

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Крымская астрофизическая обсерватория РАН

На правах рукописи

Куценко Александр Сергеевич

Локальные магнитные поля на Солнце

Специальность 1.3.1 —
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук
Абраменко Валентина Изосимовна

Научный — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	6
Глава 1. Измерение магнитных полей на Солнце	23
1.1 Спектр Солнца	23
1.2 Форма спектральных линий	24
1.3 Эффект Зеемана	25
1.4 Вектор Стокса	28
1.4.1 Матрица Мюллера	30
1.4.2 Измерение параметров Стокса	31
1.5 Решение обратной задачи спектроскопии	34
1.5.1 Приближение атмосферы Милна-Эддингтона	36
1.5.2 Приближение слабого поля	37
1.5.3 Метод центра тяжести	38
1.6 Инструменты для измерения магнитных полей на Солнце	39
1.6.1 <i>Helioseismic and Magnetic Imager</i> обсерватории <i>Solar Dynamics Observatory</i>	41
1.6.2 <i>Michelson Doppler Imager</i> обсерватории <i>Solar and Heliospheric Observatory</i>	45
1.6.3 <i>Solar Optical Telescope/Spectropolarimeter</i> обсерватории <i>Hinode</i>	46
1.6.4 <i>Solar Magnetic Field Telescope</i> наблюдательной станции <i>Huairou Solar Observing Station</i>	47
1.7 Башенный солнечный телескоп имени академика А.Б. Северного (БСТ-1)	49
1.8 Спектрополяриметр Башенного солнечного телескопа имени академика А.Б. Северного (БСТ-1) КрАО РАН	53
1.8.1 Выбор спектрального диапазона и оптической схемы	54

1.8.2	Оптическая схема и конструкция спектрополяриметра	56
1.8.3	Анализатор поляризации	62
1.8.4	Обработка данных спектрополяриметра	63
1.8.5	Учет инструментальной поляризации	67
1.8.6	Характеристики спектрополяриметра БСТ-1 и сравнение наблюдений с данными SDO/HMI	71
1.8.7	Режимы наблюдений	75
1.9	Выводы к главе 1	77
Глава 2. Всплытие магнитных жгутов		79
2.1	Формирование магнитных жгутов в конвективной зоне	80
2.2	Моделирование всплывающих магнитных жгутов	84
2.2.1	Приближение тонких магнитных трубок	85
2.2.2	2D и 3D МГД моделирование	87
2.3	Качественная картина всплытия магнитных диполей	93
2.4	Измерение магнитного потока	96
2.5	Скорость нарастания магнитного потока в активных областях на стадии всплытия	98
2.6	Статистический анализ параметров всплывающих активных областей	107
2.6.1	Связь скорости нарастания магнитного потока и максимального магнитного потока активных областей	111
2.6.2	Связь линейного размера и максимального магнитного потока активных областей	116
2.7	Оценка вспышечной продуктивности активных областей на этапе всплытия	117
2.7.1	Скорость нарастания магнитного потока	119
2.7.2	Спектральный индекс всплывающих активных областей .	128
2.8	Выводы к главе 2	133

Глава 3. Вращение локальных магнитных структур по поверхности Солнца	135
3.1 Измерение дифференциального вращения Солнца	136
3.1.1 Метод трассеров	137
3.1.2 Измерение доплеровских смещений	143
3.1.3 Гелиосейсмология	145
3.2 Угловая скорость вращения групп пятен и ее вариации	146
3.3 Сравнение скоростей вращения активных областей, измеренных по магнитограммам и изображениям в континууме	152
3.4 Вращение эфемерных и активных областей как магнитных структур	160
3.4.1 Измерение скорости вращения активных и эфемерных областей	160
3.4.2 Связь скорости вращения и максимального магнитного потока	164
3.4.3 Связь скорости вращения и морфологии	167
3.4.4 Вариации скорости вращения всплывающих активных областей	172
3.4.5 Вариации скорости вращения затухающих активных областей	178
3.5 Выводы к главе 3	181
Глава 4. Токовая спиральность и электрические токи в активных областях	183
4.1 Измерение электрических токов в активных областях	184
4.2 Спиральность в активных областях	188
4.2.1 Токовая спиральность и ее вычисление	190
4.2.2 Правило полушарий для знака токовой спиральности . . .	192
4.3 Токовая спиральность всплывающих активных областей	196
4.3.1 Связь скрученности и скорости нарастания потока	201

4.4	Возмущение токовой системы активной области всплывающим магнитным потоком	203
4.5	Выводы к главе 4	212
Глава 5. Локальные магнитные поля как причина дисбаланса магнитного потока видимого диска Солнца		213
5.1	Среднее магнитное поле как индикатор межпланетного магнитного поля	213
5.2	Измерение среднего магнитного поля с помощью магнитографов полного диска	215
5.3	Вклад различных участков солнечной поверхности в дисбаланс магнитного потока	219
5.4	Выводы к главе 5	228
Заключение		229
Список литературы		233

Введение

Наиболее ярким проявлением солнечного магнетизма являются активные области – места выхода сильных локальных магнитных полей из конвективной зоны в атмосферу Солнца [van Driel-Gesztelyi, Green, 2015]. Активные области выделяются заметной эмиссией в широком диапазоне длин волн от радио- до рентгеновского излучения на фоне невозмущенной атмосферы. В белом свете активные области обнаруживаются как группы пятен. Магнитные поля активных областей обычно наблюдаются в виде скрученных магнитных жгутов. На ранних этапах своего появления на поверхности арки магнитных петель поднимаются через фотосферу в хромосферу и корону, постепенно достигая своего максимального развития. Дальнейшая эволюция этих магнитных структур является причиной наиболее значимых геоэффективных событий, определяющих космическую погоду в окрестности Земли. Наиболее сильные солнечные вспышки, в том числе сопровождающиеся солнечными протонными событиями, а также значительная часть корональных выбросов массы происходят в активных областях. Последующий распад магнитных структур вследствие диффузионных процессов приводит к появлению в фотосфере мелкомасштабных магнитных элементов, которые переносятся к полюсам меридиональной циркуляцией и распределяются на большие площади диффузией и дифференциальным вращением. На границах областей с преобладанием магнитных элементов одного знака формируются волокна, эruptionия которых является вторым основным источником корональных выбросов массы.

Основная прикладная задача физики Солнца – прогнозирование солнечной активности как на масштабах часов или дней, так и на более длительном временном интервале порядка лет или десятилетий. Надежный прогноз подразумевает доскональное понимание физических причин геоэффективных явлений, т.е. механизмов генерации магнитного поля на Солнце, формирования магнитных жгутов и их появления в виде локальных магнитных концентраций магнитного потока в атмосфере, возникновения неустойчивых состояний маг-

нитных структур с последующими эруптивными событиями. Сложность комплексного анализа всей этой цепочки связана как с недоступностью прямых наблюдений процессов, происходящих в конвективной зоне Солнца, так и с колоссальной разницей масштабов явлений, что делает невозможным на текущем этапе одновременное моделирование всей картины солнечного магнетизма. Следовательно, долгосрочные прогнозы обычно ограничиваются оценкой общей солнечной активности, например, в терминах числа солнечных пятен.

Обычно предполагается, что глобальное магнитное поле, ответственное за возникновение активных областей, генерируется на некоторых глубинах в конвективной зоне Солнца в результате работы механизма глобального динамо. Модели глобального динамо начали активно развиваться в середине прошлого века в попытке объяснить наблюдаемые проявления солнечного магнетизма. Поскольку прямые наблюдения генерации магнитного поля в конвективной зоне невозможны, правомочность модели может быть подтверждена сопоставлением наблюдаемых проявлений магнитных полей на поверхности Солнца с результатами численных расчетов. Наиболее изученным и явным проявлением магнетизма к середине прошлого века являлись солнечные пятна, поэтому выявленные для них закономерности стали своеобразными реперами для моделей динамо. Так, модель должна описывать не только сам процесс генерации или поддержания магнитных полей и, соответственно, групп пятен, но и объяснить их 11-летнюю цикличность и широтный дрейф их преимущественного появления на поверхности с фазой цикла [бабочки Маундера, Carrington, 1858; Maunder, 1922]. Последнее явление связывают с динамо-волной, которая распространяется в конвективной зоне от средних широт к экватору в течение солнечного цикла. Кроме того, группы пятен показывают ряд других устойчивых тенденций, таких как преимущественная ориентация осей магнитных диполей, также зависящая от широты [закон Джоя, Hale et al., 1919], и определенный знак магнитного поля в ведущих и хвостовых частях активных областей [закон Хейла, Hale, Nicholson, 1925].

Глобальное магнитное поле Солнца обычно разделяют на полоидальную P и тороидальную T составляющие. Полоидальное магнитное поле наиболее явно

обнаруживается в минимумах активности на полюсах: структура глобального магнитного поля в этих фазах цикла напоминает магнитный диполь, что видно по изображениям солнечной короны и по прямым измерениям поверхностных магнитных полей. Тороидальное магнитное поле, наоборот, наиболее заметно проявляется в фазах максимума и, как считается, порождает активные области. Модели глобального динамо описывают возможные механизмы последовательного циклического преобразования полоидального глобального магнитного поля Солнца в тороидальное $P \rightarrow T$ и затем снова в полоидальное $T \rightarrow P$, но уже обратного знака. В разных моделях предложены различные конкретные механизмы для каждого из переходов. $P \rightarrow T$ преобразование во многих моделях происходит за счет дифференциального вращения Солнца (Ω -эффект). Для объяснения обратного $T \rightarrow P$ перехода привлекаются α -эффект [Parker, 1955a], сохранение магнитного момента отдельных активных областей при поверхностном переносе потока меридиональной циркуляцией [surface flux transport, например Wang, Nash, Sheeley, 1989] и другие механизмы. Необходимо подчеркнуть, что видимые на поверхности Солнца *локальные* концентрации магнитного потока непосредственно участвуют в циклической работе *глобального* динамо. Например, магнитное поле полярных шапок меняет знак вблизи максимума цикла за счет постоянного дрейфа небольших магнитных элементов к полюсам, а средний тилт групп пятен в данном цикле находится в антикорреляции с амплитудой следующего цикла [Dasi-Espuig et al., 2010].

Одной из широко упоминаемых моделей является феноменологическая модель глобального динамо Бэбкока [Babcock, 1961], которая качественно объясняет солнечный цикл и наблюдаемые на поверхности статистические свойства групп пятен, однако не предоставляет строгого математического аппарата для расчетов. Численное моделирование динамо-процесса стало возможным на основе модели динамо среднего поля [Krause, Raedler, 1980] с различными вариациями, что позволяет описать большой круг явлений глобального магнетизма, включая, например, флюктуации амплитуды цикла. С ростом вычислительных мощностей появилась возможность проводить численное магнитогидродинамическое (МГД) моделирование генерации магнитных полей в конвективной зоне

звезд [например, Fan, Fang, 2014]). Такие расчеты показывают солнцеподобную цикличность магнитных полей и формирование структур, схожих с магнитными жгутами [Chen, Rempel, Fan, 2017], однако результаты моделирования все еще недостаточно соответствуют наблюдениям. Широкое распространение получили модели, включающие комбинацию различных механизмов для преобразования между полоидальной и тороидальной компонентами глобального магнитного поля [см., например, Hazra et al., 2023]. Детальное рассмотрение моделей выходит за рамки данной работы и читатель может обратиться к множеству обзоров, описывающих значительный прогресс в развитии теории динамо в последнее время, например, [Charbonneau, Sokoloff, 2023]. С другой стороны, в нашем понимании внутренних процессов генерации магнитного поля на Солнце все еще остается много открытых вопросов [см., например, п. 1.3 в Charbonneau, 2020], а также не достигнут консенсус о неком едином механизме динамо.

Значительное развитие инструментальных возможностей в последние десятилетия и скрупулезный долговременный анализ солнечного магнетизма на различных пространственных масштабах поставили еще более сложные задачи перед теорией глобального динамо. Множество наблюдательных данных свидетельствует о том, что на Солнце могут одновременно развиваться две динамо-волны, смещенных по фазе на 11 лет при длительности цикла строго 22 года [Martin, 2024], что является развитием концепции протяженного солнечного цикла [extended solar cycle, Wilson et al., 1988; Obridko, Shibalova, Sokoloff, 2023]. Каждая из динамо-волн исходно проявляется на высоких широтах в виде небольших магнитных диполей. В продолжение цикла средняя величина магнитного потока в диполях растет, а зоны их появления смещаются ближе к экватору. Группы пятен являются лишь видимым в белом свете превышением магнитными диполями некоторых характерных значений магнитного потока. Явным подтверждением такой гипотезы может быть одновременное появление групп пятен на высоких и низких широтах в интервалы минимума активности, при этом группы пятен показывают противоположные знаки магнитного поля в ведущих (хвостовых) частях в одном полушарии. В свете этих исследований

можно говорить о происходящей сейчас смене парадигмы солнечного цикла, что, несомненно, бросает новые вызовы моделям динамо.

Подобная смена парадигмы происходит и в вопросах формирования и подъема к поверхности магнитных жгутов, которые порождают активные области. Важно отметить, что солнечное динамо в целом подразумевает генерацию или поддержание глобального магнитного поля за счет упорядоченных движений плазмы в конвективной зоне. Конкретным механизмам возникновения локальных магнитных полей, т.е. концентрации глобального тороидального магнитного поля в отдельные жгуты, уделяется заметно меньше внимания. В предыдущие годы наиболее укоренившаяся точка зрения была связана с накоплением магнитного потока и формированием магнитных жгутов вблизи основания конвективной зоны [Parker, 1975; van Ballegooijen, 1982; Moreno-Insertis, Schuessler, Ferriz-Mas, 1992; Rempel, 2003]. Согласно нашим представлениям, на границе зоны лучистого переноса и вращающейся дифференциально конвективной зоны – в области тахоклина – происходит уменьшение скорости вращения плазмы с увеличением расстояния от центра Солнца. Такие условия могут быть наиболее благоприятными для накопления магнитного потока и последующего возникновения магнитных жгутов на данной глубине. В ранних работах, направленных на объяснение наблюдаемых свойств групп пятен, подразумевалось наличие уже сформированных магнитных жгутов у основания конвективной зоны. Жгуты, предположительно, поднимаются к поверхности в результате магнитной плавучести [Parker, 1955b] или ряда других неустойчивостей. Широкое распространение получило приближение тонких магнитных трубок [thin flux tube approximation, Spruit, 1981], в рамках которого полагается, что поперечный размер жгута значительно меньше его длины и давление внутри и снаружи жгута сбалансировано. Модель достаточно успешно применялась для объяснения ряда свойств активных областей, включая закон Джоя, широтное распределение групп пятен и часто наблюдаемую более когерентную структуру ведущих полярностей магнитных диполей [Choudhuri, Gilman, 1987; Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995]. Например, влиянием эффекта Кориолиса может определяться геометрия поднимающейся сквозь конвективную зону

магнитной петли, что обеспечивает тилт активной области при ее появлении на поверхности [например, D'Silva, Choudhuri, 1993].

В последнее время парадигма формирования магнитных жгутов у основания конвективной зоны сталкивается со все большими вызовами. Она много критикуется, поскольку подразумевает значительные величины напряженности магнитного поля в жгутах для противодействия конвекции в достаточно плотной плазме или требует подключения дополнительных механизмов для поддержания существования жгутов как когерентных структур. Сейчас появляется все больше свидетельств того, что формирование магнитных жгутов может происходить в пределах всей толщины конвективной зоны [например, Nelson et al., 2011; Augustson et al., 2015] или даже в ее приповерхностных слоях в области лептоклина [глубина $\approx 0.98R_{Sun}$, Vasil et al., 2024], где также наблюдается уменьшение скорости вращения плазмы с уменьшением глубины [Howe et al., 2000]. Недавние МГД расчеты, учитывающие наиболее полно как турбулентную природу плазмы в конвективной зоне, так и возможное присутствие фоновых магнитных полей, показывают, что даже равномерно распределенные на небольшой глубине, относительно слабые магнитные поля с напряженностью порядка 1 кГс, не сконцентрированные в магнитные жгуты, могут порождать в результате подъема на поверхность структуры, схожие с активными областями [Stein, Nordlund, 2012]. Также предложены механизмы формирования магнитных жгутов в приповерхностных слоях. Например, в работах [Brandenburg, Kleeorin, Rogachevskii, 2013; Käpylä et al., 2016] показано, что в условиях сильно стратифицированной турбулентности около поверхности Солнца может возникать особая неустойчивость отрицательного эффективного магнитного давления (negative effective magnetic pressure instability, NEMPI), которая приводит к концентрации фонового магнитного поля в когерентную структуру, напоминающую магнитную трубку. Результаты численных расчетов последних лет показывают, что роль магнитной плавучести и эффекта Кориолиса в формировании и подъеме магнитных жгутов на поверхность может быть переоценена, тогда как заметно большее влияние оказывают конвективные турбулентные потоки и фоновое магнитное поле [Weber et al., 2023]. Серьезным препятствием является

резкое изменение плотности плазмы при переходе от основания конвективной зоны к поверхности, что значительно затрудняет моделирование генерации и подъема магнитного жгута через всю конвективную зону в атмосферу Солнца. В целом, развитие новых моделей в попытке решить явные недостатки предыдущих изысканий приводит к возникновению все большего количества гипотез о генерации и формировании локальных концентраций магнитного потока.

Одним из направлений, которое может помочь установить подповерхностную структуру магнитных жгутов и причины их возникновения, является локальная гелиосейсмология [Gizon, Birch, 2005]. Подход основан на анализе волновых процессов на поверхности Солнца, который позволяет при использовании ряда предположений получить информацию о внутренних процессах. Прежде всего, методы гелиосейсмологии дают возможность оценить скорости движения плазмы в конвективной зоне и тем самым выявить локальные неоднородности на различных глубинах. К сожалению, даже для одних и тех же случаев различные подходы локальной гелиосейсмологии приводят к различным выводам относительно подповерхностных течений под активными областями [Gizon et al., 2009; 2010]. Кроме того, до конца неясна картина взаимодействия МГД волн с магнитным полем [Cally, Moradi, 2013], что значительно затрудняет интерпретацию результатов исследований [Tripathy, 2023]. В данной работе развивается другое направление для анализа подповерхностной структуры солнечного магнетизма, а именно ведется поиск таких свойств локальных магнитных полей, которые могут служить опорой для однозначного понимания их генерации и возникновения на поверхности Солнца.

