друга оценки.

Для трех АО, находящихся вверху таблицы 4, вычисления дают неадекватно высокие значения начальной площади и времени диссипации. К примеру, АО 12246 должна просуществовать более 2 лет, чтобы иметь такую низкую скорость потери площади (более того, это значение является лишь оценкой снизу). При этом ни одна из АО, изучавшихся в работе, не просуществовала более двух солнечных оборотов.

Из таблицы 4 можно заметить, что вычисленные значения максимальной площади и продолжительности диссипации магнитных элементов образуют зависимость, близкую по форме к закону Гневышева—Вальдмайера . Однако

	Ref. AR 12348		Ref. AR 11809		Ref. AR 11649	
NOAA	A_0^{exp} , MSH	T^{exp} , days	A_0^{exp} , MSH	T^{exp} , days	A_0^{exp} , MSH	T^{exp} , days
12246	846	829	785	798	624	711
12533	466	503	432	484	344	432
11591	163	195	152	188	121	167
11649	90	80	84	77	-	-
11809	44	39	-	-	33	34
12348	-	_	72	68	57	61

Таблица 4 — Значения параметров, вычисленные из модели турбулентной эрозии.

при этом коэффициент пропорциональности между максимальной площадью и временем диссипации составляет 1.03 ± 0.03 м.д.п/день, что на порядок ниже значений, полученных в статистических работах на эту тему [Bradshaw, Hartigan, 2014; Nagovitsyn, Ivanov, Osipova, 2019]. Такое расхождение может быть объяснено несколькими предположениями. Во-первых, приведенные работы использовали изображения в белом свете, в то время в данной работе изучались когерентные магнитные элементы, соответствующие пятнам. Магнитные структуры продолжают существовать некоторое время после исчезновения порождаемых ими пятен. Во-вторых, упомянутые работы использовали выборки из сотен групп пятен различной магнитной морфологии, а в данной работе было исследовано лишь шесть униполярных АО. Важно добавить, что эти АО изучались только на стадии «стабильной» диссипации, когда пятна не фрагментировались, что могло бы привести к увеличению периметра и ускорению эрозии.

Стоит отметить, что скорость движения магнитного фронта w, оцененная в данной работе по результатам наблюдений ($\hat{w} = 1.44 - 6.96 \text{ км/ч}$) оказывается заметно ниже теоретической оценки, приведенной в работе [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997] ($w \sim 15 \text{ км/ч}$). В теоретической оценке использовалось значение коэффициента диффузии $\nu = 1000 \text{ км}^2/\text{с}$, соответствующее масштабу гранулы. Однако рядом авторов данное значение полагается завышенным (к, примеру, в статье [Bradshaw, Hartigan, 2014] приводится значение 112 км²/с, в работе [Chae, Litvinenko, Sakurai, 2008] — 18 км²/с), что отчасти может объяснить расхождение в величинах.

Близкая к линейной зависимость между кумулятивной суммой периметров и площадью доказывает правильность применения модели турбулентной

эрозии для выбранных АО. В то же время для ряда АО наблюдается аномально низкая скорость эрозии, которая может быть объяснена лишь наличием некоторых внешних факторов. Одним из таких факторов может быть различие в скоростях внешних радиальных потоков плазмы, идущих от пятна наружу. Наличие этих потоков вносит дополнительный член в скорость эрозии:

$$w \sim \frac{B_e}{B_0} \frac{\mathbf{v}_0}{r_0} + v,$$
 (4.17)

где v – скорость радиальных течений, направленных от центра пятна. При модельных значениях коэффициента диффузии (1000 км²) и радиуса пятна (10⁴ км) можно легко оценить, что разница скоростей потока в 0.1 км/с уже будет снижать скорость движения фронта магнитной диффузии вдвое. В работе [Киbo и др., 2008] приводятся значения скоростей движущихся магнитных элементов порядка 0.5 – 1 км/с, что косвенно может говорить о величине скорости радиальных потоков и допускает возможность существования такого дефицита. Наличие потоков, направленных к центру пятна, не подтверждается наблюдениями в фотосфере, однако гипотетически они могут существовать в более низких слоях.

4.7 Выводы к главе 4

Для выборки из 6 униполярных АО был проведен анализ геометрических характеристик на фазе диссипации в рамках модели турбулентной эрозии. Установлено, что между скоростью убывания площади магнитного элемента, соответствующего АО, и его периметром наблюдается зависимость, близкая к линейной, что хорошо согласуется с основной идеей модели. Однако в ряде случаев скорость движения фронта магнитной диффузии оказывается необъяснимо низкой, что требует учета неких дополнительных механизмов, влияющих на диссипацию, либо более подробного анализа нелинейных процессов в самой модели. В целом, модель без дальнейших модификаций не может объяснить наблюдаемые характеристики диссипирующих униполярных магнитных структур.

Заключение

Основной целью исследования являлся анализ процесса диссипации магнитного потока в АО. Вместо площадей солнечных пятен, представляющих собой прокси-величину для магнитного потока АО, использовались карты вектора магнитного поля с высоким пространственным разрешением для непосредственного вычисления величины полного беззнакового магнитного потока.

Первая глава представляет результаты исследований по проблеме измерения солнечных магнитных полей АО в фотосфере. Был предложен метод для устранения эффекта насыщения, возникающего в сильных магнитных полях при использовании приближении слабого поля. Для этого вместо линейной зависимости между величиной сигнала V/I и продольной компонентой магнитного поля использовался полином третьей степени. Метод был проверен на данных телескопа SMFT и показал возможность существенно улучшить качество получаемых магнитограмм (рис. 1.12). Важно отметить, что применение метода не требует внесения изменений в методику наблюдений на телескопе и поэтому он может быть использован и для коррекции архивных данных. Также в главе были рассмотрены методы измерения модуля вектора магнитного поля и его продольной компоненты из анализа профилей спектральной линии. Методы опробованы на данных спектрографов Hinode/SOT/SP и БСТ-2. Стоит подчеркнуть, что для использования предложенных методов достаточно лишь измерения двух круговых поляризаций падающего излучения, что упрощает процесс регистрации и снижает объем необходимых исходных наблюдений.

Во второй главе представлен статистический анализ диссипации полного беззнакового магнитного потока для выборки из более чем 900 AO, наблюдавшихся инструментом SDO/HMI. Показана степенная зависимость между скоростью диссипации магнитного потока и максимальным магнитным потоком AO. При выражении величины DR в Mкc/ч, а Φ_{max} — в Mкc и подстановке численных значений, зависимость имеет вид:

$$DR = 1.50 \cdot 10^4 \Phi_{max}^{0.70} \tag{4.18}$$

Установлено, что диссипация и лидирующей, и хвостовой полярностей в биполярной АО подчиняется одной и той же зависимости. Проведено сравнение скоростей диссипации со скоростями нарастания магнитного потока в процессе всплытия, что позволило показать, что всплытие и диссипация подчиняются разным степенным законам, и, по-видимому, регулируются различными механизмами. Выделен кластер униполярных АО, демонстрирующих аномально низкую скорость диссипации магнитного потока (в десятки раз ниже), чем это ожидалось бы из степенного закона.

В третьей главе было проведен анализ возможной взаимосвязи скорости диссипации магнитного потока с некоторыми параметрами AO — электрическими токами и ультрафиолетовым излучением над пятнами AO. Обнаружено, что средняя плотность вертикальных электрических токов в AO коррелирует со скоростью диссипации. Физические причины такой корреляции остаются неясными. Наличие крупномасштабного электрического тока в области может оказывать влияние на стабилизацию магнитного потока (в некоторых областях с низкой скоростью диссипации наблюдается ненулевое значение крупномасштабного тока), однако не может быть единственным стабилизирующим фактором. AO с быстрой диссипацией при этом демонстрируют крупномасштабный ток, близкий к нулю.

Над пятнами униполярных АО была обнаружена пониженная плотность ультрафиолетового излучения по сравнению с пятнами АО остальных морфологических классов. Это может быть вызвано более вертикальной (открытой) конфигурацией магнитных силовых линий в униполярных АО. При этом плотность излучения в униполярных АО возрастает с ростом магнитного потока АО, в то время как для биполярных и мультиполярных АО эта величина слабо варьируется с изменением магнитного потока. Для всей совокупности обнаружена слабая тенденция на увеличение плотности УФ-излучения с ростом скорости диссипации.

В четвертой главе были проанализированы несколько униполярных AO в рамках модели турбулентной эрозии. Модель подразумевает постоянную скорость схождения магнитного диффузионного фронта и, как следствие, линейную связь между периметром и скоростью изменения площади сечения магнитной трубки. Такая связь была подтверждена по результатам наблюдений для проанализированной в работе выборки.

С другой стороны, скорость уменьшения площади сечения магнитной трубки в некоторых из АО оказывается аномально низкой. Последнее может быть объяснено в рамках модели турбулентной эрозии, основным результатом которой является параболический закон уменьшения площади пятна со временем (скорость диссипации тоже уменьшается в процессе диссипации). Однако оценки, приведенные в данной работе, показывают, что AO с наименьшей скоростью диссипации должны существовать несколько лет, что противоречит наблюдениям. Таким образом, требуется обязательное наличие некоторого дополнительного механизма, сопутствующего потере магнитного потока AO.