Не менее актуальным остается прикладной вопрос прогноза экстремальных событий на Солнце (вспышки и корональные выбросы массы), который также затрагивается в этой работе. Согласно общепринятой точке зрения, причиной таких нестационарных процессов является пересоединение магнитных жгутов в атмосфере. Несмотря на серьезные успехи в развитии различных методов, в том числе включающих использование машинного обучения, точность прогноза едва превышает показатели, достигнутые десятки лет назад. Одной из возможных причин этого является то, что многие подходы основаны на анализе

наиболее доступных для наблюдений магнитных полей на уровне фотосферы, тогда как пересоединение, по всей видимости, происходит в короне или в хромосфере. Это одна из мотиваций развивать новые инструменты для измерения магнитных полей в «объеме» активной области, что достигается при одновременном наблюдении ряда спектральных линий, формирующихся на различных высотах. В данном исследовании также уделено внимание созданию нового солнечного спектрополяриметра в Крымской астрофизической обсерватории, который позволяет проводить измерения магнитных полей активных областей в хромосфере и фотосфере.

Цель данной работы – выявить закономерности появления и развития локальных концентраций магнитного потока (активных и эфемерных областей), которые указывают на механизмы их формирования в конвективной зоне Солнца.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать методы для вычисления скорости нарастания магнитного потока, тилта и геометрических размеров эфемерных и активных областей на этапе всплытия, провести анализ этих величин для большой выборки объектов.
2. Исследовать артефакты в измерениях солнечных магнитных полей, проводимых основными инструментами, используемыми в работе.
3. Разработать и создать инструмент для спектрополяриметрии активных областей на Солнце, провести модернизацию Башенного солнечного телескопа имени ак. А.Б. Северного (БСТ-1) КрАО РАН. Разработать процедуры для проведения наблюдений, учета инструментальной поляризации и обработки получаемых данных.
4. Создать алгоритмы для вычисления скорости вращения по диску Солнца эфемерных и активных областей как единых магнитных структур. Для большой выборки объектов провести расчеты скоростей вращения, выполнить их интерпретацию.

5. Адаптировать методы для расчетов плотности электрических токов в активных областях под наблюдения современных инструментов. Разработать процедуры для расчетов токовой спиральности и скрученности магнитных полей. Провести анализ пространственных и временных вариаций токовой спиральности в активных областях.
6. Разработать методы для измерения дисбаланса магнитного потока всего диска Солнца, сопоставить их с прямым наблюдениями. Выявить вклад различных участков солнечной поверхности в дисбаланс.

Научная новизна:

1. Впервые для большой выборки объектов проведен статистический анализ скорости нарастания магнитного потока в эфемерных и активных областях на этапе всплытия. Исследование стало возможным благодаря запуску космических обсерваторий, проводящих непрерывные наблюдения магнитных полей на Солнце с высоким пространственным и временным разрешением.
2. Впервые для большой выборки эфемерных и активных областей проведен анализ скоростей их вращения по диску Солнца как единых магнитных структур. Установлено, что скорость вращения остается неизменной после окончания всплытия магнитного потока.
3. Показано, что, при использовании изображений в континууме при проведении измерений, вариации скорости вращения активных областей по диску Солнца могут быть следствием особенностей изменения морфологии магнитных диполей.
4. Впервые проведен анализ токовой спиральности в активных областях методами спектров перемежаемости. Обнаружено, что сформировавшаяся система электрических токов активной области может возмущаться подповерхностными магнитными потоками, которые позже всплывают в пределах активной области.

Научная и практическая значимость

Теоретическая значимость определяется основной целью работы – результаты могут быть использованы для развития моделей генерации и формирова-

ния локальных магнитных полей в конвективной зоне Солнца и их последующего подъема к поверхности. Апробация подобных моделей может выполняться путем сопоставления расчетных свойств магнитных структур с реально наблюдаемыми характеристиками, полученными в том числе в данной работе.

Разработанный и созданный в рамках данной работы инструмент для спектрополяриметрии Солнца в Крымской астрофизической обсерватории РАН может быть использован для проведения фундаментальных и прикладных исследований плазмы и магнитных полей в фотосфере и нижней хромосфере.

Результаты исследования могут быть использованы в практических целях для прогнозирования геомагнитных возмущений, вызванных активностью Солнца. Обнаруженные связи между скоростью нарастания магнитного потока в активных областях и их вспышечной продуктивностью применимы в алгоритмах прогноза солнечных вспышек. Найденный эффект влияния нового всплывающего магнитного потока на систему электрических токов в активной области может быть использован для заблаговременной регистрации такого события. С другой стороны, новый магнитный поток, всплывающий внутри активных областей, часто приводит к дестабилизации равновесных состояний и возникновению вспышек и корональных выбросов массы. Результаты анализа взаимосвязи между локальными магнитными полями и общим магнитным полем Солнца, совмещенные с моделями поверхностного переноса магнитного потока, могут быть использованы для заблаговременного прогноза знака межпланетного магнитного поля.

Методология и методы исследования.

Основная методология работы – анализ и интерпретация распределения и динамики наблюдаемых на Солнце магнитных полей и их производных. Для анализа данных наблюдений применялись различные апробированные методы для расчета магнитного потока магнитных структур и его вариаций, электрических токов и токовой спиральности, пространственных спектров перемежаемости и мощности, других величин.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Зависимость скорости нарастания магнитного потока всплывающих активных областей R от их максимального полного беззнакового магнитного потока Φ_{max} наилучшим образом аппроксимируются степенным законом $R \propto \Phi_{max}^{0.48 \pm 0.02}$, что установлено для выборки из 423 объектов.
2. Скорость вращения эфемерных и активных областей по диску Солнца имеет тенденцию к уменьшению при увеличении максимального полного магнитного потока магнитной структуры. При этом скорость вращения индивидуальна для каждой эфемерной или активной области. На этапе всплытия угловая скорость вращения активных областей равновероятно может показывать как увеличение или уменьшение, так и быть неизменной. После окончания всплытия магнитной структуры угловая скорость ее вращения по диску Солнца остается постоянной.
3. Система электрических токов активной области возмущается новым магнитным потоком, который всплывает в непосредственной близости от уже существующей магнитной структуры еще до появления этого магнитного потока на поверхности. Высокая степень скрученности магнитных жгутов является благоприятным фактором для высокой скорости нарастания магнитного потока во время всплытия активных областей.
4. Дисбаланс магнитного потока по всему диску Солнца определяется ансамблем относительно небольших магнитных элементов, суммарная площадь которых не превосходит 10% от площади видимого диска.
5. Разработан и создан новый инструмент для спектрополяриметрии активных областей и участков спокойной атмосферы Солнца с высоким спектральным разрешением.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием общедоступных наблюдений магнитных полей Солнца современными космическими и наземными инструментами, а также применением апробированных, хорошо развитых методов. Результаты находятся в хорошем согласии с выводами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 25 международных и всероссийских конференциях:

- Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2024) «Современная астрономия: от ранней вселенной до экзопланет и черных дыр» 25–31 августа 2024, САО РАН, Нижний Архыз
- Всероссийская конференция «Магнетизм и активность Солнца» [2022, 2023, 2024] КрАО РАН, Научный, Крым
- Ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе» [2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023] ИКИ РАН, Москва
- Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика» [2016, 2017, 2018, 2019, 2022, 2023] ГАО РАН, Санкт-Петербург
- Всероссийская конференция «Современные инструменты и методы в астрономии» 4–9 сентября 2023, САО РАН, Нижний Архыз
- Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде» [2019, 2022] ИСЗФ СО РАН, Иркутск
- Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2021) «Астрономия в эпоху многоканальных исследований» 23–28 августа 2021, ГАИШ МГУ, Москва
- Всероссийская конференция «Магнетизм, циклы активности и вспышки на Солнце и звездах» 3–7 июня 2018, КрАО РАН, Научный, Крым
- Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2017) «Астрономия: познание без границ» 17–22 сентября 2017, Ялта, Крым
- 17-ая международная солнечная конференция «Физика солнечной плазмы и активность Солнца» 4–10 сентября 2016, КрАО РАН, Научный, Крым
- IAU Symposium 365 «Dynamics of Solar and Stellar Convection Zones and Atmospheres» 21–25 August 2023, Yerevan, Armenia
- 5th Asia Pacific Solar Physics Meeting, 3–7 February 2020, Pune, India
- 16th European Solar Physics Meeting, 6–10 September 2021, online

- IAU Symposium 340 «Long-term datasets for the understanding of solar and stellar magnetic cycles» 19–23 February 2018, Jaipur India

Исследования, описанные в диссертационной работе, были частично поддержаны грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 16-02-00221 «Динамика нестационарных процессов на Солнце», руководитель Гопасюк О.С., 16-42-910493 «Солнечный магнетизм на разных пространственных и временных масштабах», руководитель Абраменко В.И., 17-02-00049 «Наблюдательные аспекты генерации и диссипации магнитных полей на Солнце», руководитель Абраменко В.И., 17-52-53203 «Мультифрактальность спиральных характеристик магнитных полей Солнца на фазе спада 22-24-го циклов активности: новые наблюдательные аспекты и посылки для теории динамо», руководитель Кузанян К.М., 19-52-53045 «Глобальные структуры магнитной спиральности и циклическая активность Солнца за десятилетия», руководитель Кузанян К.М.), Российского научного фонда (проекты 18-12-00131 «Магнитное поле Солнца как источник его активности на различных пространственно-временных масштабах», руководитель Абраменко В.И., 19-72-00027 «Раннее прогнозирование вспышечной продуктивности активных областей на Солнце», руководитель Куценко А.С.), программой Президента Китайской академии наук PIFI (проект 2024VMB0007).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 23 печатных изданиях, 20 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 20 в периодических научных изданиях, индексируемых Web of Science и Scopus.

1. *Abramenko V. I., Tikhonova O. I., Kutsenko A. S.* Diagnostics of Turbulent Dynamo from the Flux Emergence Rate in Solar Active Regions // *Geomagnetism and Aeronomy.* — 2017. — Dec. — Vol. 57, no. 7. — P. 792–797.
2. *Abramenko V. I., Zhukova A. V., Kutsenko A. S.* Contributions from Different Type Active Regions Into the Total Solar Unsigned Magnetic Flux // *Geomagnetism and Aeronomy.* — 2018. — Dec. — Vol. 58, no. 8. — P. 1159–1169.

3. *Abramenko V. I., Kutsenko A. S., Tikhonova O. I., Yurchyshyn V. B.* Analysis of the Flux Growth Rate in Emerging Active Regions on the Sun // *Solar Physics*. — 2017. — Apr. — Vol. 292, no. 4. — P. 48.
4. *Fursyak Y. A., Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Distributed Electric Currents in Solar Active Regions // *Solar Physics*. — 2020. — Feb. — Vol. 295, no. 2. — P. 19.
5. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Using SDO/HMI Magnetograms as a Source of the Solar Mean Magnetic Field Data // *Solar Physics*. — 2016. — Aug. — Vol. 291, no. 6. — P. 1613—1623.
6. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Yurchyshyn V. B.* Contribution to the Solar Mean Magnetic Field from Different Solar Regions // *Solar Physics*. — 2017. — Sept. — Vol. 292, no. 9. — P. 121.
7. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Kuzanyan K. M., Xu Haqing, Zhang Hongqi* Intermittency spectra of current helicity in solar active regions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Nov. — Vol. 480, no. 3. — P. 3780—3787.
8. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Flux emergence rate of active regions as a probe for turbulent dynamo action // *Long-term Datasets for the Understanding of Solar and Stellar Magnetic Cycles*. Vol. 340 / ed. by D. Banerjee et al. — 02/2018. — P. 299—300. — (IAU Symposium).
9. *Kutsenko A., Terebikh V., Dolgopolov A., Abramenko V., Plotnikov A., Semyonov D., Skiruta V., Lopukhin V.* The Spectro-Polarimeter of the Andrei B. Severny Solar Tower Telescope at the Crimean Astrophysical Observatory: Optical Design and Implementation // *Solar Physics*. — 2024. — Sept. — Vol. 299, no. 9. — P. 132.
10. *Kutsenko A. S.* The rotation rate of solar active and ephemeral regions - I. Dependence on morphology and peak magnetic flux // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — Jan. — Vol. 500, no. 4. — P. 5159—5166.

11. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Probing the rotation rate of solar active regions: the comparison of methods // Open Astronomy. — 2022. — Jan. — Vol. 30, no. 1. — P. 219—224.
12. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Kutsenko O. K.* On the possibility of probing the flare productivity of an active region in the early stage of emergence // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Mar. — Vol. 501, no. 4. — P. 6076—6082.
13. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Litvishko D. V.* The rotation rate of solar active and ephemeral regions - II. Temporal variations of the rotation rates // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Mar. — Vol. 519, no. 4. — P. 5315—5323.
14. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Pevtsov A. A.* Extended statistical analysis of emerging solar active regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Apr. — Vol. 484, no. 3. — P. 4393—4400.
15. *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.
16. *Kutsenko A. S., Yang Shangbin, Abramenko V. I., Semyonov D. G.* Experiments on high-spatial-resolution observations of the Sun at the A.B. Severyn Solar Tower Telescope of the Crimean Astrophysical Observatory // Acta Astrophysica Taurica. — 2022. — Dec. — Vol. 3, no. 3. — P. 8.
17. *Kutsenko O. K., Abramenko V. I., Kutsenko A. S.* The Magnetic Power Spectra of Decaying Active Regions: New Evidence for the Large-Scale Magnetic Flux Bundle Submergence? // Solar Physics. — 2024. — July. — Vol. 299, no. 7. — P. 102.
18. *Kutsenko O. K., Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Magnetic Power Spectra of Emerging Active Regions // Solar Physics. — 2019. — Aug. — Vol. 294, no. 8. — P. 102.

19. *Litvishko D. V., Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Analysis of Differential Rotation of Anti-Hale Active Regions // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2024. — Jan. — Vol. 63, no. 8. — P. 1111—1115.
20. *Plotnikov A., Abramenko V., Kutsenko A.* Estimation of the Lifetime of Slow-Decaying Unipolar Active Regions in the Framework of the Turbulent Erosion Model // *Solar Physics*. — 2024. — Mar. — Vol. 299, no. 3. — P. 34.
21. *Plotnikov A., Kutsenko A., Yang Shangbin, Xu Haiqing, Bai Xianyong, Zhang Hongqi, Kuzanyan K.* Improvements of the Longitudinal Magnetic Field Measurement from the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station // *Solar Physics*. — 2021. — Nov. — Vol. 296, no. 11. — P. 165.
22. *Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S.* Correction to: 'Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions' // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023a. — June. — Vol. 521, no. 4. — P. 6293—6294.
23. *Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S.* Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023b. — May. — Vol. 521, no. 2. — P. 2187—2195.

Личный вклад. В работах, в которых соискатель является первым автором, им была выполнена основная часть исследований, включая постановку задачи, проведение расчетов, интерпретация результатов и подготовку публикации. Большая часть статей подготовлена в соавторстве с научным консультантом Абраменко В.И., которая предоставляла свои алгоритмы для расчетов, принимала участие в обсуждении результатов, подготовке текстов статей. Работы, в которых соискатель не является первым автором, также связаны с тематикой диссертации и их результаты приведены для создания более целостной картины эволюции локальных магнитных полей на Солнце. В этих работах соискатель принимал активное участие в определении методов и данных для исследова-

ний, в обсуждении результатов и частично в проведении расчетов, в написании текста статей.

Спектрополяриметр БСТ-1 КрАО РАН был разработан и создан под руководством соискателя. Им была сформулирована научная задача для инструмента и основные технические требования, выбраны целевые спектральные линии, разработаны программное обеспечение для проведения наблюдений, математические методы для обработки спектров и извлечения информации о поляризации излучения, процедуры и алгоритмы для юстировки и калибровки инструмента. Оптическая схема спектрополяриметра БСТ-1 КрАО РАН была рассчитана Теребижем В.Ю., конструкторские изыскания выполнены Долгополовым А.В.

Магнито-морфологическая классификация предложена Абраменко В.И. и в дальнейшем разрабатывалась ею совместно с Жуковой А.В., Сулеймановой Р.А. и соискателем. Методологические работы по измерениям магнитных полей и исследования диссипации магнитного потока выполнены совместно с Плотниковым А.А. Работы по анализу электрических токов проводились совместно с Фурсяком Ю.А. Исследования спектров мощности магнитного поля проводились совместно с Куценко О.К. Работы, связанные с вращением активных областей, частично выполнялись совместно с Литвишко Д.В.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения. Полный объем диссертации составляет 268 страниц, включая 74 рисунка и 4 таблицы. Список литературы содержит 374 наименования.

Глава 1. Измерение магнитных полей на Солнце

Данная работа основана на анализе наблюдательных данных о магнитных полях в атмосфере Солнца. Метод измерения магнитных полей в фотосфере и хромосфере базируется на эффекте Зеемана – расщеплении линий фраунгофера спектра в присутствии магнитного поля. Наиболее надежные измерения магнитных полей требуют проведения прецизионной спектрополяриметрии Солнца обычно в видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн. В данной главе кратко представлены основные принципы и методы высокоточной спектрополяриметрии, подходы для извлечения информации о магнитном поле из наблюдений, а также приводится описание ряда инструментов, данные которых использовались для проведения исследования. Последние параграфы главы посвящены новому спектрополяриметру, установленному на Башенном солнечном телескопе имени академика А.Б. Северного (БСТ-1) Крымской астрофизической обсерватории РАН.

1.1 Спектр Солнца

Солнце – типичный желтый карлик спектрального класса G2V с эффективной температурой поверхности около 5800° К. На фоне сплошного солнечного спектра в видимом диапазоне длин волн наблюдаются тысячи спектральных фраунгоферовых абсорбционных линий, формирующихся, в основном, в фотосфере и заметно реже в хромосфере звезды в результате связанно-связанных переходов. Наибольшее количество линий принадлежит нейтральным и однократно ионизованным атомам металлов. В эмиссии спектральные линии наблюдаются в активных областях, во время солнечных вспышек или на лимбе Солнца. Корональные эмиссионные линии относительно немногочисленны и возникают при переходах в высокоионизованных ионах металлов.

1.2 Форма спектральных линий

Узкие спектральные линии формируются в результате связанно-связанных переходов электронов в нейтральных или ионизованных атомах. Переходы происходят между дискретными уровнями, каждый из которых описывается набором квантовых чисел n, L, S , где n – главное квантовое число, L и S – суммарные орбитальный угловой момент и собственный момент (спин) электрона, соответственно. Заселенность дискретных уровней определяется термодинамическими характеристиками излучающего или поглощающего объема. Переходы между уровнями наиболее вероятны при соблюдении правил отбора, когда квантовые числа могут меняться только на определенные значения. Абсорбционные спектральные линии возникают при поглощении атомами фотонов с определенной длиной волны, при этом электрон переходит с нижележащего на более высокий уровень. После поглощения фотон переизлучается в произвольном направлении или атом релаксирует в исходное состояние в результате безызлучательного перехода, что в спектре проявляется как падение интенсивности излучения на длине волны перехода. Последняя в общем случае определяется разностью энергий E между нижним и верхним уровнями $\lambda = \hbar c / E$, где λ – длина волны перехода, c – скорость света, $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка. Энергия уровня зависит от полного углового момента J – суммы орбитального углового момента и спина, $J = L + S$.

В силу конечного времени нахождения электрона в возбужденном состоянии, энергия уровня, согласно принципу неопределенности Гейзенberга, определяется с точностью до $\Delta E = \hbar/\Delta\tau$, где $\Delta\tau$ – время жизни электрона на верхнем уровне. Следовательно, точность определения частоты перехода также не может превышать $\Delta E/h$, что приводит к естественному уширению спектральной линии. Профиль линии в таком случае описывается лоренцевским профилем.

В реальной звездной атмосфере вещество находится в состоянии горячего газа или плазмы с температурой единицы и десятки тысяч кельвин. В таких условиях значительное влияние на контур спектральной линии оказывает до-

плеровское уширение, связанное с тепловым движением частиц. Длина волны поглощения каждого отдельного атома, движущегося с индивидуальной лучевой скоростью относительно наблюдателя, будет варьироваться вследствие эффекта Доплера. Как результат, профиль спектральной линии будет уширен при поглощении излучения всем ансамблем частиц. Форма профиля при исключительно доплеровском уширении будет определяться функцией Гаусса. Доплеровская ширина определяется температурой среды и равна

$$v_D = \sqrt{\frac{2k_B T}{m} + \xi_{mic}^2}, \quad (1.1)$$

где T – температура, k_B – постоянная Больцмана, m – масса покоя атома, ξ_{mic} – микротурбулентная скорость, вводимая для учета движений на масштабах, меньших длины свободного пробега фотона [del Toro Iniesta, 2003]. В общем случае контур спектральной линии описывается профилем Фойгта, представляющим собой свертку лоренцевского и доплеровского контуров.

1.3 Эффект Зеемана

Во внешнем магнитном поле электрон в атоме приобретает дополнительную энергию, пропорциональную скалярному произведению полного углового момента на вектор магнитного поля. В результате снимается вырождение на магнитное квантовое число M (проекцию полного углового момента) и энергетические уровни в атоме с квантовым числом J расщепляются на $2J + 1$ подуровней [например, Condon, Shortley, 1935]. Спектральная линия, соответствующая переходу между двумя уровнями, также расщепляется на ряд компонент. Длины волн компонент могут быть рассчитаны с помощью выражения [Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004]

$$\lambda_{MM'} = \lambda_0 - \Delta\lambda_B(g'M' - gM), \quad (1.2)$$

где λ_0 – длина волны невозмущенной спектральной линии, M и M' – магнитные квантовые числа нижнего и верхнего подуровней, g – фактор Ланде, определя-

емый формулой

$$g = 1 + \frac{1}{2} \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \quad (1.3)$$

для LS -связи в атоме и

$$\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_0^2 e_0 B}{4\pi m c^2}. \quad (1.4)$$

В последнем выражении e_0 и m традиционно обозначают заряд и массу электрона, c – скорость света, B – модуль вектора внешнего магнитного поля.

Для наиболее вероятных электрических дипольных переходов между подуровнями действуют следующие правила отбора:

$$\Delta M = M' - M = 0; \pm 1. \quad (1.5)$$

Переходы с $\Delta M = -1$ и $\Delta M = +1$ обозначают σ_r - и σ_b -компонентами, соответственно. Индекс r или b показывает смещение длины волны перехода в красную (red) или синюю (blue) сторону спектра. Переходы с $\Delta M = 0$ называются π -компонентами, в спектре последние лежат между σ -компонентами. Количество компонент в расщепленной спектральной линии зависит от конфигурации верхнего и нижнего уровней. В простейшем случае нормального эффекта Зеемана, когда угловой момент любого из двух уровней равен нулю ($J = 0$ или $J' = 0$) или факторы Ланде обоих уровней равны ($g = g'$), наблюдается триплет [Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004]. Длина волны π -компоненты совпадает с λ_0 , а σ -компоненты смещены от λ_0 симметрично на $\pm g\Delta\lambda_B$. При других конфигурациях квантовых чисел возникает аномальный эффект Зеемана, когда количество компонент и их относительная амплитуда зависит от конкретной электронной конфигурации верхнего и нижнего уровней [для примера см. рисунок 3.2 в Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004]. Правила отбора для электрических квадрупольных и магнитных дипольных переходов могут быть найдены в [Beckers, 1969]. В любом случае, эффект Зеемана приводит к симметричному расщеплению спектральной линии относительно λ_0 . Эта симметрия используется во многих практических случаях при анализе наблюдений, что будет показано в параграфе § 1.8.5.

Важным свойством эффекта Зеемана является зависимость поляризации π - и σ -компонент от взаимной ориентации вектора магнитного поля и луча зрения наблюдателя. В общем случае σ -компоненты показывают эллиптическую поляризацию, которая вырождается в круговую при совпадении направления вектора магнитного поля и луча зрения. При взаимно ортогональной ориентации π - и σ -компоненты будут показывать линейную поляризацию параллельную (π) и перпендикулярную ($\sigma_{b,r}$) вектору магнитного поля, что схематически показано на рисунке 1.1. Анализ поляризации зеемановских компонент при наблюдениях позволяет, прежде всего, определять направление вектора магнитного поля к лучу зрения.

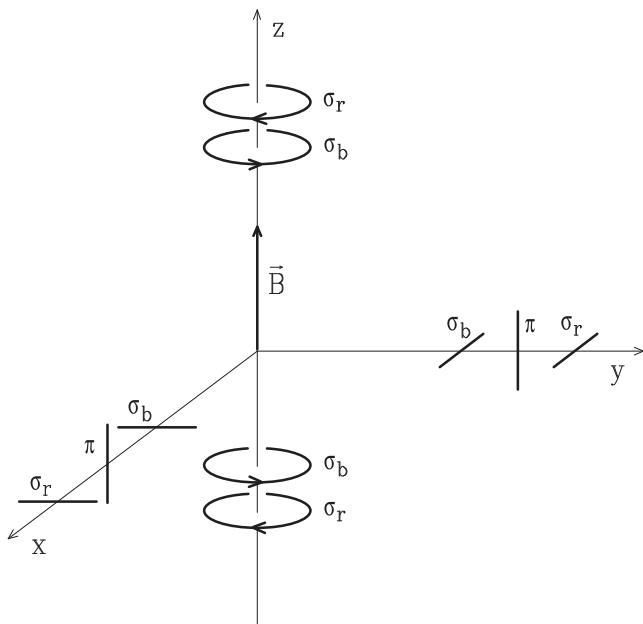


Рисунок 1.1 — Поляризационные свойства компонент спектральной линии при зеемановском расщеплении. Поляризация π - и σ -компонент в общем случае эллиптическая, которая вырождается в круговую (для σ -компонент) при наблюдении продольного магнитного поля и в линейную для чисто поперечного магнитного поля. Иллюстрация взята из [Landi Degl’Innocenti, Landolfi, 2004].

1.4 Вектор Стокса

Как было показано в предыдущем параграфе, поляризация излучения играет важную роль в вопросах измерения магнитных полей на звездах. Поляризация электромагнитной волны определяется траекторией, которую описывает вектор электрического поля \vec{E} волны при ее распространении. При наблюдении вдоль волнового вектора, для неполяризованного излучения конец вектора электрического поля показывает колебания в случайных направлениях, постоянно меняющихся во времени. Полнотью поляризованное излучение характеризуется упорядоченным движением конца вектора электрического поля в общем случае по эллиптической траектории. Как было показано Джорджем Стоксом в 1852 году, для описания поляризационного состояния электромагнитного излучения достаточно четырех параметров [например, Schaefer et al., 2007].

Рассмотрим распространение плоской монохроматической волны, распространяющейся в локальной системе координат вдоль направления z . Вектор электрического поля может быть разложен на проекции E_x и E_y , которые будут описываться уравнениями:

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x); \\ E_y(z,t) &= E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y), \end{aligned} \quad (1.6)$$

где E_{0x} и E_{0y} – максимальные амплитуды напряженности электрического поля вдоль осей x и y , t – время, ω – циклическая частота волны, k – модуль волнового вектора и δ_x , δ_y – фазы. Избавляясь от члена $\omega t - kz$, описывающего распространение плоской волны, систему 1.6 можно преобразовать к виду

$$\frac{E_x(z,t)^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y(z,t)^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(z,t)E_y(z,t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (1.7)$$

где $\delta = \delta_y - \delta_x$. Уравнение 1.7 описывает поляризацию электромагнитной волны и называется поляризационным эллипсом (рисунок 1.2). Сам поляризационный эллипс не может быть измерен, поэтому в практических приложениях

переходят к интенсивностям, которые можно получить путем усреднения выражения 1.7 по времени:

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2, \quad (1.8)$$

где

$$I = E_{0x}^2 + E_{0y}^2;$$

$$Q = E_{0x}^2 - E_{0y}^2;$$

$$U = 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta;$$

$$V = 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta$$

есть параметры Стокса. Параметр I описывает общую интенсивность электромагнитного излучения, параметр Q – превалирование линейно поляризованного света в горизонтальной плоскости над линейно поляризованным светом в вертикальной плоскости, параметр U – то же самое для плоскостей, наклоненных на $+45^\circ$ и -45° к горизонту, параметр V – превалирование в излучении правой круговой поляризации над левой. В дальнейшем будет использоваться понятие (псевдо)вектор Стокса, по определению равный $\mathbb{I} \equiv [I, Q, U, V]^T$.

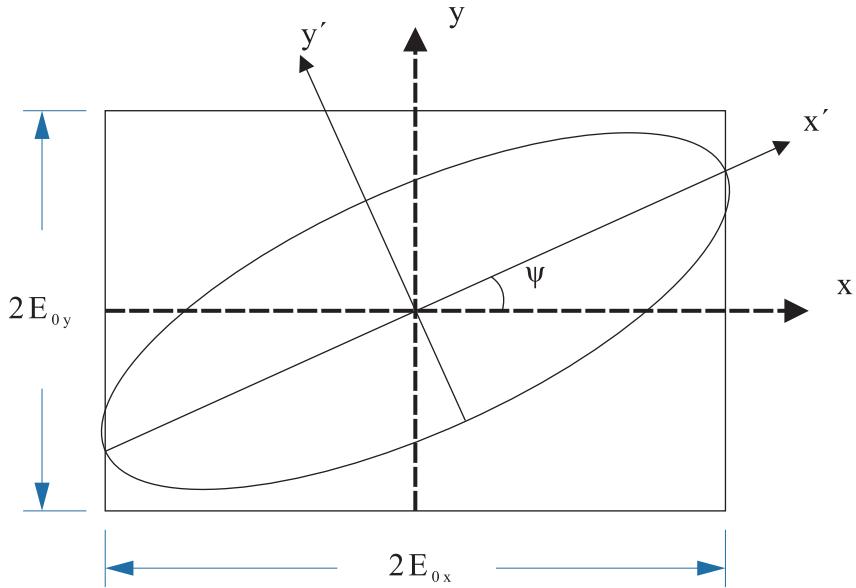


Рисунок 1.2 – Поляризационный эллипс, описываемый уравнением 1.7. В общем случае, компоненты вектора \vec{E} могут быть направлены не вдоль осей x и y , а повернуты на произвольный угол ψ .

Формализм вектора Стокса удобен для описания поляризации света. Например, неполяризованное, нормированное на единичную интенсивность излучение может быть представлено как $\mathbb{I} = [1, 0, 0, 0]^T$, а вектор Стокса пол-

ностью линейно поляризованного в вертикальной плоскости света равен $\mathbb{I} = [1, -1, 0, 0]^T$.

Выражение 1.8 справедливо для полностью поляризованного излучения. Для неполяризованного света выполняются равенства $Q = U = V = 0$, тогда как в общем случае частично поляризованного излучения справедливо $I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2$. Вектор Стокса всегда может быть разложен на сумму двух векторов, представляющих поляризованную и неполяризованную части:

$$\mathbb{I} = (1 - P) \begin{bmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + P \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (1.9)$$

где $P = (Q^2 + U^2 + V^2)/I^2$ – степень поляризации излучения.

1.4.1 Матрица Мюллера

В общем случае любой оптический элемент при взаимодействии с электромагнитным излучением изменяет его поляризационное состояние. Для математического описания такого изменения Гансом Мюллером [Mueller, 1948] был предложен матричный формализм, который широко используется в оптике. Матрица Мюллера имеет размерность 4×4 элемента и показывает изменение амплитуды параметров Стокса (диагональные элементы) или «перетекание» энергии между различными поляризационными состояниями при прохождении излучения через оптическую систему. Например, если оптический прибор описывается матрицей Мюллера \mathbb{M} , а входной световой пучок вектором Стокса \mathbb{I} , то вектор Стокса пучка на выходе будет равен

$$\mathbb{I}' = \mathbb{M}\mathbb{I}. \quad (1.10)$$

При прохождении подряд через n оптических элементов, вектор Стокса прошедшего пучка будет равен

$$\mathbb{I}' = \mathbb{M}_n \mathbb{M}_{n-1} \dots \mathbb{M}_2 \mathbb{M}_1 \mathbb{I}, \quad (1.11)$$

где \mathbb{M}_i – матрица Мюллера i -го оптического элемента, $i = 1 \dots n$, а порядок прохождения света через элементы соответствует их порядковому номеру i .

Матрица Мюллера определяется геометрическими и оптическими свойствами элемента и иногда может быть легко получена [см., например, п. 8.6 в Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004]. Например, матрица Мюллера линейного поляризатора равна

$$\mathbb{M}_{LP}(\beta) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\beta & \sin 2\beta & 0 \\ \cos 2\beta & \cos^2 2\beta & \cos 2\beta \sin 2\beta & 0 \\ \sin 2\beta & \cos 2\beta \sin 2\beta & \sin^2 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.12)$$

где β – угол между оптической осью поляризатора и выбранным направлением. Матрица Мюллера фазовой пластиинки

$$\mathbb{M}_{WP}(\alpha, \delta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\alpha + \sin^2 2\alpha \cos \delta & \cos 2\alpha \sin 2\alpha (1 - \cos \delta) & \sin 2\alpha \sin \delta \\ 0 & \cos 2\alpha \sin 2\alpha (1 - \cos \delta) & \cos^2 2\alpha \cos \delta + \sin^2 2\alpha & -\cos 2\alpha \sin \delta \\ 0 & -\sin 2\alpha \sin \delta & \cos 2\alpha \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}, \quad (1.13)$$

где δ – фазовая задержка пластиинки, α – угол между быстрой осью пластиинки и выбранным направлением.

1.4.2 Измерение параметров Стокса

Для определения поляризации светового пучка, измеряют его интенсивность после прохождения через оптическую систему, выделяющую заданные поляризационные состояния и часто называемую анализатором поляризации.

Для получения всех параметров Стокса необходимо провести не менее четырех измерений. Стандартная практика состоит в разделении анализируемого пучка на несколько пучков, разнесенных в пространстве, что позволяет одновременно измерить параметры Стокса для каждого из пучков с помощью отдельного анализатора. Также часто используемый подход – поочередное изменение свойств анализатора поляризации для выделения различных параметров Стокса (временная модуляция поляризации). Широкое распространение получили анализаторы поляризации, комбинирующие пространственное разделение пучков с временной модуляцией.

Типовая схема анализатора поляризации представлена на рисунке 1.3. Анализатор состоит из вращающейся фазовой пластинки и линейного поляризатора. Пучок на рисунке распространяется слева направо, поэтому матрица Мюллера анализатора равна $M_{LP}M_{WP}$. Подставляя выражения для матриц 1.12 и 1.13 и учитывая, что детектор регистрирует только I параметр вектора Стокса, сигнал детектора D может быть найден как [Landi Degl’Innocenti, Landolfi, 2004]

$$D(\alpha, \beta, \delta) = \frac{1}{2} [I + (Q \cos 2\alpha + U \sin 2\alpha) \cos 2(\beta - \alpha) \\ - (Q \sin 2\alpha - U \cos 2\alpha) \sin 2(\beta - \alpha) \cos \delta \\ + V \sin 2(\beta - \alpha) \sin \delta]. \quad (1.14)$$

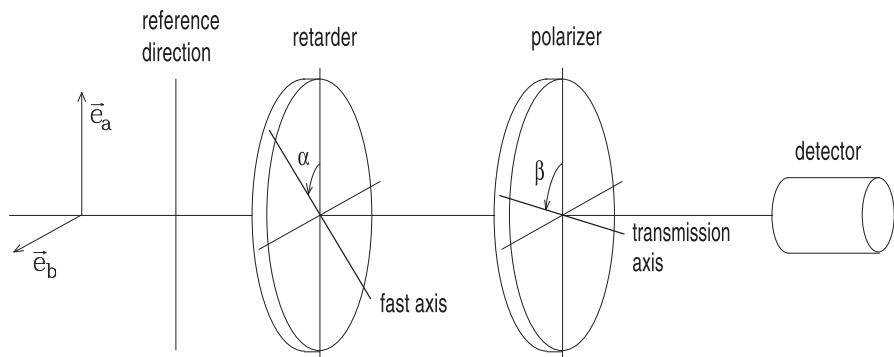


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение оптического анализатора поляризации для измерения вектора Стокса. Анализатор состоит из вращающейся фазовой пластинки (retarder) и линейного поляризатора (polarizer). Иллюстрация взята из [Landi Degl’Innocenti, Landolfi, 2004].