Результаты, полученные в работе, могут быть полезны для проверки теоретических оценок процесса диссипации. Наряду с этим закономерности, выявленные для медленно диссипирующих униполярных AO, могут помочь ответить на вопросы о подфотосферной динамике магнитных трубок и о диссипации магнитного потока в фотосфере. В дальнейшем необходимо провести анализ с целью рассмотрения связи прочих факторов со скоростью диссипации магнитного потока. К примеру, следует рассмотреть влияние упомянутых в гл. 4 радиальных течений, направленных от центра солнечного пятна.

Автор диссертации считает необходимым высказать благодарность своему научному руководителю А.С. Куценко и руководителю отдела физики Солнца и Солнечной системы КрАО В.И. Абраменко за огромную помощь в написании данной диссертации и других совместных работ, а также за терпеливое руководство на тернистом пути научного познания. Хочется также поблагодарить и остальных соавторов публикаций, разработчиков и инженеров телескопов SMFT, Hinode и БСТ-2. Отдельно автор благодарит создателей и технический персонал аппарата SDO, данные которого были использованы в большей части диссертации, а также разработчиков библиотек Numpy, Sunpy, Matplotlib и Astropy, которые значительно расширили возможности диссертанта по реализации описанных в работе алгоритмов обработки данных.

Список литературы

- 1. Ai G.-X. Solar magnetic field telescope. // Publications of the Beijing Astronomical Observatory. — 1987. — Jan. — Vol. 9. — P. 27—36.
- Ai G.-X., Li W., Zhang H.-q. Formation of the FeI 5324.19 line in the sun and theoretical calibration of solar magnetic telescope //. — 1982. — June. — Vol. 6, no. 2. — P. 129—136.
- 3. Asensio Ramos A., Díaz Baso C. J. Stokes inversion based on convolutional neural networks // Astron. Astrophys. 2019. June. Vol. 626. A102.
- Asensio Ramos A., Martínez González M. J., Rubiño-Martín J. A. Bayesian inversion of Stokes profiles // Astron. Astrophys. — 2007. — Dec. — Vol. 476, no. 2. — P. 959—970.
- Babcock H. W. The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-Year Cycle. // Astrophys. J. — 1961. — Mar. — Vol. 133. — P. 572.
- Babcock H. W. The Solar Magnetograph. // The Astrophysical Journal. 1953. — Nov. — Vol. 118. — P. 387.
- Benko M. et al. Properties of the inner penumbral boundary and temporal evolution of a decaying sunspot // Astron. Astrophys. — 2018. — Dec. — Vol. 620. — A191.
- Benkrid K., Crookes D., Benkrid A. Design and FPGA implementation of a perimeter estimator // Proceedings of the Irish Machine Vision and Image Processing Conference. — 2000. — Jan. — P. 51—57.
- Bobra M. G. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: SHARPs Space-Weather HMI Active Region Patches // Sol. Phys. — 2014. — Sept. — Vol. 289, no. 9. — P. 3549—3578.
- 10. Borrero J. M. et al. VFISV: Very Fast Inversion of the Stokes Vector for the Helioseismic and Magnetic Imager // Solar Physics. — 2011. — Oct. — Vol. 273, no. 1. — P. 267—293.
- 11. Bradshaw S. J., Hartigan P. On Sunspot and Starspot Lifetimes // Astrophys. J. — 2014. — Nov. — Vol. 795, no. 1. — P. 79.
- 12. Bumba V. Development of SPOT group areas in dependence on the local magnetic field // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. 1963. — Jan. — Vol. 14. — P. 91.