Процесс измерения вектора Стокса заключается в регистрации интенсивности прошедшего через анализатор излучения при различных комбинациях углов α и β , после чего решается линейная система уравнений для определения параметров I , Q , U и V . Например, при $\delta = 0^\circ$ или $\alpha = \beta$, уравнение 1.14 принимает вид

$$D'(\beta) = \frac{1}{2} [I + Q \cos 2\beta + U \sin 2\beta]$$

и параметры Стокса I , Q и U могут быть определены в результате четырех измерений:

$$\begin{aligned} I &= D'(0^\circ) + D'(90^\circ); \\ Q &= D'(0^\circ) - D'(90^\circ); \\ U &= D'(45^\circ) - D'(135^\circ). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Параметр V может быть измерен при использовании четвертьволновой фазовой пластинки ($\delta = 90^\circ$), быстрая ось которой совпадает с выбранным направлением ($\alpha = 0^\circ$). В этом случае уравнение 1.14 принимает вид

$$D''(\beta) = \frac{1}{2} [I + Q \cos 2\beta + V \sin 2\beta]$$

и параметры Стокса могут быть найдены с помощью выражений

$$\begin{aligned} I &= D'(0^\circ) + D'(90^\circ); \\ Q &= D'(0^\circ) - D'(90^\circ); \\ V &= D'(45^\circ) - D'(135^\circ). \end{aligned} \quad (1.16)$$

На практике применяются вращающиеся фазовые пластинки с различной фазовой задержкой, измерение проводится при определенных ориентациях между быстрой осью пластиинки и осью линейного поляризатора [например, Bagnulo et al., 2009]. Вместо фазовой пластиинки могут использоваться электро-оптические модуляторы, основанные на различных кристаллах двойного лучепреломления, в том числе жидких [например, November, Wilkins, 1995]. Фазовая задержка таких устройств меняется в зависимости от напряженности приложенного внешнего электрического поля, что позволяет проводить измерения вектора Стокса не меняя физически оптический тракт. Также применяются схемы,

при которых фазовая пластиинка вращается непрерывно, модулируя интенсивность излучения с некоторой частотой. Параметры Стокса при таком подходе могут быть вычислены из преобразования Фурье сигнала $D(t)$ [Berry, Gabrielse, Livingston, 1977].

1.5 Решение обратной задачи спектроскопии

Извлечение информации о магнитном поле и параметрах солнечной плазмы из измеренного профиля спектральной линии, или, более полно, из полученного вектора Стокса, требует решения обратной задачи спектроскопии. Под решением подразумевается нахождения такого набора значений или их распределения, которые в рамках выбранной модели атмосферы приводят к получению модельного спектрального профиля, наилучшим образом совпадающего с наблюдаемым. Для этого требуется решение уравнения переноса излучения, которое описывает взаимодействие электромагнитного излучения со средой, в которой оно распространяется, и может быть для вектора Стокса \mathbb{I} в наиболее общем виде записано как [например, del Toro Iniesta, 2003; del Toro Iniesta, Ruiz Cobo, 2016]

$$\frac{d\mathbb{I}}{d\tau_c} = \mathbb{K}(\mathbb{I} - \mathbb{S}), \quad (1.17)$$

где τ_c – оптическая глубина на длине волны континуума, \mathbb{K} – матрица распространения (англ. propagation matrix), \mathbb{S} – функция источника, по аналогии с вектором Стокса представляющая собой столбец из четырех элементов. Матрица распространения размером 4×4 элемента описывает поглощение излучения при прохождении через среду и дисперсию, т.е. перетекание энергии между различными поляризационными состояниями. Произведение матриц \mathbb{K} и \mathbb{S} учитывает излучение самой среды. По сути, уравнение переноса излучения описывает закон сохранения энергии.

Определенная симметрия матрицы распространения \mathbb{K} позволяет представить ее в виде суммы трех матриц [del Toro Iniesta, 2003]:

$$\mathbb{K} = \begin{bmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.18)$$

Первая из них имеет диагональный вид и описывает поглощение излучения в среде, которое одинаково для всех поляризаций. В простейшем случае распространения неполяризованного света через изотропную среду уравнение переноса излучения преобразуется в закон Бугера-Ламберта-Бэра $I = I_0 \exp(-k\tau)$, где коэффициент поглощения k совпадает с η_I . Вторая матрица в выражении 1.18 описывает дихроизм среды и показывает, что поляризованные определенным образом компоненты могут поглощаться по-разному. Третья антисимметрическая матрица в 1.18 показывает дисперсию в среде, т.е. перетекание энергии между поляризованными состояниями (англ. cross-talk). Элементы матрицы \mathbb{K} представляют собой комбинацию профилей Фарадея-Фойгта и характеризуют поглощение и дисперсию в среде с учетом геометрии задачи. Их явный вид может быть найден, например, в [del Toro Iniesta, 2003].

Формальное решение уравнения переноса излучения было получено, например, в [Landi Degl'Innocenti, Landi Degl'Innocenti, 1985] и может быть записано в виде

$$\mathbb{I}(0) = \int_0^\infty \mathbb{O}(0, \tau_c) \mathbb{K}(\tau_c) \mathbb{S}(\tau_c) d\tau_c, \quad (1.19)$$

где \mathbb{O} – т.н. эволюционный оператор (англ. evolution operator). Оно является формальным в том смысле, что в общем случае явный вид входящей в него матрицы \mathbb{O} неизвестен. Аналитическое решение возможно лишь для нескольких частных случаев, которые будут рассмотрены в следующих параграфах. Уравнение 1.17 фактически является системой из четырех (для каждой компоненты вектора Стокса) дифференциальных уравнений, которые необходимо решать совместно. Решение ищут в численном виде, что даже на современных компьютерах занимает значительное время при обработке больших объемов

наблюдений. Тем не менее, для сообщества доступны готовые программные пакеты, позволяющие из измеренного вектора Стокса получить информацию о распределении магнитного поля и параметров атмосферы с высотой в рамках различных предположений [например, Uitenbroek, 2001; Ruiz Cobo et al., 2022].

1.5.1 Приближение атмосферы Милна-Эддингтона

Приближение атмосферы Милна-Эддингтона относится к случаю локального термодинамического равновесия в среде, когда полагается, что функция источника линейно изменяется с оптической глубиной

$$\mathbb{S} \equiv \mathbb{S}_0 + \mathbb{S}_1 \tau_c = (S_0 + S_1 \tau_c)[1, 0, 0, 0]^T, \quad (1.20)$$

а матрица распространения не зависит от τ_c

$$\mathbb{K}(\tau_c) = \mathbb{K}_0. \quad (1.21)$$

Эволюционный оператор может быть записан в виде [del Toro Iniesta, 2003]:

$$\mathbb{O}(0, \tau_c) = \exp(-\mathbb{K}_0 \tau_c). \quad (1.22)$$

При таких предположениях формальное решение уравнения переноса излучения 1.19 может быть проинтегрировано по частям и записано как

$$\mathbb{I}(0) = \mathbb{S}_0 + \mathbb{K}_0^{-1} \mathbb{S}_0. \quad (1.23)$$

Поскольку в матрицах \mathbb{S}_0 и \mathbb{S}_1 ненулевым является только первый элемент, задача сводится к нахождению первого столбца обратной матрицы распространения \mathbb{K}_0^{-1} . Явный вид решения для всех параметров вектора Стокса приведен, например, в [Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004] или в [del Toro Iniesta, 2003]. Оно обычно именуется решением Унно-Рачковского для атмосферы Милна-Эддингтона и является широко используемым в физике звездных атмосфер. Синтетические профили параметров Стокса определяются девятью переменными, к

которым относятся модуль, наклон к лучу зрения и азимут вектора магнитного поля, доплеровская ширина спектральной линии, функция источника (S_0 и S_1), доплеровская скорость плазмы, коэффициент поглощения и дампинг-фактор функции Фойгта. Решение обычно применяется при анализе линий, формирующихся в фотосфере. Небольшие модификации матрицы распространения позволяют применять модель даже для хромосферных линий, образующихся заведомо не в условиях локального термодинамического равновесия [например, Lites et al., 1988].

1.5.2 Приближение слабого поля

В случае, если магнитное поле полагается постоянным с оптической глубиной и слабым, величина параметра V вектора Стокса оказывается пропорциональным продольному магнитному полю. Как показано в [Landi Degl'Innocenti, Landolfi, 2004], в этом случае выполняется приблизительное равенство

$$V(\lambda) \approx -g_{eff}\Delta\lambda_B \cos\gamma \frac{\partial I_{nm}}{\partial\lambda}, \quad (1.24)$$

где I_{nm} – профиль спектральной линии в отсутствие магнитного поля, γ – угол между лучом зрения и вектором магнитного поля, g_{eff} – эффективный фактор Ланде, рассчитываемый по формуле

$$g_{eff} = 1/2(g_u + g_l) + 1/4(g_u - g_l)[J_u(J_u + 1) - J_l(J_l + 1)], \quad (1.25)$$

где g_u и g_l – факторы Ланде (выражение 1.3), а J_u и J_l – полные орбитальные угловые моменты для верхнего и нижнего уровней, соответственно. Правомочность приближения слабого поля возникает в том случае, если зеемановское расщепление намного меньше доплеровской ширины линии, или

$$g_{eff} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_D} \ll 1, \quad (1.26)$$

где $\Delta\lambda_D = \Delta\nu_D\lambda_0/c$.

Приближение широко применяется при магнитографических наблюдениях, когда измерения проводятся в одной или двух точках спектрального профиля. В этом случае используется формула магнитографа $B_z = C_{\parallel}V$, где калибровочная константа C_{\parallel} может быть определена из модельных расчетов с учетом профиля линии и инструментальной функции спектрографа. Можно показать, что для слабого поперечного магнитного поля также будет выполняться приблизительное равенство $B_t \approx C_{\perp}(U^2 + Q^2)^{1/4}$. Приближение применимо для измерения магнитного поля в хромосфере, поскольку ширина спектральных линий в этом случае значительна, а величина магнитного поля, наоборот, как правило уменьшается с высотой, поэтому неравенство 1.26 часто выполняется.

1.5.3 Метод центра тяжести

Существенным недостатком приближения слабого поля является то, что зависимость между V и B_z быстро отклоняется от линейной при увеличении модуля магнитного поля. Кроме того, коэффициент пропорциональности зависит от угла между вектором магнитного поля и лучом зрения [Landi Degl’Innocenti, Landolfi, 2004]. Для устранения первого недостатка Семелем был предложен метод центра тяжести [Semel, 1967]. Он основан на измерении профиля спектральной линии в поляризованной по и против часовой стрелки круговой поляризации, т.е. параметров Стокса $I(\lambda) \pm V(\lambda)$. Для каждого из двух профилей рассчитывается средневзвешенный по интенсивности центр тяжести

$$\lambda_{\pm} = \frac{\int [I_c - (I(\lambda) \pm V(\lambda))] \lambda d\lambda}{\int [I_c - (I(\lambda) \pm V(\lambda))] d\lambda}, \quad (1.27)$$

где I_c – интенсивность в континууме, а интеграл берется по всему профилю спектральной линии. Продольное магнитное поле пропорционально разности между измеренными центрами тяжести [Landi Degl’Innocenti, Landolfi, 2004]

$$B_z = \frac{1.071 \cdot 10^9}{g_{eff} \lambda_0^2} (\lambda_+ - \lambda_-), \quad (1.28)$$

где невозмущенная длина волны λ_0 измеряется в Å, магнитное поле в Гс, а расщепление $(\lambda_+ - \lambda_-)$ в мÅ.

Как указано в [Landi Degl’Innocenti, Landolfi, 2004], метод, кроме того, что не показывает насыщения в сильных магнитных полях, также применим для нормального и аномального зеемановского расщепления и не зависит от формы профиля спектральной линии. К сожалению, метод центр тяжести пригоден для измерения только продольного магнитного поля.

1.6 Инструменты для измерения магнитных полей на Солнце

Как описано в предыдущих параграфах, информация о магнитном поле извлекается из поляризационных измерений магниточувствительных спектральных линий в излучении объекта. В отличие от наблюдений удаленных звезд, когда для условно точечного источника необходимо зарегистрировать одномерный спектр, задача инструмента при спектрополяриметрии Солнца состоит в получении трехмерного куба данных $I(x,y,\lambda)$ для каждого состояния поляризации, а именно – распределение интенсивности излучения по спектру (λ) для каждого пикселя двумерного изображения (x,y) солнечной поверхности. Поскольку обычно используются матричные (двумерные) приемники излучения, при разработке инструмента выбираются различные подходы для получения необходимого объема информации, схематически представленные на рисунке 1.4, взятого из обзора [Iglesias, Feller, 2019]. Наиболее распространенные оптические схемы – фильтрографы и щелевые спектрографы. В первом случае на детекторе строится двумерное изображение участка или всего диска Солнца (x,y) , при этом на пути пучка устанавливается узкополосный фильтр, обычно построенный на эталоне Фабри-Перо, с полосой пропускания меньшей, чем ширина используемой спектральной линии. Изменяя центральную длину волны фильтра (λ) со временем, возможно для каждого элемента разрешения получить и спектральное распределение интенсивности. Щелевые спектрографы по-

лучают спектральную информацию для узкого участка изображения Солнца, направленного вдоль одной из выбранных пространственных осей (y, λ). Необходимый куб данных набирается путем последовательного во времени смещения изображения через щель по второй координате (x). Усовершенствование такого подхода состоит в установке сразу нескольких спектральных щелей, что позволяет получить распределение $I(y, \lambda)$ сразу для нескольких положений x . Дальнейшее развитие – спектрополяриметры интегрального поля, когда каждый элемент разрешения изображения Солнца каким-либо образом раскладывается в спектр и проецируется на детектор одновременно. Такой подход хотя и позволяет получить всю необходимую информацию за одну экспозицию, но обычно не может обеспечить необходимые спектральное разрешение и поле зрения. Ниже представлено описание основных инструментов для спектрополяриметрии Солнца, данные которых использовались в диссертационной работе.

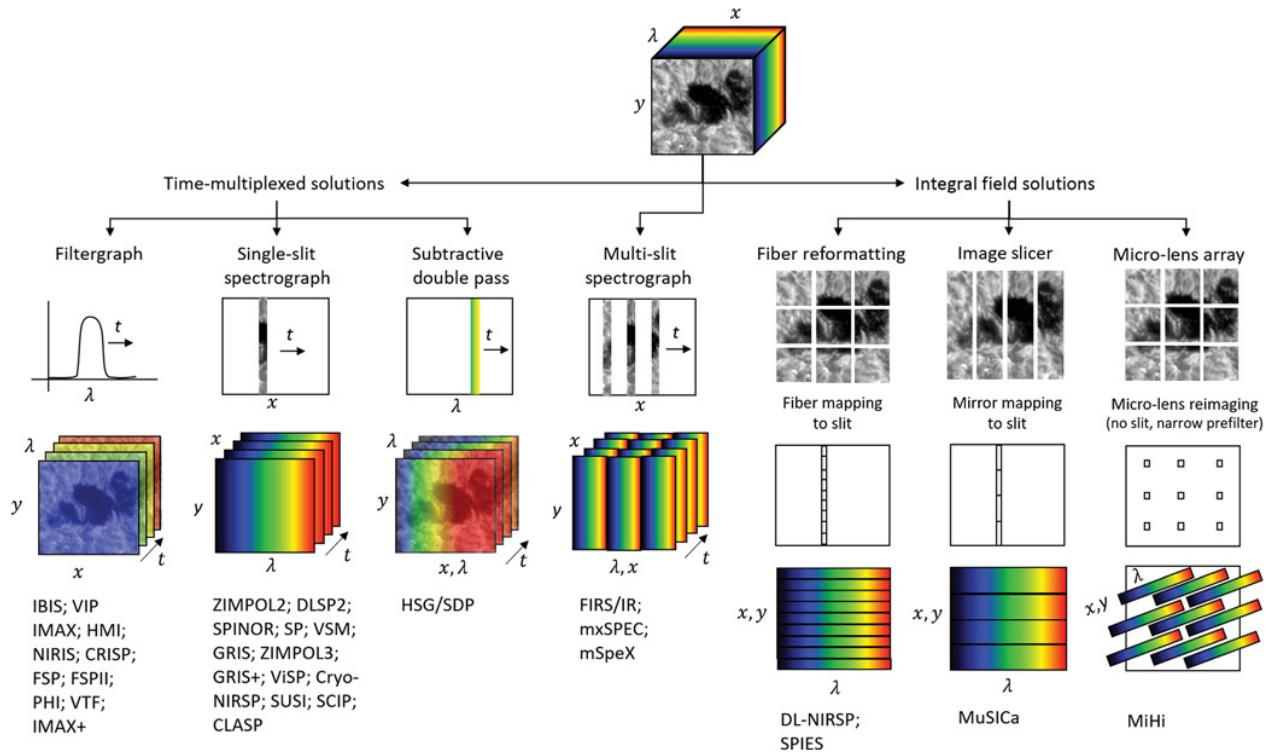


Рисунок 1.4 — Различные методы для получения трехмерного куба данных (x, y, λ) с помощью двумерного детектора при солнечной спектрополяриметрии. Подходы включают использование фильтрографов, щелевых спектрографов с одной или несколькими щелями, инструменты интегрального поля. Иллюстрация из [Iglesias, Feller, 2019].

1.6.1 *Helioseismic and Magnetic Imager* обсерватории *Solar Dynamics Observatory*

Основным инструментом, данные которого использовались в работе, был *Helioseismic and Magnetic Imager* [HMI, Schou et al., 2012; Scherrer et al., 2012] космической обсерватории *Solar Dynamics Observatory* [SDO, Pesnell, Thompson, Chamberlin, 2012]. Она была запущена НАСА 11 февраля 2010 года и выведена на геостационарную орбиту над Нью-Мехико, США. Первые научные данные начали передаваться с 1 мая 2010 года. На борту обсерватории, помимо HMI, установлено еще два инструмента: *Extreme Ultraviolet Variability Experiment* [EVE, Woods et al., 2012], включающий несколько приборов для спектроскопии Солнца с разрешением 0.1 нм в крайнем УФ диапазоне, и *Atmospheric Imaging Assembly* [AIA, Lemen et al., 2012]. Последний проводит фотометрию солнечной атмосферы в нескольких спектральных участках УФ области спектра. Данные, получаемые AIA, – изображения Солнца с пространственным разрешением $0.6'' \times 0.6''$ и временным разрешением 12 с.

Инструмент HMI предназначен для измерения полного вектора магнитного поля и продольных доплеровских скоростей плазмы. Он состоит из рефрактора с диаметром объектива 140 мм, фильтрографа, построенного на основе фильтра Лио и двух интерферометров Майкельсона, и модулятора поляризации излучения. Итоговая полоса пропускания фильтра достигает 76 мÅ. Для наблюдений используется магниточувствительная спектральная линия Fe I 6173 Å [Norton et al., 2006] с эффективным фактором Ланде $g_{eff} = 2.5$. Измерения выполняются для шести поляризационных состояний в шести положениях фильтра [Liu et al., 2012], перекрывающих профиль выбранной линии.

В качестве детекторов используется две ПЗС матрицы формата 4096×4096 пикселей с размером пикселя 12×12 мкм², что при эквивалентном фокусном расстоянии оптической системы приводит к сэмплингу $0.503''$ на пиксель. Пространственное разрешение инструмента определяется дифракционным пределом и составляет приблизительно $1''$. Одна из матриц предназначена для изме-

рения продольной компоненты магнитного поля и проводит регистрацию только поляризованного по кругу (по и против часовой стрелки) излучения, что, с учетом интегрирования, требует 45 с для получения фильтограмм во всех 6 положений по спектру. Вторая камера проводит измерения полного вектора Стокса (36 итоговых кадров), получая полный набор данных за 135 с.