- 13. Bumba V., Ranzinger P., Suda J. Photospheric Convective Network as a Determining Factor in Sun-spot and Group Development and Stabilization // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. 1973. Jan. Vol. 24. P. 22.
- 14. Carroll T. A., Staude J. The inversion of Stokes profiles with artificial neural networks // Astron. Astrophys. 2001. Oct. Vol. 378. P. 316—326.
- 15. Centeno R. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Optimization of the Spectral Line Inversion Code // Sol. Phys. 2014. Sept. Vol. 289, no. 9. P. 3531—3547.
- 16. Chae J., Litvinenko Y. E., Sakurai T. Determination of Magnetic Diffusivity from High-Resolution Solar Magnetograms // Astrophys. J. — 2008. — Aug. — Vol. 683, no. 2. — P. 1153—1159.
- 17. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle // Living Reviews in Solar Physics. 2020. Dec. Vol. 17, no. 1. P. 4.
- Cowling T. G. The growth and decay of the sunspot magnetic field // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1946. — Jan. — Vol. 106. — P. 218.
- 19. Cybenko G. Approximation by superpositions of a sigmoidal function // Mathematics of Control, Signals, and Systems. 1989. Dec. Vol. 2, no. 4. P. 303—314.
- 20. Dacie S. et al. Evolution of the magnetic field distribution of active regions // Astron. Astrophys. 2016. Dec. Vol. 596. A69.
- 21. del Toro Iniesta J. C., Ruiz Cobo B. Inversion of the radiative transfer equation for polarized light // Living Reviews in Solar Physics. 2016. Dec. Vol. 13, no. 1. P. 4.
- 22. Dmitrieva M. G., Kopecký M., Kuklin G. V. The Supergranular Pattern and the Stable Stages of Sunspot Groups // Structure and Development of Solar Active Regions. Vol. 35 / ed. by K. O. Kiepenheuer. — 01/1968. — P. 174. — (IAU Symposium).
- 23. Fleishman G. D., Pevtsov A. A. Electric Currents in the Solar Atmosphere // Electric Currents in Geospace and Beyond. Vol. 235 / ed. by A. Keiling, O. Marghitu, M. Wheatland. 03/2018. P. 43—65.
- 24. Fludra A., Ireland J. Coronal heating in active regions // From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO. Vol. 508 / ed. by A. Wilson. 06/2002. P. 267—270. (ESA Special Publication).

- 25. Forgács-Dajka E., Dobos L., Ballai I. Time-dependent properties of sunspot groups. I. Lifetime and asymmetric evolution // Astron. Astrophys. — 2021. — Sept. — Vol. 653. — A50.
- 26. Fox N. J. et al. The Solar Probe Plus Mission: Humanity's First Visit to Our Star // Space Sci. Rev. 2016. Dec. Vol. 204, no. 1—4. P. 7—48.
- 27. Fursyak Y. A. Vertical Electric Currents in Active Regions: Calculation Methods and Relation to the Flare Index // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. Dec. Vol. 58, no. 8. P. 1129—1135.
- 28. Fursyak Y. A., Plotnikov A. A. Electric Current Systems in Active Regions at a Late Stage of Evolution and Their Role in the Processes of Stabilization/Destabilization of Sunspots // Astrophysics. — 2022. — Sept. — Vol. 65, no. 3. — P. 384—403.
- 29. Fursyak Y. A., Kutsenko A. S., Abramenko V. I. Distributed Electric Currents in Solar Active Regions // Sol. Phys. — 2020. — Feb. — Vol. 295, no. 2. — P. 19.
- 30. Gafeira R. et al. Temporal Evolution of Sunspot Areas and Estimation of Related Plasma Flows // Sol. Phys. — 2014. — May. — Vol. 289, no. 5. — P. 1531—1542.
- 31. Gokhale M. H., Zwaan C. The Structure of Sunspots. I: Observational Constraints: Current Sheet Models // Sol. Phys. — 1972. — Sept. — Vol. 26, no. 1. — P. 52—75.
- 32. Gold T., Hoyle F. On the origin of solar flares // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1960. — Jan. — Vol. 120. — P. 89.
- 33. Hagenaar H. J., Shine R. A. Moving Magnetic Features around Sunspots // Astrophys. J. — 2005. — Dec. — Vol. 635, no. 1. — P. 659—669.
- 34. *Hale G. E.* The Zeeman Effect in the Sun // Publ. Astron. Soc. Pac. 1908. Dec. Vol. 20, no. 123. P. 287.
- 35. Hale G. E. et al. The Magnetic Polarity of Sun-Spots // The Astrophysical Journal. — 1919. — Apr. — Vol. 49. — P. 153.
- 36. Harvey K., Harvey J. Observations of Moving Magnetic Features near Sunspots // Sol. Phys. — 1973. — Jan. — Vol. 28, no. 1. — P. 61—71.
- 37. Hathaway D. H., Choudhary D. P. Sunspot Group Decay // Sol. Phys. 2008. Aug. Vol. 250, no. 2. P. 269—278.
- 38. Henoux J. C. A Model of Sunspot Umbra // Astron. Astrophys. 1969. July. — Vol. 2. — P. 288.