Данные наблюдений используются для получения нескольких типов магнитограмм, а также карт доплеровских скоростей и изображений Солнца в континууме. Для продольного магнитного поля используется алгоритм, разработанный для инструмента SOHO/MDI (см. [Couvidat et al., 2012a] и параграф § 1.6.2). По сути, с учетом инструментального профиля фильтра, определяется смещение положения спектральной линии при измерении ее профиля левой и правой круговых поляризациях. Эта величина с помощью рассчитанной на основе моделей калибровочной кривой переводится в значение магнитного поля. Данные доступны с временным разрешением 45 с (серия $m45s$) и 720 с (серия $m720s$), которые получаются путем усреднения исходных наблюдений скользящим временным окном шириной 1215 с [Couvidat et al., 2012b], что позволяет повысить точность измерения компонент вектора Стокса. Уровень шумов составляет около 6 Мкс см^{-2} для серии $m720s$ и 10 Мкс см^{-2} для серии $m45s$.

Для измерения полного вектора магнитного поля проводится решение обратной задачи в приближении атмосферы Милна-Эддингтона. Для этого был разработан оптимизированный алгоритм [Borrero et al., 2011], позволяющий проводить инверсию в режиме реального времени. Данные о полном векторе доступны с временным разрешением 720 с. Решение 180-градусной неопределенности в азимуте вектора магнитного поля проводится с помощью подходов, описанных в работах [Metcalf et al., 2006] и [Leka et al., 2009]. Измерения для полного диска представлены в виде трех карт: модуль, угол наклона к лучу зрения и азимут вектора магнитного поля. Уровень шума для абсолютной величины поля оценивается в 150 Мкс см^{-2} .

Поскольку большую часть поверхности Солнца составляет невозмущенная атмосфера, где величина магнитного поля в общем случае не превышает

погрешность измерений и не может быть корректно проведена процедура устремления 180-градусной неопределенности, более востребованные наблюдения полного вектора магнитного поля – карты или патчи отдельных активных областей или комплексов активности [Hoeksema et al., 2014; Bobra et al., 2014], для которых используется аббревиатура `sharp` (от англ. space-weather HMI active regions patches). Для их автоматического выделения на изображениях Солнца используется алгоритм, описанный в статье [Turmon et al., 2010]. Для патчей доступны как исходные наблюдения вектора магнитного поля (серия `sharp`), выделенные из карт полного диска, так и преобразованные в цилиндрическую систему координат (англ. cylindrical equal area, серия `sharp_cea`). Для каждого патча проводится расчет нескольких десятков величин, которые хранятся в заголовках FITS-файлов данных и могут быть использованы в задачах прогноза эруптивных событий на Солнце.

Один из недостатков SDO/HMI – влияние орбитальной скорости на величину измеренного продольного магнитного поля [Liu et al., 2012; Smirnova et al., 2013]. В данной работе был исследован этот вопрос и его влияние на измеряемый магнитный поток активных областей и среднее магнитное поле Солнца (усредненное по всему видимому диску), что подробнее описано в публикации [Kutsenko, Abramenko, 2016]. Артефакт наиболее явно проявляется в сильных магнитных полях ведущих и хвостовых полярностей, что продемонстрировано на рисунке 1.5. Кривые на левых панелях показывают изменение магнитного поля, усредненного по пикселям, плотность магнитного потока в которых превышает по модулю 800 Мкс см^{-2} . Видно, что явно наблюдаются осцилляции с периодом 12/24 ч, амплитуда которых достигает сотен гаусс. Связаны они с тем, что на геостационарной орбите скорость SDO относительно Солнца меняется в течение суток от -3.2 км/с до 3.2 км/с, что приводит к доплеровскому смещению наблюданной спектральной линии. В сильных магнитных полях накладывается расщепление, связанное с эффектом Зеемана, в результате чего центр спектральной линии выходит за диапазон длин волн, для которого выполнена точная калибровка инструмента. Для этих участков используется экстраполяция калибровочной кривой [Liu et al., 2012], что и приводит к ошиб-

кам в измерении продольного магнитного поля. Артефакт также проявляется в слабых магнитных полях при усреднении по большому количеству пикселей. Например, при измерении среднего магнитного поля по всему диску Солнца, размах осцилляций может достигать 0.25 Гс при амплитуде среднего поля около 2 Гс [см. рисунок 6 в Kutsenko, Abramenko, 2016]. Влияние орбитального движения SDO на измеряемые величины учитывается в дальнейшей работе при анализе магнитных полей и их производных.

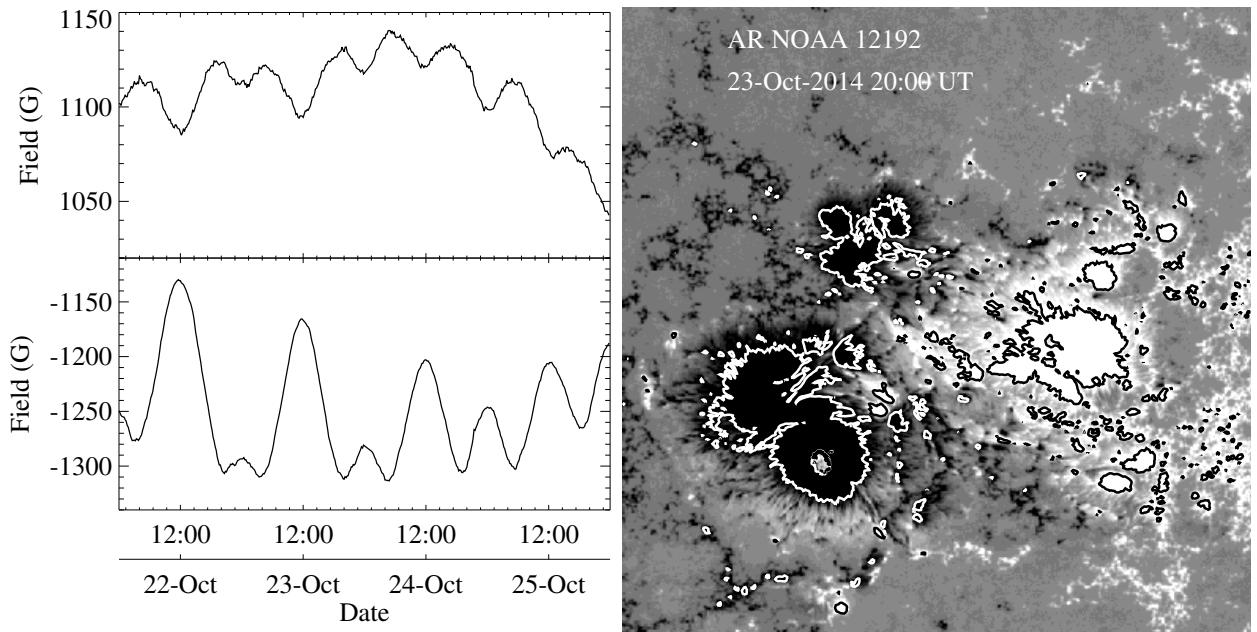


Рисунок 1.5 — Слева – Магнитное поле в ведущей (верхняя панель) и хвостовой (нижняя панель) полярности активной области NOAA 12192, усредненное по пикселям, плотность магнитного потока в которых превышает по модулю 800 Мкс см^{-2} . Видны явные искусственные осцилляции с периодом 12/24 ч. Справа – Магнитограмма активной области NOAA 12192, полученная инструментом SDO/HMI 23 октября 2014 г. Контуры показывают изогауссы с уровнем 800 Мкс см^{-2} . Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, 2016].

Несмотря на указанные недостатки, инструмент SDO/HMI является одним из наиболее востребованных в научном сообществе. Непрерывные наблюдения Солнца позволяют проводить статистический анализ свойств активных областей и выявлять закономерности их развития, что является основной задачей данной диссертационной работы. Основные результаты настоящего исследования получены на основе данных, предоставленных SDO/HMI.

1.6.2 *Michelson Doppler Imager* обсерватории *Solar and Heliospheric Observatory*

Космическая обсерватория *Solar and Heliospheric Observatory* [SOHO, Domingo, Fleck, Poland, 1995] является совместным проектом НАСА и Европейского космического агентства. Обсерватория была запущена в декабре 1995 года и начала научную программу с мая 1996 года, проводя наблюдения Солнца из точки Лагранжа L1. На борту аппарата установлено более десяти приборов, предназначенных для измерения магнитных полей, скоростей плазмы, яркости солнечной короны, параметров солнечного ветра. Ряд приборов продолжает функционировать по сегодняшний день.

Инструмент *Michelson Doppler Imager* [MDI, Scherrer et al., 1995] обсерватории SOHO предназначен для измерения доплеровских скоростей и продольного магнитного поля в фотосфере. Он является предшественником SDO/HMI и также представляет собой полнодисковый фильтрограф, состоящий из рефрактора с диаметром объектива 125 мм, системы узкополосных фильтров и поляризационного модуля. Фильтр инструмента, собранный из двух интерферометров Майкельсона и фильтра Лио, имеет полосу пропускания 94 м \AA и может перестраиваться вдоль спектральной линии Ni I 6768 \AA . Конструкция позволяет проводить измерения только поляризованного по кругу излучения, т.е. I и V компонент вектора Стокса.

Инструмент предоставляет два режима – наблюдения полного диска с разрешением $4'' \times 4''$ на пиксель и наблюдения с высоким разрешением $1.2'' \times 1.2''$ и полем зрения $10.5' \times 10.5'$. Для регистрации фильтрограмм используется ПЗС матрица формата 1024×1024 с размером пикселя 21 мкм.

Продольное магнитное поле определяется из смещения спектральной линии в поляризованном по кругу излучении, в общей сложности для этого используется пять фильтрограмм, получаемых в разных точках профиля. Из-за ограниченной пропускной способности канала для телеметрии, данные для карт продольного поля полного диска, которые используются в данном исследова-

нии, доступны с временным разрешением 96 мин. Работа инструмента MDI была остановлена в 2011 году после успешного запуска SDO/HMI.

1.6.3 *Solar Optical Telescope/Spectropolarimeter* обсерватории *Hinode*

Обсерватория *Hinode* [Kosugi et al., 2007] является проектом японского космического агентства JAXA с участием ряда других организаций и стран. Она выведена на эллиптическую полярную орбиту в сентябре 2006 года. На борту установлено три инструмента, предназначенных для наблюдения Солнца в видимом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Одним из них является телескоп *Solar Optical Telescope* [SOT, Tsuneta et al., 2008], выполненный по схеме Грегори и имеющий диаметр главного зеркала 500 мм [Suematsu et al., 2008]. Свет, собираемый телескопом, делится между двумя приборами – системой из двух фотометров и щелевым спектрополяриметром [SP, Lites et al., 2013].

Спектрополяриметр *Hinode*/SOT-SP создан на основе спектрографа по схеме Литрова. Рабочий диапазон прибора фиксированный и составляет около 2 Å вокруг спектральных линий Fe I 6301/6302 Å. Спектральное разрешение достигает 25 мÅ (разрешающая сила $\mathfrak{R} \approx 250000$). Высота щели соответствует 162'' на Солнце при пространственном разрешении 0.16''. Для получения двумерного изображения солнечной поверхности проводится сканирование выбранного участка через щель спектрографа. В зависимости от научной задачи, пространственное разрешение может быть изменено до 0.32'', что позволяет уменьшить временные затраты на наблюдения. Время сканирования одной активной области составляет несколько десятков минут и зависит от ее размера и выбранного режима.

В инструменте используется временная модуляция поляризации. Узел модулятора состоит из фазовой пластиинки с задержкой $(5+0.35)\lambda$, которая установлена перед входной щелью и непрерывно вращается. Для анализа поляриза-

ционного состояния излучения, перед детектором смонтирован расщепитель поляризации, что позволяет одновременно регистрировать спектры в двух взаимно ортогональных линейных поляризациях. Однако, из-за сбоя в работе системы телеметрии, скорость передачи данных ограничена и фактически используется только одно из изображений. Точность измерения поляризации достигает 10^{-4} .

Данные инструмента используются для получения всех компонент вектора Стокса [Lites, Ichimoto, 2013], доступных в дальнейшем для научного анализа. Инверсия проводится в приближении атмосферы Милна-Эддингтона с помощью кода MERLIN [Lites et al., 2007]. Результатом являются карты тринадцати параметров, включая три компоненты вектора магнитного поля и продольные скорости плазмы. В отличие от других описанных инструментов, высокое спектральное разрешение, большой спектральный диапазон и низкая ошибка измерения поляризации позволяют измерять фактор заполнения магнитным полем элемента разрешения (англ. filling factor). Для устранения 180-градусной неопределенности в стандартных процедурах обработки используются подходы, применяемые к данным SDO/HMI и описанные в [Leka, Barnes, Crouch, 2009]. В этой диссертационной работе наблюдения Hinode/SOT-SP использовались при анализе спектров перемежаемости токовой спиральности активных областей (параграф § 4.4). Проблема 180-градусной неопределенности решалась при помощи программного пакета, разработанного Руденко и Анфиногентовым [Rudenko, Anfinogentov, 2014].

1.6.4 *Solar Magnetic Field Telescope* наблюдательной станции *Huairou Solar Observing Station*

Наблюдательная станция *Huairou Solar Observing Station* (HSOS) является частью Национальных астрономических обсерваторий Китайской академии наук. Она расположена в 40 км от Пекина (КНР) в окрестностях города Хуажоу и имеет в своем составе несколько оптических телескопов, предназначенных для наблюдения Солнца. Одним из них является *Solar Magnetic Field Telescope*

[SMFT, Ai, 1987], представляющий собой рефрактор с диаметром объектива 350 мм. Для уменьшения влияние дрожания атмосферы на получаемые изображения Солнца инструмент установлен на вершине башни высотой 20 м на северном берегу водохранилища. SMFT оборудован фильтром Лио с полосой пропускания 0.15 Å, настроенным на профиль магниточувствительной линии Fe I 5324 Å. Поле зрения составляет $4' \times 3.5'$.

Инструмент в патрульном режиме проводит наблюдения активных областей, поочередно получая их фильтрограммы в шести поляризационных состояниях в одной точке профиля спектральной линии. Для круговой поляризации измерения выполняются при смещении полосы пропускания фильтра на -0.08 Å от центра спектральной линии, для линейной – на -0.075 Å [Ai, Hu, 1986; Bai et al., 2014]. Вектор магнитного поля определяется в приближении слабого поля

$$\begin{aligned} B_z &= C_z(V/I); \\ B_t &= C_t[(U/I)^2 + (Q/I)^2]^{1/4}; \\ \varphi &= 1/2 \arctan(U/Q), \end{aligned} \quad (1.29)$$

где B_z , B_t – модуль продольного и поперечного магнитного поля, соответственно, φ – азимут. Калибровочные константы C_z и C_t рассчитываются при решении уравнения переноса излучения или определяются путем кросс-калибровки с другими инструментами [например, Bai et al., 2014].

Существенным недостатком HSOS/SMFT является получение фильтрограмм только для одного спектрального положения, что делает приближение слабого поля единственным возможным подходом для извлечения информации о магнитном поле. Хотя выбранная спектральная линия Fe I 5324 Å имеет относительно большую доплеровскую ширину и условие $\Delta\lambda_B/\Delta\lambda_D \ll 1$ должно выполняться для сильных магнитных полей, что также подтверждается в модельных расчетах [Ai, Li, Zhang, 1982], фактически насыщение и существенное отклонение от линейной зависимости в выражении 1.29 наступает для типичных магнитных полей активных областей около 1000 Гс и более. Это приводит к сильному уменьшению отношения V/I в пятнах и соответствующей недооценке величины магнитного поля. Крупные полярности активных областей напоминают на картах окружности вместо заполненных кругов. Соискателем с соавтора-

ми был предложен метод для устранения насыщения, что подробно описано в работе [Plotnikov et al., 2021]. Суть метода заключается в использовании нелинейной зависимости между B_z и V/I вместо приведенной в выражении 1.29. Более конкретно, для измерения продольного магнитного поля предлагалось решать уравнение

$$C_0 + C_1 B_z + C_2 (B_z)^2 + C_3 (B_z)^3 - (V/I) = 0. \quad (1.30)$$

Константы C_0, C_1, C_2 и C_3 были определены путем кросс-калибровки между HSOS/SMFT и SDO/HMI для ряда активных областей. Уравнение третьей степени имеет три решения, одно из которых не имеет физического смысла. Для выбора между двумя оставшимися, которые представляли собой решение для сильного и слабого магнитного поля, использовалась информация об интенсивности в континууме для данного пикселя. Действительно, в сильных магнитных полях активных областей в континууме формируются пятна, что приводит к значительному уменьшению сигнала I для таких участков. По этому критерию выбиралась первое или второе решение уравнения 1.30. Подход позволил в некоторой мере устраниить насыщение в сильных магнитных полях, что важно в последующих исследованиях для устранения 180-градусной неопределенности в азимуте поперечного магнитного поля при расчете электрических токов.

1.7 Башенный солнечный телескоп имени академика А.Б. Северного (БСТ-1)

Башенный солнечный телескоп имени академика А.Б. Северного (БСТ-1) на момент написания данной работы является крупнейшим действующим оптическим инструментом в России, предназначенным для наблюдений Солнца. Телескоп был изначально построен в 1955 году и имел главное зеркало диаметром 0.6 м [Северный, 1955]. К 1973 году была выполнена реконструкция инструмента, в ходе которой были увеличены размеры оптики и башни [Котов, Северный, Цап, 1982]. Телескоп выполнен по схеме Нэсмита с главным зеркалом

диаметром 0.9 м и светосилой $f/45$. Масштаб изображения Солнца в фокальной плоскости равен 0.244 мкм/". Главное зеркало запитывается целостатной парой с диаметрами зеркал 1.2 м и 1.1 м, установленной на башне общей высотой 25 м. Основным прибором был двухканальный магнитограф Бэбкока [Babcock, 1953], который позволял проводить измерения магнитных полей и доплеровских скоростей плазмы одновременно в крыльях двух спектральных линий.

В 2018 году начались работы по созданию нового оборудования для спектрополяриметрии Солнца, что потребовало провести модернизацию системы управления и гидирования телескопа. Система, установленная после модернизации 1973 года, не предоставляла возможности проводить автоматизированное управление. Позиционирование зеркал телескопа производилось с помощью четырех пультов только в ручном режиме, процесс наблюдений во многом полагался на действия операторов. При модернизации было решено опираться на концепцию, разработанную для инструмента *Goode Solar Telescope* солнечной обсерватории *Big Bear Solar Observatory* и описанную в работах [Varsik, Yang, 2006; Yang et al., 2006].

Наведение телескопа на нужный участок Солнца осуществляется путем вращения целостатного и дополнительного зеркал. Приводы целостатной пары и фокусировки вторичного зеркала были заменены на шаговые двигатели, что позволило уменьшить общее количество двигателей с 7 до 5. Управление шаговыми двигателями осуществляется с помощью контроллера, связь с которым поддерживается через локальную сеть Ethernet. Он поддерживает одновременное подключение до восьми устройств, что позволило реализовать управление от двух ручных пультов и от управляющего компьютера. При необходимости возможно реализовать удаленное управление телескопом через сеть Internet.

Система гидирования БСТ-1 представляет собой отдельный вспомогательный телескоп, который запитывается от целостатной пары совместно с главным зеркалом. Вспомогательный телескоп строит изображение Солнца диаметром около 170 мм, которое проецируется на четыре лимбовых датчика. Разность освещенностей датчиков рассчитывается управляющим компьютером, который корректирует наклон целостатного и дополнительного зеркал до минимизации

разности. Датчики могут перемещаться на координатном столе, приводя к смещению изображения Солнца в фокальной плоскости БСТ-1. В целом, благодаря проведенной модернизации, изменения в системе управления и гидрирования требуют скорее разработки нового программного обеспечения, чем изменения электрических схем. Новая распределенная система позволяет легко добавлять новые узлы или обновлять существующие.

Для проверки качества оптики БСТ-1 в рамках данного исследования были проведены эксперименты по наблюдению Солнца с высоким пространственным разрешением. Результаты подробно представлены в публикации [Kutsenko et al., 2022]. Максимально достижимое пространственное разрешение телескопа определяется его дифракционным пределом и для длины волны λ может быть оценено как $1.22\lambda/D$, где D – диаметр главного зеркала. В случае БСТ-1 качество изображения не достигает дифракционного предела из-за внеосевого исполнения инструмента и составляет $0.3''$ согласно модельным расчетам. При реальных наблюдениях пространственное разрешение определяется состоянием атмосферы и в лучших условиях оценивается в $1''$. Однако, разрешение может быть улучшено при использовании методов пост-обработки изображений (англ. speckle reconstruction). Это возможно, если 1) время экспозиции существенно меньше, чем характерное время дрожания атмосферы (десятки миллисекунд) и 2) за общее время наблюдений исследуемый объект на поверхности Солнца не меняется. Для анализа необходимо получить сотни кадров контрастного образования, например, солнечного пятна или поры, сделанных с короткой выдержкой, которые затем будут использованы для создания одного изображения с высоким разрешением. Пост-обработка, говоря крайне упрощенно, подразумевает или построение двумерных спектров исходных кадров, их усреднение и обратное преобразование, или кросс-корреляцию фрагментов всех кадров для составления финального изображения. Программные пакеты для таких задач довольно развиты в настоящее время и доступны в том числе для любительских приложений. В результате обработки удается нивелировать воздействие турбулентности атмосферы на изображения Солнца, итоговое пространственное разрешение определяется пределом оптического тракта.

Для эксперимента в фокальной плоскости телескопа было установлено плоское зеркало, которое перенаправляло пучок на систему регистрации изображения, состоящую из промышленного объектива с фокусным расстоянием 200 мм и КМОП детектора формата 1280×960 пикселей. Скорость считывания достигала 29 кадров в секунду при полном разрешении. Типичное время экспозиции составляло 200 мкс. Перед объективном были установлены нейтральные и широкополосные светофильтры видимого диапазона, т.е. прибор позволял регистрировать изображения участка солнечной поверхности в белом свете.

Общее время наблюдений в каждом случае составляло несколько десятков секунд. Данные записывались в видеоформате с глубиной 16 бит. Для последующей обработки данных перед каждыми наблюдениями проводилась запись кадров для создания «плоского поля»: изображение Солнца в это время смещалось случайным образом в фокальной плоскости. В дальнейшем полученные кадры усреднялись, что позволяло оставлять в итоговом изображении плоского поля только неоднородности, связанные с самой системой регистрации, но не со структурами на поверхности Солнца. Получаемые данные в дальнейшем делились на нормированное на единичную интенсивность «плоское поле».

Последующая обработка наблюдений проводилась в любительских программах AutoStakkert и Registax и с помощью пакета, разработанного для спектр-интерферометрии Солнца KISIP [Wöger, von der Lühe, Reardon, 2008]. На панелях (а-с) рисунка 1.6 показано полученное изображение поры, наблюдавшейся 23 октября 2021 года. Кадры получены тремя способами при различных настройках программных пакетов. Видно отличное согласие между изображениями. Для сравнения на панели (d) рисунка 1.6 продемонстрированы одновременные наблюдения этой же поры, полученные инструментом SDO/HMI (пространственное разрешение $1''$). Масштаб изображения показан белой чертой на панели. Видно, что наблюдения БСТ-1 показывают значительно лучшую детализацию по сравнению с SDO/HMI, разрешение достигает $0.3''$. Следовательно, качество оптического тракта БСТ-1 сохраняется на высоком уровне и позволяет проводить прецизионные наблюдения Солнца.

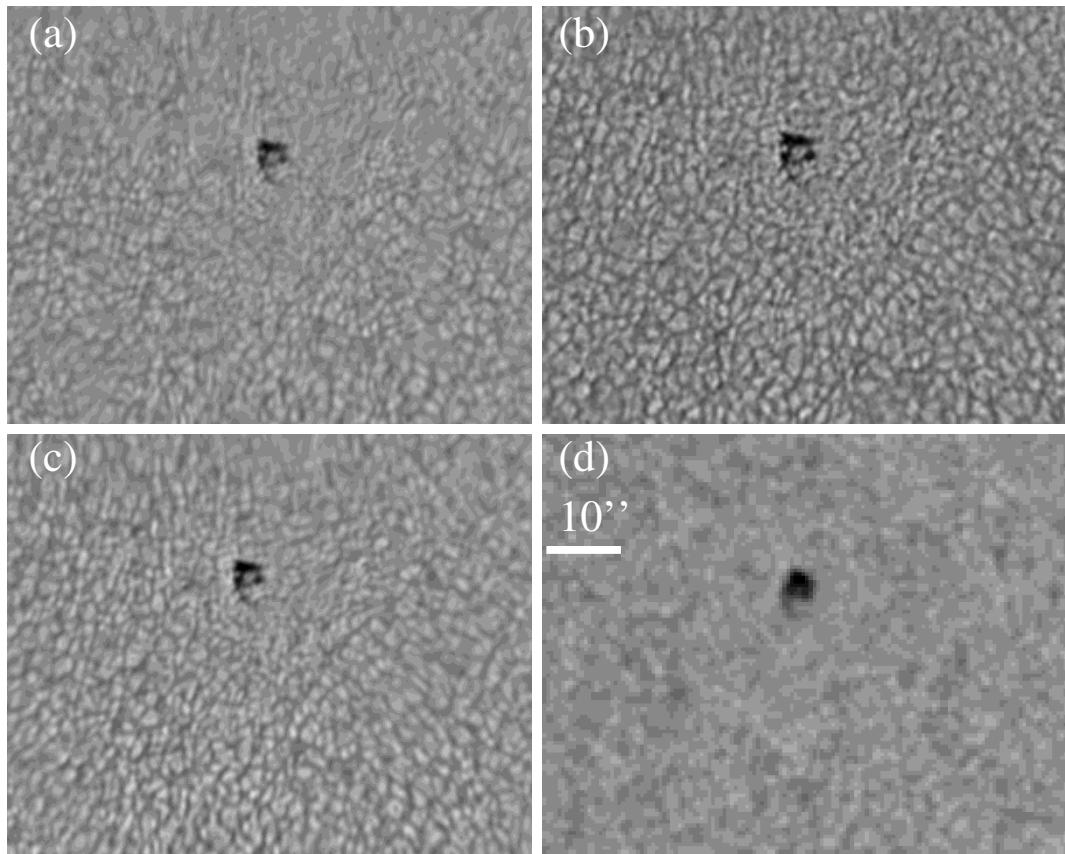


Рисунок 1.6 — Изображения поры, наблюдавшейся 23 октября 2021 около 07:07 UT на БСТ-1 (панели а – с) и SDO/HMI(панель d). Восстановленное изображение на верхних панелях получено с помощью пакета KISIP, изображение на панели (с) – с помощью любительских пакетов AutoStakkert и RegiStax. Видно хорошее соответствие между деталями на изображениях. Белая горизонтальная линия на панели (d) соответствует $10''$. Рисунок из [Kutsenko et al., 2022].

1.8 Спектрополяриметр Башенного солнечного телескопа имени академика А.Б. Северного (БСТ-1) КрАО РАН

Спектрополяриметр БСТ-1 – новый инструмент, разработанный и созданный в Крымской астрофизической обсерватории РАН. Основная задача прибора – проведение прецизионной спектрополяриметрии активных областей и невозмущенных участков солнечной атмосферы одновременно в относительно широком спектральном диапазоне, включающем десятки линий. Ниже приведено описание инструмента, представлены его характеристики и показаны примеры получаемых наблюдений.

1.8.1 Выбор спектрального диапазона и оптической схемы

При разработке оптической схемы спектрополяриметра необходимо было учитывать возможности по изготовлению или приобретению его отдельных узлов. Узкополосные оптические интерференционные фильтры для изготовления фильтрографа оказались недоступны, поэтому было принято решение выбрать классическую схему щелевого спектрографа с анализатором поляризации и спектральным разрешением $\mathfrak{R} \geq 50000$. Также экономические сложности вызывали создание камеры для широкого диапазона длин волн или ряда узкополосных камер для создания нескольких плеч спектрографа. Размер доступных детекторов и требуемая линейная дисперсия ограничивали одновременно регистрируемый спектральный диапазон до 50 \AA в видимой или ИК части оптического спектра. Размер доступной поляризационной оптики не превышал 50 мм, что, с учетом эквивалентного фокусного расстояния телескопа, ограничивало поле зрения вдоль высоты щели до $\approx 150''$.

Основная задача нового инструмента – измерение магнитных полей и характеристик плазмы в фотосфере и хромосфере Солнца, что требует одновременного наблюдений спектральных линий, формирующихся на различных высотах. Количество хромосферных линий в видимом и ближнем ИК диапазонах невелико [Lagg et al., 2017], что сильно ограничивает выбор. На рисунке 1.7 показаны результаты моделирования высот формирования наиболее часто используемых при наблюдениях линий [de la Cruz Rodriguez, van Noort, 2017]. Условия в хромосфере далеки от локального термодинамического равновесия, поэтому линии образуются в широком диапазоне высот и показывают сложный спектральный профиль: узкое ядро линии формируется на наибольших высотах, тогда как форма крыльев определяется более низколежащими слоями. По этой причине анализ спектрополяриметрических данных одной хромосферной линии может дать информацию о магнитном поле и характеристиках плазмы как в хромосфере, так и в фотосфере, однако решение обратной задачи более стабильно при использовании дополнительной информации о фотосферных ли-

ниях. Следовательно, инструмент должен одновременно обеспечивать наблюдения ряда линий, образующихся преимущественно в разных слоях атмосферы. Довольно часто используемая для наблюдений комбинация спектральных линий – He I 10830 Å и Si I 10827 Å, однако такой выбор требует приобретение детектора ближнего ИК диапазона. Линия Ca II 8542 Å [Cauzzi et al., 2008; Diaz Baso et al., 2019] не имеет в ближайшей спектральной окрестности достаточно магниточувствительной фотосферной линии и ее выбор потребовал бы изготовления двух независимых каналов спектрографа, что не обосновано экономически.

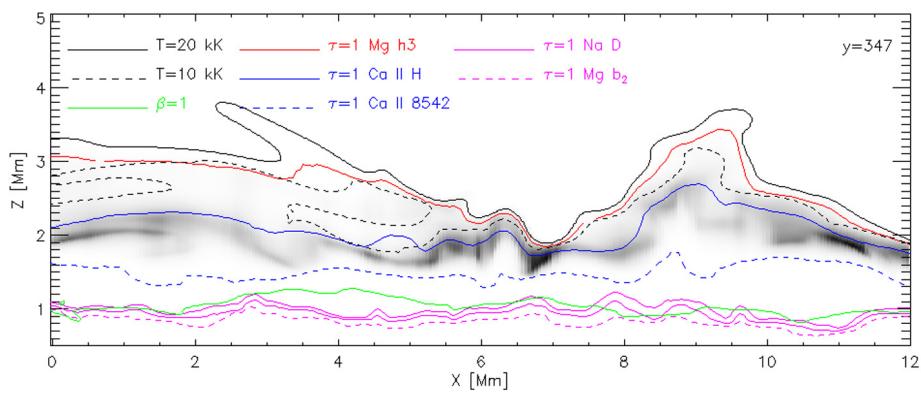


Рисунок 1.7 – Высота формирования ядра (оптическая толщина $\tau = 1$) хромосферных спектральных линий Mg II h_3 , Mg I b_2 , Ca II H, Ca I 8542 Å и Na I D. Высота формирования линии He I 10830 Å показана в градациях серого. Иллюстрация взята из [de la Cruz Rodriguez, van Noort, 2017].

Выбор был сделан в пользу хромосферного триплета Mg I b_1 , b_2 , b_4 с длинами волн компонент 5184 Å, 5171 Å и 5167 Å, соответственно. Подробный анализ этих спектральных линий для диагностики магнитных полей на Солнце был проведен в работе [Quintero Noda et al., 2018]. Линия Mg I b_4 блендирована с магниточувствительной линией Fe I и слабо пригодна для измерений. Высоты формирования линий Mg I b_1 и b_2 показаны на рисунке 1.8. Видно, что они очень близки и варьируются в пределах от 500 до 800 км для ядра линии в зависимости от температуры плазмы и величины магнитного поля. Эффективный фактор Ланде для линии Mg I b_2 равен $g_{eff} = 1.75$ (по сравнению с $g_{eff} = 1.25$ для Mg I b_1), что делает ее хорошим выбором для диагностики нижней хромосферы. В качестве основных фотосферных линий была выбрана широко используемая пара линий Fe I 5247.1 Å и 5250.2 Å [Smitha, Solanki, 2017].

Последняя имеет эффективный фактор Ланде $g_{eff} = 3$, показывая наибольшую чувствительность к магнитному полю в зеленой части видимого спектра.

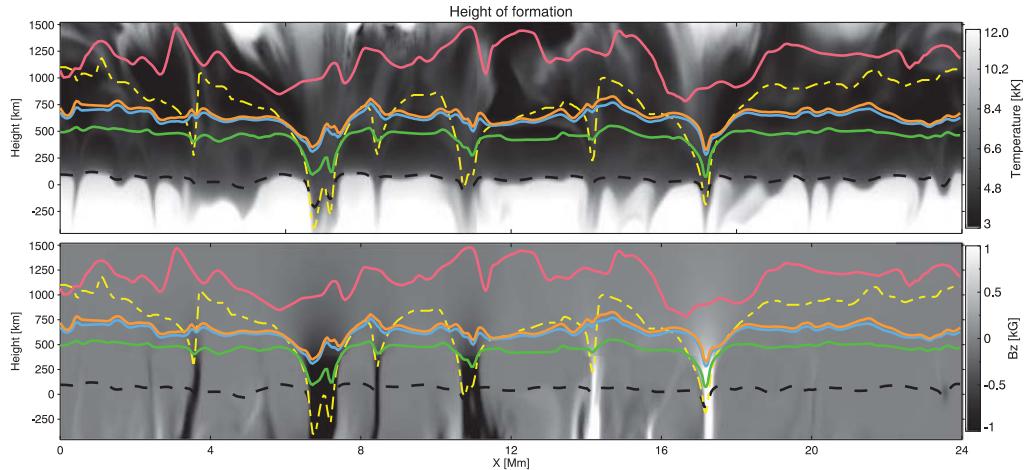


Рисунок 1.8 – Зависимость высоты формирования спектральных линий Mg I b_2 (голубая кривая), Mg I b_1 (оранжевая кривая), K I D_1 (зеленая кривая) и Ca II 8542 Å от температуры плазмы (верхняя панель) и величины внешнего магнитного поля (нижняя панель). Штриховой желтой линией показан уровень с плазменной $\beta = 1$. Черной штриховой линией показан уровень $\tau_{500} = 1$. Иллюстрация взята из [Quintero Noda et al., 2018].

1.8.2 Оптическая схема и конструкция спектрополяриметра

Оптическая схема спектрополяриметра с трассировкой лучей показана на рисунке 1.9. Схема была разработана Теребижем В.Ю. Прибор представляет собой классический эшелле спектрограф высокого разрешения с минимально необходимым количеством оптических элементов и с возможностью проводить измерения поляризации. Ниже представлено описание основных узлов прибора.

Спектрополяриметр установлен в отдельной комнате и отделен от телескопа входным фланцем – стальным диском диаметром 1 м, на котором смонтирован узел зеркальной входной щели. Щель установлена в фокальной плоскости телескопа и выполнена из двух стальных полированных пластин, расстояние между которыми может меняться микрометрическим винтом в пределах от 0

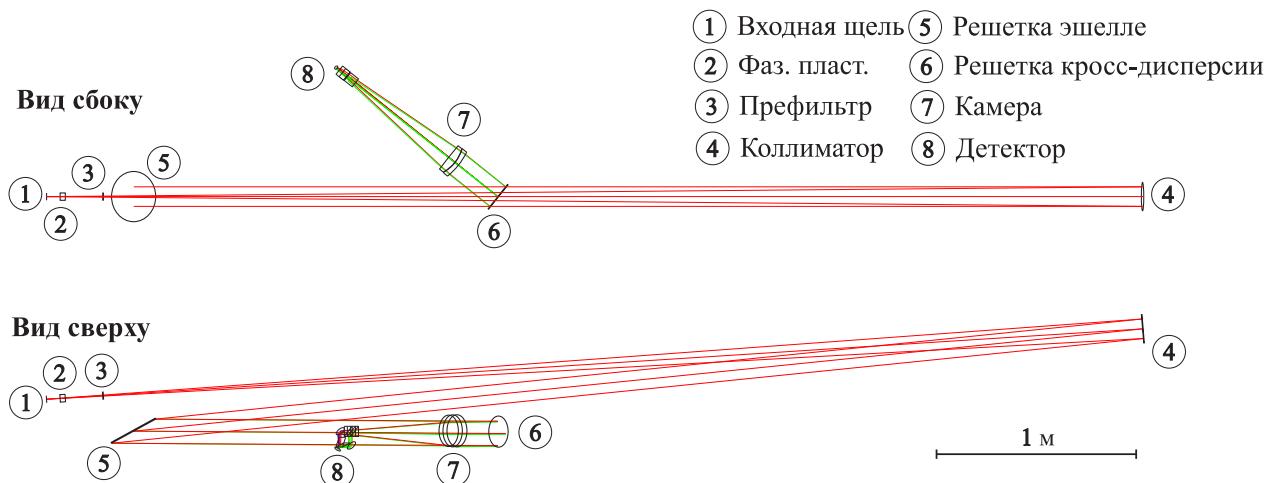


Рисунок 1.9 – Оптическая схема спектрополяриметра BST-1 КрАО РАН. Цифрами на схеме обозначены основные узлы прибора. Рисунок из [Kutsenko et al., 2024].