- 39. Henwood R., Chapman S. C., Willis D. M. Increasing Lifetime of Recurrent Sunspot Groups Within the Greenwich Photoheliographic Results // Sol. Phys. 2010. Apr. Vol. 262, no. 2. P. 299—313.
- 40. Heyvaerts J., Schatzman E. Electro Magnetic Heating of Coronae // Japan-France Seminar on Solar Physics / ed. by F. Moriyama, J. C. Henoux. 01/1980. P. 77.
- 41. Higgins R. E. L. et al. Fast and Accurate Emulation of the SDO/HMI Stokes Inversion with Uncertainty Quantification // Astrophys. J. — 2021. — Apr. — Vol. 911, no. 2. — P. 130.
- 42. Hoeksema J. T. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Overview and Performance // Sol. Phys. — 2014. — Sept. — Vol. 289, no. 9. — P. 3483—3530.
- 43. Howard R. F. The Growth and Decay of Sunspot Groups // Sol. Phys. 1992. Jan. Vol. 137, no. 1. P. 51—65.
- 44. Ivanov S. D., Maksimov V. P. A sunspot decay mechanism // Soviet Astronomy Letters. — 1978. — Apr. — Vol. 4. — P. 127.
- 45. Judge P. et al. Magnetic Fields and Plasma Heating in the Sun's Atmosphere // Astrophys. J. 2024. Jan. Vol. 960, no. 2. P. 129.
- 46. Kaiser M. L. et al. The STEREO Mission: An Introduction // Space Sci. Rev. — 2008. — Apr. — Vol. 136, no. 1—4. — P. 5—16.
- 47. Kit L. G., Tsinober A. B. Possibility of Creating and Investigating Two-Dimensional Turbulence in a Strong Magnetic Field // Magnetohydrodynamics. 1971. Vol. 7, no. 3. P. 27.
- 48. Kopecký M., Kuklin G. V. On the decay time of sunspot magnetic fields // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. 1966. Jan. Vol. 17. P. 45.
- 49. Kosugi T. et al. The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview // Sol. Phys. 2007. June. Vol. 243, no. 1. P. 3—17.
- 50. Krause F., Rüdiger G. On the Turbulent Decay of Strong Magnetic Fields and the Development of Sunspot Areas // Sol. Phys. — 1975. — May. — Vol. 42, no. 1. — P. 107—119.
- 51. Kubo M. et al. Magnetic Flux Loss and Flux Transport in a Decaying Active Region // Astrophys. J. 2008. Oct. Vol. 686, no. 2. P. 1447—1453.
- 52. Kuklin G. V. On Two Populations of Sunspot Groups // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. — 1980. — Jan. — Vol. 31. — P. 224.

- 53. Kuperus M., Ionson J. A., Spicer D. S. On the theory of coronal heating mechanisms //. 1981. Jan. Vol. 19. P. 7—40.
- 54. Kutsenko A. S. The rotation rate of solar active and ephemeral regions I. Dependence on morphology and peak magnetic flux // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2021. — Jan. — Vol. 500, no. 4. — P. 5159—5166.
- 55. Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Pevtsov A. A. Extended statistical analysis of emerging solar active regions // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — Apr. — Vol. 484, no. 3. — P. 4393—4400.
- 56. Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Plotnikov A. A. A Statistical Study of Magnetic Flux Emergence in Solar Active Regions Prior to Strongest Flares // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2024. — Apr. — Vol. 24, no. 4. — P. 045014.
- 57. Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M. Polarization in spectral lines. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 2004. — 896 p.
- 58. Leighton R. B. Transport of Magnetic Fields on the Sun. // Astrophys. J. 1964. — Nov. — Vol. 140. — P. 1547.
- 59. Leighton R. B. A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle // Astrophys. J. — 1969. — Apr. — Vol. 156. — P. 1.
- 60. Leka K. D., Barnes G., Wagner E. L. Evaluating (and Improving) Estimates of the Solar Radial Magnetic Field Component from Line-of-Sight Magnetograms // Sol. Phys. — 2017. — Feb. — Vol. 292, no. 2. — P. 36.
- 61. Lemen J. R. et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Sol. Phys. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 17—40.
- 62. Li Q. et al. The Decay of α-configuration Sunspots // Astrophys. J. 2021. June. — Vol. 913, no. 2. — P. 147.
- 63. Lites B. et al. A suite of community tools for spectro-polarimetric analysis . //. — 2007. — Jan. — Vol. 78. — P. 148.
- 64. Lites B. W. et al. The Hinode Spectro-Polarimeter // Sol. Phys. 2013. Apr. Vol. 283, no. 2. P. 579—599.
- 65. Litvinenko Y. E., Wheatland M. S. Modeling Sunspot and Starspot Decay by Turbulent Erosion // Astrophys. J. — 2015. — Feb. — Vol. 800, no. 2. — P. 130.
- 66. Liu Y. et al. Comparison of Line-of-Sight Magnetograms Taken by the Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager and Solar and He-

liospheric Observatory/Michelson Doppler Imager // Sol. Phys. — 2012. — July. — Vol. 279, no. 1. — P. 295—316.