до 2 мм. Варьируемая ширина щели позволяет оптимально подбирать ее угловой размер в зависимости от научной задачи и атмосферной турбулентности. Высота щели равна 70 мм, что соответствует почти 300'' дуги. Фактически поле зрения инструмента ограничено размерами поляризационной оптики, установленной сразу за щелью спектрографа. Главное, вторичное и дополнительное зеркала телескопа, узел щели и коллиматорного зеркала спектрополяриметра находятся в одной вертикальной плоскости, проходящей через местный меридиан. Благодаря такой конструкции, вращение целостатного зеркала вокруг своей оси приводит к смещению изображения Солнца в горизонтальном направлении в фокальной плоскости. Сканирование нужного участка солнечной поверхности осуществляется смещением его изображения целостатом через ориентированную вертикально щель. Также, вследствие использования целостатной установки, изображение Солнца не вращается в фокальной плоскости в течение дня [Pasachoff, Livingston, 1984; Mills, 1985], что позволяет проводить длительные наблюдения выбранного участка солнечной поверхности без изменения его геометрии.

Зеркальная поверхность щели слегка наклонена по отношению к фокальной плоскости телескопа, что позволяет направлять отраженный пучок на узкополосный фотометр. Последний состоит из двух линз, интерференционного фильтра и детектора на основе научной КМОП матрицы. Фотометр регистри-

рует наблюдаемый телескопом участок солнечной поверхности и текущее положение щели спектрополяриметра. Фильтр с центральной длиной волны 7057 Å и полосой пропускания 10 Å выделяет в спектре одну из молекулярный серий TiO. Детектор формата 2048×2048 пикселей позволяет получать до 75 кадров в секунду.

Спектрограф состоит из коллиматорного зеркала, решетки-эшелле, дифракционной решетки кросс-дисперсии, камеры и детектора с поляризационным расщепителем. Внешний вид прибора показан на рисунке 1.10. Конструкция была рассчитана Долгополовым А.В. согласно оптической схемы и изгото- влена сотрудниками КрАО РАН. Большая часть узлов установлена на оптическом столе, который одной стороной закреплен на входной фланец спектрографа, а второй опирается на регулируемую по высоте опору. Коллиматорное зеркало, расположенное на отдельной стойке, не показано на рисунке 1.10. Стены помещения, в котором собран спектрограф, окрашены изнутри матовой черной краской для уменьшения интенсивности рассеянного света. В помещении поддерживается низкая влажность и постоянная температура.

Максимальное спектральное разрешение спектрографа может быть рас- считано с помощью формулы [Теребиж В.Ю., частное сообщение]

$$\mathfrak{R} = \frac{2 \sin \delta \cos(\alpha - \delta)}{\cos \alpha} \frac{\Delta}{\omega D}, \quad (1.31)$$

где α – угол падения пучка на дифракционную решетку, δ – угол блеска решетки, Δ – диаметр коллимированного пучка, ω – угловой размер щели (в радианах) и D – диаметр главного зеркала телескопа. Как видно из выражения 1.31, при фиксированных размере главного зеркала и ширине щели, увеличить спектральное разрешение возможно путем увеличения угла блеска решетки и диаметра коллимированного пучка. Последний, в свою очередь, определяется прежде всего размерами доступной дифракционной решетки. Для прибора была приобретена решетка-эшелле размерами 128×256 мм² с углом блеска 63.5° и плотностью штрихов 50 мм⁻¹. Она установлена на подвижной монтировке на входном фланце спектрографа и может вращаться вокруг своей оси, совпадаю-

щей с направлением штрихов, что позволяет изменять рабочий спектральный диапазон прибора.

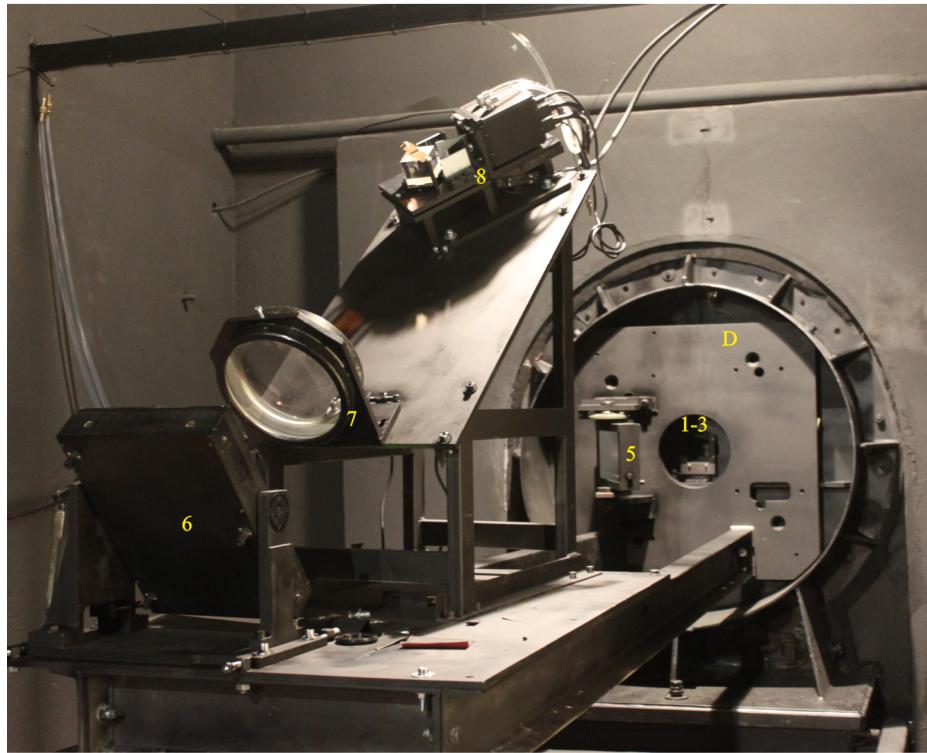


Рисунок 1.10 — Внешний вид спектрополяриметра BST-1 КрАО РАН. Стены помещения, в котором собран спектрограф, окрашены изнутри матовой черной краской для уменьшения интенсивности рассеянного света. Цифрами на рисунке обозначены основные узлы прибора, нумерация та же, что на рисунке 1.9. Буквой «D» обозначен фланец спектрографа, отделяющий его от предщелевой комнаты телескопа. Рисунок из [Kutsenko et al., 2024].

Сферическое коллиматорное зеркало имеет диаметр 140 мм и фокусное расстояние 5415 мм. Поскольку угол между падающим и отраженным пучком составляет 2° , а светосила равна $\approx f/38$, сферические aberrации незначительны. Зеркало изготовлено в оптической мастерской КрАО РАН Скирутой В.Н. На рисунке 1.11 показана тестовая интерферограмма зеркала, полученная на длине волны гелий-неонового лазера 6328 Å. Видно, что искажения волнового фронта по всей площади в основном не превышают $\lambda/10$. Подвижная монтировка зеркала позволяет проводить его точную юстировку во всех плоскостях.

Особенностью эшелльных спектрографов является работа дифракционной решетки основной дисперсии в высоких спектральных порядках. В спектрополяриметре BST-1 фотосферные линии Fe I 5247/5250 Å находятся в 65-ом

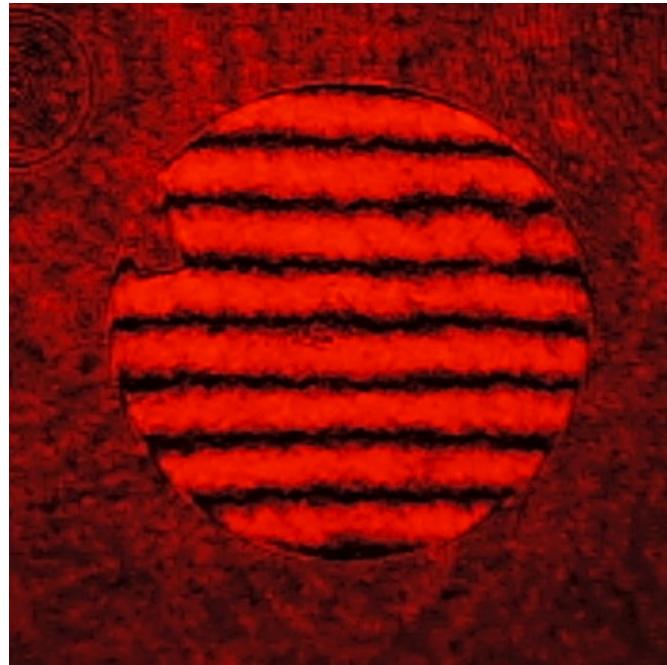


Рисунок 1.11 — Интерферограмма коллиматорного зеркала спектрополяриметра БСТ-1 КрАО РАН, полученная с помощью гелий-неонового лазера на длине волны 6328 Å. Видно хорошее качество поверхности. Рисунок из [Kutsenko et al., 2024].

порядке, а хромосферная Mg I b_2 – в 66-ом. Для разделения порядков используется плоская отражательная решетка с плотностью штрихов 600 mm^{-1} , направление дисперсии которой перпендикулярно направлению дисперсии решетки-эшелле. Решетка кросс-дисперсии работает в пятом порядке и имеет размер $300 \times 200 \text{ mm}^2$. Она также установлена в подвижной монтировке для удобства юстировки спектрополяриметра. Четвертый спектральный порядок решетки кросс-дисперсии в инфракрасной части спектра частично накладывается на пятый порядок в видимой области, что регистрируется детектором. Для подавления инфракрасного излучения после входной щели установлен полосовой светофильтр.

Камера представляет собой ахроматический линзовый дублет с фокусным расстоянием 780 мм. Она изготовлена из флинта F2 и кроны S-BSL7 в оптической мастерской КрАО РАН Скирутой В.Н. Чистая апертура камеры равна 155 мм при светосиле $f/5$. Фокусное расстояние определяется стандартным требованием: изображение щели (ширина) должно занимать два-три пикселя детектора. На рисунке 1.12 показаны диаграммы рассеяния изображения точечного

источника оптическим трактом телескопа и спектрополяриметра в фокальной плоскости последнего. Видно, что качество изображения близко к дифракционному и основная энергия сосредоточена внутри круга с диаметром около 16 мкм при радиусе диска Эйри 8.4 мкм. Размер пикселя детектора равен 11×11 мкм 2 , т.е. элемент разрешения вдоль дисперсии соответствует двум пикселям.

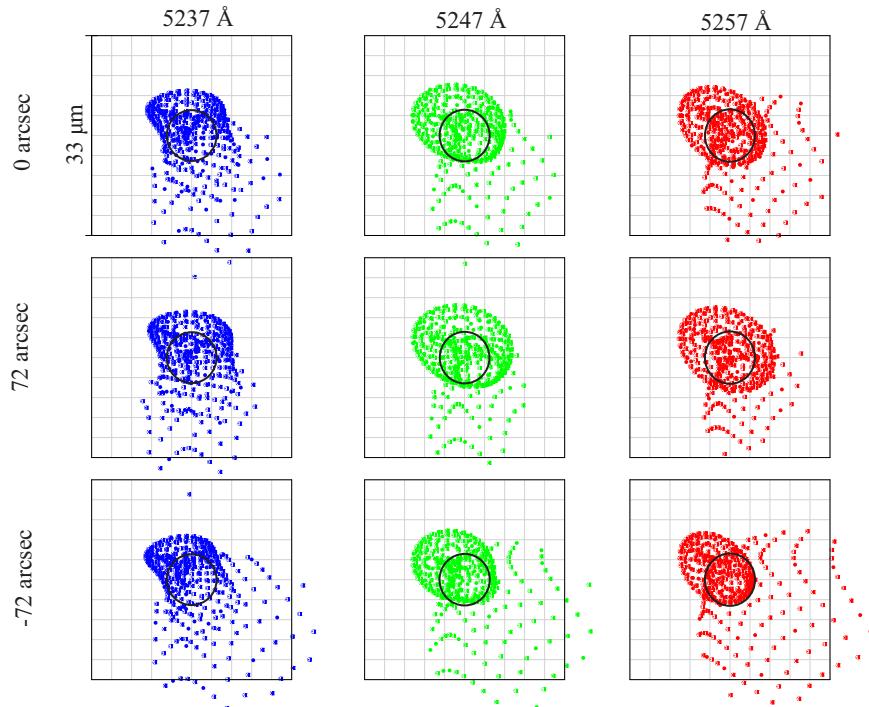


Рисунок 1.12 — Диаграммы рассеяния изображения точечного источника в фокальной плоскости спектрополяриметра BST-1 для трех длин волн (слева направо) и трех углов (сверху вниз). Черной окружностью показан диск Эйри. Размер квадратов соответствует 3×3 пикселям детектора. Иллюстрация из [Kutsenko et al., 2024].

Детектор изготовлен на основе научной КМОП матрицы GSENSE400BSI формата 2048×2048 пикселей с квантовой эффективностью более 90% в рабочем диапазоне спектрополяриметра. При поле зрения $200''$, ограниченном размером поляризационной оптики, с учетом отношения фокусных расстояний коллиматора и камеры $f_{coll}/f_{cam} \approx 7.6$ и масштаба изображения Солнца 244 мкм/'', изображение щели занимает 500 пикселей на детекторе по высоте. Следовательно, детектор может регистрировать одновременно три спектральных порядка с пространственным сэмплингом $0.4''$ на пиксель. Детектор смонтирован

на подвижной автоматизированной платформе, что позволяет проводить точную фокусировку. Типовое время экспозиции составляет около 10 мс и зависит от высоты Солнца над горизонтом, ширины щели и прозрачности атмосферы. Детектор способен получать до 24 кадров в секунду. Используется жидкостное охлаждение для уменьшение шумов матрицы. Холодильная установка расположена в соседнем помещении для уменьшения конвективных потоков и вибраций в спектрографе.

1.8.3 Анализатор поляризации

Как указано в пункте 1.4.2, задача анализатора поляризации состоит в измерении интенсивности параметров Стокса. В спектрополяриметре БСТ-1 комбинируются пространственное и временное разделение различных поляризационных состояний. В соответствии с рисунком 1.3, анализатор поляризации состоит из вращающейся фазовой пластинки, установленной сразу за входной щелью, и расщепителя поляризации, выполняющего роль линейного поляризатора.

Фазовая пластина смонтирована в автоматизированной платформе, которая может вращаться со скоростью до трех оборотов в секунду. Точность позиционирования пластины превосходит 0.1° , управление ею происходит через локальную сеть Ethernet. В зависимости от научной задачи, на выбор может быть установлена одна из двух пластин с фазовой задержкой 0.25λ (90°) или 0.353λ (127°). Первая удобна при необходимости измерять только круговую поляризацию излучения, вторая обеспечивает наибольшую эффективность поляриметра при измерении всех параметров Стокса [del Toro Iniesta, 2003]. Чистая апертура обеих пластин равна 48 мм, что фактически определяет поле зрения инструмента.

Расщепитель поляризации представляет собой серийный поляризационный куб, в диагонали которого установлен линейный поляризатор. Куб создает

два пучка, расходящихся под прямым углом, поляризованных линейно и ортогонально друг к другу. Пучки собираются с помощью четырех зеркал на детекторе, что позволяет одновременно регистрировать две ортогональные поляризации. Все зеркала имеют механизмы для точной юстировки. Оптическая схема и фотография узла приведены на рисунке 1.13. Коэффициент экстинкции (контраст) линейно поляризованных пучков на выходе расщепителя достигает 1000:1. Размер ребра куба равен 50 мм.

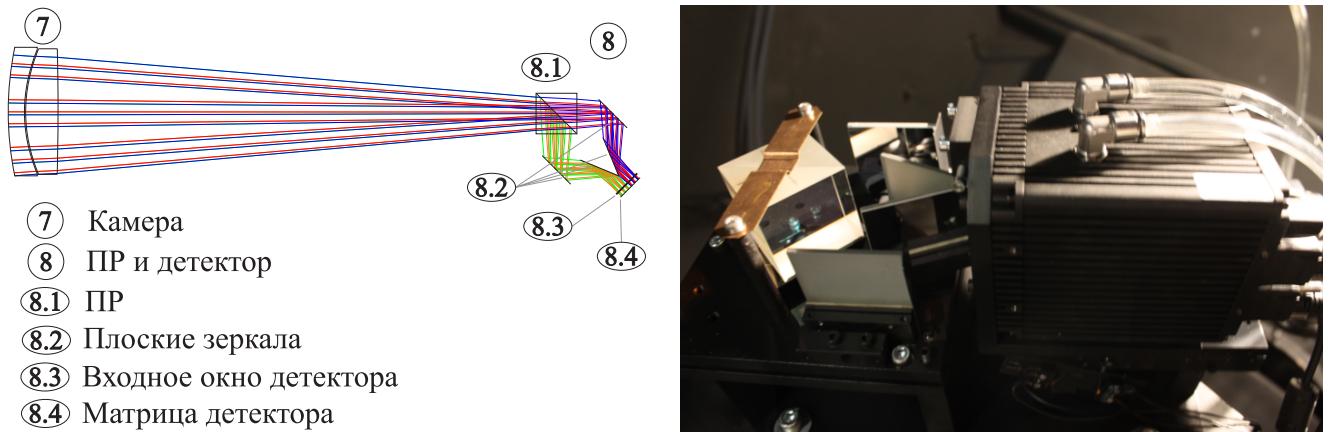


Рисунок 1.13 — Оптическая схема (слева) и фотография (справа) узла камеры, поляризационного расщепителя (ПР) и детектора спектрополяриметра БСТ-1 КрАО РАН. Нумерация узлов на левой панели та же, что на рисунке 1.9. Иллюстрация из [Kutsenko et al., 2024].