- 67. Louis R. E. et al. Heating of the solar chromosphere in a sunspot light bridge by electric currents // Astron. Astrophys. 2021. Aug. Vol. 652. P. L4.
- 68. Meyer F. et al. The growth and decay of sunspots. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1974. Oct. Vol. 169. P. 35—57.
- Meytlis V. P., Strauss H. R. Current Convection in Solar Active Regions // Sol. Phys. — 1993. — May. — Vol. 145, no. 1. — P. 111—118.
- 70. Mistryukova L. et al. Stokes Inversion Techniques with Neural Networks: Analysis of Uncertainty in Parameter Estimation // Sol. Phys. — 2023. — Aug. — Vol. 298, no. 8. — P. 98.
- 71. Moreno-Insertis F., Vazquez M. A statistical study of the decay phase of sunspot groups from 1874 to 1939 // Astron. Astrophys. — 1988. — Oct. — Vol. 205, no. 1/2. — P. 289—296.
- 72. Müller D. et al. Solar Orbiter . Exploring the Sun-Heliosphere Connection // Sol. Phys. 2013. July. Vol. 285, no. 1/2. P. 25—70.
- 73. Muraközy J. Study of the Decay Rates of the Umbral Area of Sunspot Groups Using a High-resolution Database // Astrophys. J. — 2020. — Apr. — Vol. 892, no. 2. — P. 107.
- 74. Muraközy J. On the Decay of Sunspot Groups and Their Internal Parts in Detail // Astrophys. J. — 2021. — Feb. — Vol. 908, no. 2. — P. 133.
- 75. Nagovitsyn Y. A., Ivanov V. G., Osipova A. A. Features of the Gnevyshev-Waldmeier Rule for Various Lifetimes and Areas of Sunspot Groups // Astronomy Letters. — 2019. — Dec. — Vol. 45, no. 10. — P. 695—699.
- 76. Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A. On the Presence of Two Populations of Sunspots // Astrophys. J. — 2016. — Dec. — Vol. 833, no. 1. — P. 94.
- 77. Norton A. A. et al. Magnetic Flux Emergence and Decay Rates for Preceder and Follower Sunspots Observed with HMI // Astrophys. J. — 2017. — June. — Vol. 842, no. 1. — P. 3.
- 78. Parker E. N. The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. X. Magnetic buoyancy and the solar dynamo. // Astrophys. J. 1975. May. Vol. 198. P. 205—209.
- 79. Parker E. N. Sunspots and the physics of magnetic flux tubes. I. The general nature of the sunspots. // Astrophys. J. 1979. June. Vol. 230. P. 905—923.

- 80. Parker E. N. Magnetic Neutral Sheets in Evolving Fields Part Two Formation of the Solar Corona // Astrophys. J. 1983. Jan. Vol. 264. P. 642.
- 81. Pesnell W. D., Thompson B. J., Chamberlin P. C. The Solar Dynamics Observatory (SDO) // Sol. Phys. 2012. Jan. Vol. 275, no. 1/2. P. 3—15.
- Petrovay K., Martínez Pillet V., van Driel-Gesztelyi L. Making sense of sunspot decay - II. Deviations from the Mean Law and Plage Effects // Sol. Phys. — 1999. — Sept. — Vol. 188, no. 2. — P. 315—330.
- 83. Petrovay K., Moreno-Insertis F. Turbulent Erosion of Magnetic Flux Tubes // Astrophys. J. 1997. Aug. Vol. 485, no. 1. P. 398—408.
- 84. Petrovay K., van Driel-Gesztelyi L. Making Sense of Sunspot Decay. I. Parabolic Decay Law and Gnevyshev-Waldmeier Relation // Sol. Phys. — 1997. — Dec. — Vol. 176, no. 2. — P. 249—266.
- 85. Plotnikov A. A., Kutsenko A. S. On the possibility of deriving the absolute value of magnetic field vector from Stokes I and V // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 2019. — Jan. — Vol. 31, no. 3. — P. 351—362.
- 86. Plotnikov A., Abramenko V., Kutsenko A. Estimation of the Lifetime of Slow-Decaying Unipolar Active Regions in the Framework of the Turbulent Erosion Model // Sol. Phys. — 2024. — Mar. — Vol. 299, no. 3. — P. 34.
- 87. Plotnikov A. et al. Improvements of the Longitudinal Magnetic Field Measurement from the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station // Sol. Phys. 2021. Nov. Vol. 296, no. 11. P. 165.
- 88. Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S. Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2023a. May. Vol. 521, no. 2. P. 2187—2195.
- Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S. rrection to: 'Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions' // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2023b. — June. — Vol. 521, no. 4. — P. 6293—6294.
- 90. Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A. Numerical recipes. The art of scientific computing. — Cambridge : Cambridge University Press, 1986. — 387 p.
- 91. Rädler K. H. On the Electrodynamics of Conducting Fluids in Turbulent Motion.
 I. The Principles of Mean Field Electrodynamics // Zeitschrift Naturforschung Teil A. — 1968. — Jan. — Vol. 23. — P. 1841—1851.

- 92. Rayrole J. Contribution à l'étude de la structure du champ magnétique dans les taches solaires // Annales d'Astrophysique. 1967. Feb. Vol. 30. P. 257.
- 93. Rayrole J., Semel M. Evaluation of the Electric Current in a Sunspot by the Study of the Observed Transverse Component of the Magnetic Field // Astron. Astrophys. — 1970. — June. — Vol. 6. — P. 288.
- 94. Rempel M. Numerical Simulations of Sunspot Decay: On the Penumbra-Evershed Flow-Moat Flow Connection // Astrophys. J. — 2015. — Dec. — Vol. 814, no. 2. — P. 125.
- 95. Rempel M., Cheung M. C. M. Numerical Simulations of Active Region Scale Flux Emergence: From Spot Formation to Decay // Astrophys. J. — 2014. — Apr. — Vol. 785, no. 2. — P. 90.
- 96. Robinson R. D., Boice D. C. Size Variations in Regular Sunspots // Sol. Phys. — 1982. — Nov. — Vol. 81, no. 1. — P. 25—31.
- 97. Rüdiger G., Kitchatinov L. L. Sunspot decay as a test of the eta-quenching concept // Astronomische Nachrichten. — 2000. — Jan. — Vol. 321, no. 1. — P. 75—80.
- 98. Sakurai T. Green's Function Methods for Potential Magnetic Fields // Sol. Phys. — 1982. — Mar. — Vol. 76, no. 2. — P. 301—321.
- 99. Scherrer P. H. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Sol. Phys. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 207—227.
- 100.Schrijver C. J. Solar active regions Radiative intensities and large-scale parameters of the magnetic field // Astron. Astrophys. 1987. June. Vol. 180, no. 1/2. P. 241—252.
- 101.Schrijver C. J., Aschwanden M. J. Constraining the Properties of Nonradiative Heating of the Coronae of Cool Stars and the Sun // Astrophys. J. — 2002. — Feb. — Vol. 566, no. 2. — P. 1147—1165.
- 102. Semel M. Contribution à létude des champs magnétiques dans les régions actives solaires // Annales d'Astrophysique. 1967. Feb. Vol. 30. P. 513—513.
- 103. Sheeley Jr. N. R. The Evolution of the Photospheric Network // Sol. Phys. 1969. Oct. Vol. 9, no. 2. P. 347—357.
- 104. Sheeley Jr. N. R. et al. Tracking the Magnetic Flux in and around Sunspots // Astrophys. J. 2017. Feb. Vol. 836, no. 1. P. 144.
- 105.Simon G. W., Leighton R. B. Velocity Fields in the Solar Atmosphere. III. Large-Scale Motions, the Chromospheric Network, and Magnetic Fields. // Astrophys. J. — 1964. — Oct. — Vol. 140. — P. 1120.
- 106.Skumanich A., Smythe C., Frazier E. N. On the statistical description of inhomogeneities in the quiet solar atmosphere. I. Linear regression analysis and absolute calibration of multichannel observations of the Ca⁺ emission network. // Astrophys. J. — 1975. — Sept. — Vol. 200. — P. 747—764.
- 107.Socas-Navarro H. Strategies for Spectral Profile Inversion Using Artificial Neural Networks // Astrophys. J. 2005. Mar. Vol. 621, no. 1. P. 545—553.
- 108.Socas-Navarro H., López Ariste A., Lites B. Fast Inversion of Spectral Lines Using Principal Components Analysis. II. Inversion of Real Stokes Data // Astrophys. J. — 2001. — June. — Vol. 553, no. 2. — P. 949—954.
- 109. Solanki S. K. et al. The Polarimetric and Helioseismic Imager on Solar Orbiter // Astron. Astrophys. 2020. Oct. Vol. 642. A11.
- 110.Solanki S. K. Sunspots: An overview // Astron. Astrophys. Rev. 2003. Jan. — Vol. 11, no. 2/3. — P. 153—286.
- 111.Solov'ev A., Kirichek E. Basic properties of sunspots: equilibrium, stability and long-term eigen oscillations // Astrophys. Space Sci. 2014. July. Vol. 352, no. 1. P. 23—42.
- 112. Solovev A. A. Area and Magnetic Field of a Sunspot during Slow Dissipation // Soviet Astron. 1991. June. Vol. 35. P. 306.
- 113.Spruit H. C. Magnetic flux tubes. // NASA Special Publication. Vol. 450 / ed. by S. Jordan. — 1981. — P. 385—413.
- 114.Strassmeier K. G. Starspots // Astron. Astrophys. Rev. 2009. Sept. Vol. 17, no. 3. — P. 251—308.
- 115.Svanda M. et al. Evolution and motions of magnetic fragments during the active region formation and decay: A statistical study // Astron. Astrophys. — 2021. — Mar. — Vol. 647. — A146.
- 116.Sweet P. A. The effect of turbulence on a magnetic field // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1950. Jan. Vol. 110. P. 69—83.
- 117.Tlatov A. G. Lifetime of Sunspots and Pores // Sol. Phys. 2023. July. Vol. 298, no. 7. — P. 93.
- 118. Tlatov A. G., Pevtsov A. A. Bimodal Distribution of Magnetic Fields and Areas of Sunspots // Sol. Phys. 2014. Apr. Vol. 289, no. 4. P. 1143—1152.

- 119. Tsuneta S. et al. The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview // Solar Physics. 2008. June. Vol. 249, no. 2. P. 167—196.
- 120.Ugarte-Urra I. et al. Magnetic Flux Transport and the Long-term Evolution of Solar Active Regions // Astrophys. J. — 2015. — Dec. — Vol. 815, no. 2. — P. 90.
- 121.Unno W. Line Formation of a Normal Zeeman Triplet // Publications of the Astronomical Society of Japan. 1956. Jan. Vol. 8. P. 108.
- 122.Verma M. et al. Horizontal flow fields observed in Hinode G-band images. II.
 Flow fields in the final stages of sunspot decay // Astron. Astrophys. 2012. —
 Feb. Vol. 538. A109.
- 123. Waldmeier M. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. 1955.
- 124.Warren H. P., Winebarger A. R., Brooks D. H. A Systematic Survey of Hightemperature Emission in Solar Active Regions // Astrophys. J. — 2012. — Nov. — Vol. 759, no. 2. — P. 141.
- 125.Xu H.-Q. et al. Automatic detection and correction algorithms for magnetic saturation in the SMFT/HSOS longitudinal magnetograms // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2021. — Apr. — Vol. 21, no. 3. — P. 067.
- 126.Zelenyi L. M., Milovanov A. V. Evolution of sunspots The cluster model // Soviet Astronomy Letters. — 1992. — July. — Vol. 18, no. 7. — P. 249.
- 127. Абраменко В. И., Гопасюк С. И. Система электрических токов и структура магнитного поля активной области // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 1987. Т. 76. С. 147—168.
- 128. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Эволюция активной области, ее токовых систем и вспышечная активность // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 1988. — Т. 78. — С. 151—170.
- 129. *Гневышев М. Н.* О природе солнечной активности // Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове. 1938. Т. 16. С. 36—45.
- 130.Никулин Н., Северный А., Степанов В. Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 1958. Т. 19. С. 3—19.
- 131.*Обридко В.* Солнечные пятна и комплексы активности. Москва : Наука, 1985. 255 с.
- 132.Плотников А. А. Ультрафиолетовое излучение униполярных активных областей и связь его интенсивности со скоростью потери магнитного потока //

Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 2024. — Т. 120, № 3. — С. 5—11.

- 133.Плотников А. А., Куценко А. С. Оценка величины модуля вектора магнитного поля из I и V компонент вектора Стокса // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 2018. — Т. 114, № 2. — С. 87—96.
- 134.Плотников А. А. и др. Эксперимент по получению карт магнитного поля с помощью спектрографа БСТ-2 КрАО РАН // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 2024. Т. 120, № 2. С. 21—29.
- 135.*Прист Э. Р.* Солнечная магнитогидродинамика. Москва : Мир, 1985. 592 с.
- 136.*Рачковский Д.* Эффекты магнитного вращения в спектральной линии // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 1962. Т. 28. С. 259—270.
- 137.*Северный А., Степанов В.* Первый опыт наблюдения магнитных полей солнечных пятен в Крымской астрофизической обсерватории // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 1956. Т. 16. С. 3—12.
- 138.*Скоморовский В.* Поляризационная мозаика : авт. св. 352246 СССР. 1972. Бюл. № 23.
- 139.*Степанян Н., Суница Г., Малащук В.* Юстировка солнечного башенного телескопа и спектрографа: Методическое пособие // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 2014. Март. Т. 110, № 1. С. 107—122.