1.8.4 Обработка данных спектрополяриметра

Пример «сырого» спектра, получаемого спектрополяриметром БСТ-1, показан на рисунке 1.14. Спектральные порядки (с 64 по 66) расположены под углом к строкам детектора, тогда как спектральные линии ориентированы вдоль столбцов. Ортогональные поляризации отображаются зеркально симметрично относительно центрального столбца. Форма спектральных порядков объясняется особенностями распространения оптических пучков в эшелльных спектрографах [Eversberg, Vollmann, 2015]. Хотя разработано большое количество программных пакетов для обработки такого типа данных [например, Piskunov,

Wehrhahn, Marquart, 2021; Galazutdinov, 2022], они ориентированы на спектры точечных источников приочных наблюдениях и не пригодны для анализа спектров протяженных объектов. Большое отношение высоты щели к ширине также приводит к искривлению спектральных линий [Zhao, 2003]. Процедуры, разработанные для работы с данными сторонних солнечных спектрополяриметров, учитывают специфику конкретного инструмента и не могут быть применены к данным БСТ-1 напрямую. Кроме того, насколько известно, ни один другой инструмент для спектрополяриметрии Солнца не предназначен для получения эшелльных спектров с несколькими спектральными порядками. Комплекс этих причин побудил разработать отдельные алгоритмы для обработки данных спектрополяриметра БСТ-1, включающие учет темнового тока и рассеянного света, коррекцию неоднородности ширины входной щели и различной чувствительности пикселей детектора, нормировку на единичный континуум, устранение кривизны спектральных порядков и спектральных линий, коррекцию неоднородной дисперсии и учет инструментальной поляризации. Ниже более подробно описаны эти процедуры. При их разработке во многом использовались подходы, представленные в работах [Lites, Ichimoto, 2013; Skumanich et al., 1997].

Первый шаг обработки включает вычитание темнового тока из каждого кадра. Темновой ток получают усреднением нескольких сотен кадров, сделанных с закрытой входной щелью. Затем для каждого спектра проводится компенсация рассеянного света согласно подходу, примененному в пакете для обработки спектров DECH [Galazutdinov, 2022]. Для каждого столбца изображения определяются участки межпорядковых минимумов, которые аппроксимируются полиномом второго порядка. Поскольку полиномы в соседних столбцах различаются из-за шумов, полученное двумерное распределение далее аппроксимируется поверхностью второго порядка, которая и принимается за конечную функцию рассеянного света. Она рассчитывается для каждого кадра индивидуально и вычитается из него.

Как видно из рисунка 1.14, в центральной части кадра, во-первых, происходит наложение спектров двух взаимно ортогональных поляризаций, во-вторых, интенсивность уменьшается вследствие виньетирования пучка на зерка-

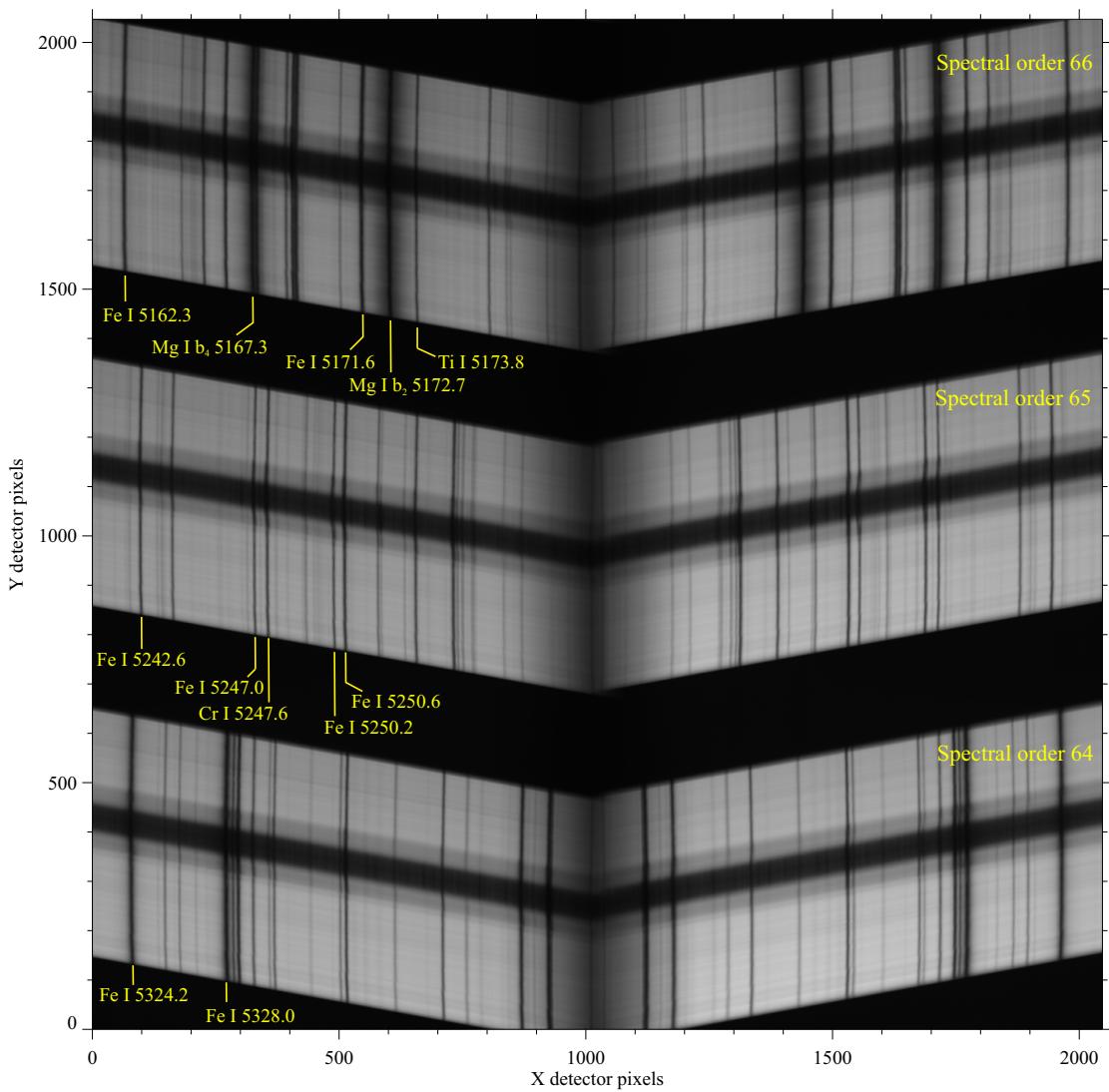


Рисунок 1.14 — Типичный спектр, получаемый спектрополяриметром БСТ-1. Детектор регистрирует три спектральных порядка (с 64 по 66), которые наклонены по отношению к строкам матрицы. Спектральные линии ориентированы вдоль столбцов детектора. Спектры во взаимно-ортогональных линейных поляризациях строятся зеркально относительно центрального столбца. На рисунке показана идентификация некоторых спектральных линий. Входная щель была наведена на пятно при получении спектра. Хорошо видно смещение спектральных линий в сильных магнитных полях пятна. Иллюстрация из [Kutsenko et al., 2024].

лах, направляющих свет от поляризационного расщепителя на детектор. В дальнейшем центральная часть изображения убирается из рассмотрения и проводится обработка для левой и правой частей кадра. Следующие этапы обработки выполняются для каждого спектрального порядка отдельно.

В первую очередь определяется функция кривизны порядка. Для этого центральный столбец порядка принимается за опорный и методом кросс-корреляции определяется сдвиг между опорным и каждым i -ым столбцом порядка. Полученные значения сдвига для каждого столбца аппроксимируются функцией $\delta_{L,R}(i)$ – полиномом второй или третьей степени. Индексы L и R относятся к левой и правой частям кадра, т.е. показывают взаимно ортогональные поляризации, а сама функция $\delta_{L,R}(i)$ описывает форму спектрального порядка. Затем каждый столбец сдвигается с субпиксельной точностью на величину $-\delta_{L,R}(i)$, компенсируя, таким образом, кривизну порядка. Для повышения стабильности кросс-корреляции применяется не к самим столбцам, а к их численным вторым производным [Lites, Ichimoto, 2013]. В результате выполнения процедур получается двумерный спектр $S_{L,R}(i, y)$, где i – номер столбца, y – высота входной щели.

Далее определяется функция ширины щели $\Delta W_{L,R}(y)$. В $\Delta W_{L,R}(y)$ также неявно входит неравномерное пропускание поляризационного расщепителя для двух пучков, поэтому функция определяется отдельно для правой и левой частей кадра. Для получения формы $\Delta W_{L,R}(y)$ используется несколько сотен вспомогательных кадров, сделанных вблизи центра солнечного диска для участков невозмущенной атмосферы. Для вспомогательных кадров выполняются все процедуры, описанные выше, затем проводится их усреднение. Полученный двумерный спектр \bar{S} снова усредняется вдоль направления дисперсии, а результирующая функция нормируется на единицу и принимается за $\Delta W_{L,R}(y)$. Затем каждый столбец спектра $S_{L,R}(i, y)$ делится на $\Delta W_{L,R}(y)$. Эта операция компенсирует клиновидность и другие дефекты входной щели.

Далее спектр приводится к одинаковой дисперсии для обоих поляризационных состояний. Для этого используется подход, описанный в [Hölken et al., 2024]. Спектр $S_{L,R}(i, y)$ усредняется вдоль высоты щели, полученный одномерный спектр $s'_{L,R}(i)$ сравнивается с «эталонным» спектром из атласа [Delbouille, Roland, Neven, 1973]. По экстремумам спектральных линий определяется такая функция преобразования координаты i , чтобы спектр $s'_{L,R}(i)$ наилучшим образом соответствовал «эталонному». Такое же преобразование применяется к

$S_{L,R}(i, y)$ вдоль направления дисперсии, давая итоговый спектр $S_{L,R}(i, \lambda)$, где λ – длина волны.

На финальном этапе устраняется кривизна спектральных линий. Для этого усредняются обработанные спектры $S_{L,R}(i, \lambda)$ для всех кадров из серии наблюдений. Центральная строчка усредненного спектра принимается за опорную и методом кросс-корреляции рассчитывается сдвиг между опорной строкой и строками для каждого y . Полученные значения аппроксимируются полиномом второй степени, который описывает форму спектральной линии. Подобно коррекции кривизны порядка, полином используется для вычисления сдвига строки вдоль высоты щели для устранения кривизны с субпиксельной точностью. Результатом всех этих шагов являются двумерные спектры для каждого спектрального порядка в двух поляризационных состояниях, в которых компенсированы неоднородности пропускания узлов спектрографа, оптические искажения и неравномерная дисперсия.

1.8.5 Учет инструментальной поляризации

Спектрополяриметр предназначен для измерения поляризации излучения Солнца $\mathbb{I}_{\odot} = [I, Q, U, V]^T$. Оптические тракты телескопа и спектрополяриметра изменяют поляризацию падающего излучения, внося искажения в исходный вектор Стокса. Используя формализм матриц Мюллера, измеряемый вектор Стокса может быть представлен как $\mathbb{I}_{obs} = \mathbb{M}_{SP}\mathbb{M}_{tel}\mathbb{I}_{\odot}$, где \mathbb{M}_{SP} и \mathbb{M}_{tel} – матрицы Мюллера спектрополяриметра и телескопа размером 4×4 элемента, соответственно. Для корректного измерения поляризации солнечного излучения необходимо определить обе матрицы.

При наблюдениях, измерение вектора Стокса \mathbb{I}_{obs} проводится путем изменения матрицы Мюллера анализатора поляризации (англ. modulation matrix), которая равна $\mathbb{M}_{LP}(0^\circ, 90^\circ)\mathbb{M}_{WP}(\alpha, \delta)$, где поляризационный расщепитель выступает в роли линейного поляризатора (выражение 1.12) с углом оптической

оси 0° и 90° . При использовании четвертьволновой фазовой пластиинки ($\delta = 90^\circ$), в соответствии с уравнением 1.14, достаточно провести четыре измерения с шагом 22.5° для угла α между быстрой осью фазовой пластины и осью поляризационного расщепителя для определения параметров Стокса:

$$\begin{aligned} D^{L,R}(0^\circ) &= \frac{1}{2}[I \pm Q]; \\ D^{L,R}(22.5^\circ) &= \frac{1}{2}[I \pm (0.5Q + 0.5U + 0.7V)]; \\ D^{L,R}(45^\circ) &= \frac{1}{2}[I \pm V]; \\ D^{L,R}(67.5^\circ) &= \frac{1}{2}[I \pm (0.5Q - 0.5U + 0.7V)], \end{aligned} \quad (1.32)$$

где индексы L и R соответствуют $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 90^\circ$ для левой и правой частей изображения спектра на рисунке 1.14. Параметры вектора Стокса \mathbb{I}_{obs} могут быть найдены из выражений:

$$\begin{aligned} I &= D^L(0^\circ) + D^R(0^\circ); \\ Q &= D^L(0^\circ) - D^R(90^\circ); \\ U &= [D^L(22.5^\circ) - D^R(22.5^\circ)] - [D^L(67.5^\circ) - D^R(67.5^\circ)]; \\ V &= D^L(45^\circ) - D^R(45^\circ). \end{aligned} \quad (1.33)$$

Матрица Мюллера спектрополяриметра может быть найдена во время калибровки при измерении поляризации эталонных источников света. Этalonом выступает лампа накаливания со спиралью прямоугольной формы с набором поляризаторов. Свет от лампы считается полностью неполяризованным с нормированным на единичную интенсивность вектором Стокса $\mathbb{I}_{lamp} = [1, 0, 0, 0]^T$. При калибровке излучение от лампы направляется на входную щель спектрополяриметра, а между лампой и щелью на врачающуюся монтировку устанавливается поочередно линейный поляризатор, затем круговые поляризаторы с правой и с левой круговой поляризацией прошедшего света. Матрицы Мюллера поляризаторов \mathbb{M}_{etalon} были измерены с высокой точностью в лабораторных условиях для всего рабочего диапазона спектрополяриметра. Во время калибровки поляризаторы врачаются с определенным шагом на угол γ и для каждого значения угла измеряется вектор Стокса. Измеренный вектор Стокса связан

с вектором Стокса входного излучения через матрицу Мюллера спектрополяриметра

$$\mathbb{I}_{obs} = \mathbb{M}_{SP}[\mathbb{M}_{etalon}(\gamma)\mathbb{I}_{lamp}]. \quad (1.34)$$

Проведя серию измерений для различных поляризаторов и углов γ , можно получить линейную (переопределенную) систему уравнений, решение которой приводит к искомой \mathbb{M}_{SP} .

Учет инструментальной поляризации телескопа – более нетривиальная задача. В принципе, матрица Мюллера может быть рассчитана на основе модели телескопа, учитывающей геометрию оптического тракта [Skumanich et al., 1997; Beck et al., 2005]. Недостатком этого подхода является то, что каждое зеркало изменяет поляризацию отраженного от него пучка в зависимости не только от углов падения и отражения, но и от качества покрытия и загрязнения поверхности. Следовательно, поляризационные свойства телескопа будут меняться со временем по мере деградации отражающих покрытий. Второй возможный подход – использование калибровочной поляризационной оптики для прямого измерения матрицы Мюллера. Это возможно при изготовлении поляризаторов большого размера и их установки перед целостатным зеркалом, что позволило бы проводить калибровку телескопа по аналогии со спектрополяриметром. На практике такое решение сложно реализуемо, поскольку для БСТ-1 диаметр целостатного зеркала равен 1.2 м, а конструкция башни не позволяет смонтировать поляризатор без ее существенного изменения. Кроме того, целостатная установка находится в постоянном движении, т.е. ее матрица Мюллера изменяется непрерывно как в течение дня, так и в течение года.

Еще один подход был предложен в работе [Jaeggli et al., 2022], который позволяет проводить коррекцию инструментальной поляризации *ad hoc*. Матрица Мюллера любой оптической системы \mathbb{M}_{sys} , в которой нет деполяризаторов, может быть представлена в виде произведения двух матриц $\mathbb{M}_{sys} = \mathbb{M}_P \mathbb{M}_R$, где \mathbb{M}_P и \mathbb{M}_R – матрицы эллиптического диаттенюатора и фазовой пластины (elliptical retarder), соответственно [Gil, San José, 2016]. Все элементы матрицы диаттенюатора в общем случае могут быть найдены через три параметра.

Матрица фазовой пластиинки описывает поворот вектора Стокса на сфере Пуанкаре и также определяется тремя углами. Следовательно, для нахождения \mathbb{M}_{sys} достаточно найти значения шести переменных. Процедура коррекции инструментальной поляризации заключается в нахождении таких значений этих переменных, которые поочередно минимизируют функционалы

$$\mathcal{L}_P = \sum_{xy} \left(\left| \sum_{\lambda} IQ \right| + \left| \sum_{\lambda} IU \right| + \left| \sum_{\lambda} IV \right| \right) \quad (1.35)$$

и

$$\mathcal{L}_R = \sum_{xy} \left(\left| \sum_{\lambda} QV \right| + \left| \sum_{\lambda} UV \right| + \left| \sum_{\lambda} V \right|^2 \right), \quad (1.36)$$

где \sum_{λ} означает суммирование по всем длинам волн, \sum_{xy} – суммирование по всем пикселям карты вектора Стокса, а параметры Стокса определены как $\mathbb{M}_P^{-1} \mathbb{I}_{obs}$ для функционала \mathcal{L}_P и $\mathbb{M}_R^{-1} \mathbb{M}_P^{-1} \mathbb{I}_{obs}$ для функционала \mathcal{L}_R [см. подробности в Jaeggli et al., 2022]. Фактически, подбирается матрица \mathbb{M}_P , которая минимизирует корреляцию между всегда положительным параметром I и знакопеременными параметрами Q , U и V вектора Стокса, т.е. «перетекание» энергии из неполяризованного излучения в поляризованное. Матрица \mathbb{M}_R в свою очередь минимизирует связь между четными Q , U и нечетной V , т.е. используется свойство симметричности параметров Стокса.

Пример применения алгоритма к данным спектрополяриметра БСТ-1 приведен на рисунках 1.15 и 1.16. На левой панели рисунка 1.15 показано изображение в континууме активной области NOAA 13702, наблюдавшейся на БСТ-1 08 июня 2024 г. около 04:30 UT. Контурам выделена область тени пятна, для пикселей которой минимизировался функционал 1.36. Правая панель демонстрирует карту распределения степени поляризации излучения в активной области. Выражение 1.35 минимизировалось только для участков невозмущенной атмосферы, которые остаются вне показанных контуров и поляризация в которых априори считается нулевой. Красная штриховая линия показывает срез карты, для которого на рисунке 1.16 показаны измеренные и скорректированные параметры вектора Стокса. Видно, что после обработки параметры Стокса приняли

ожидаемый симметричный вид, что говорит о возможности использования алгоритма для коррекции инструментальной поляризации телескопа. Согласно результатам применения метода к данным инструмента *Hinode*/SOT-SP, его погрешность не превышает $10^{-3}I$.

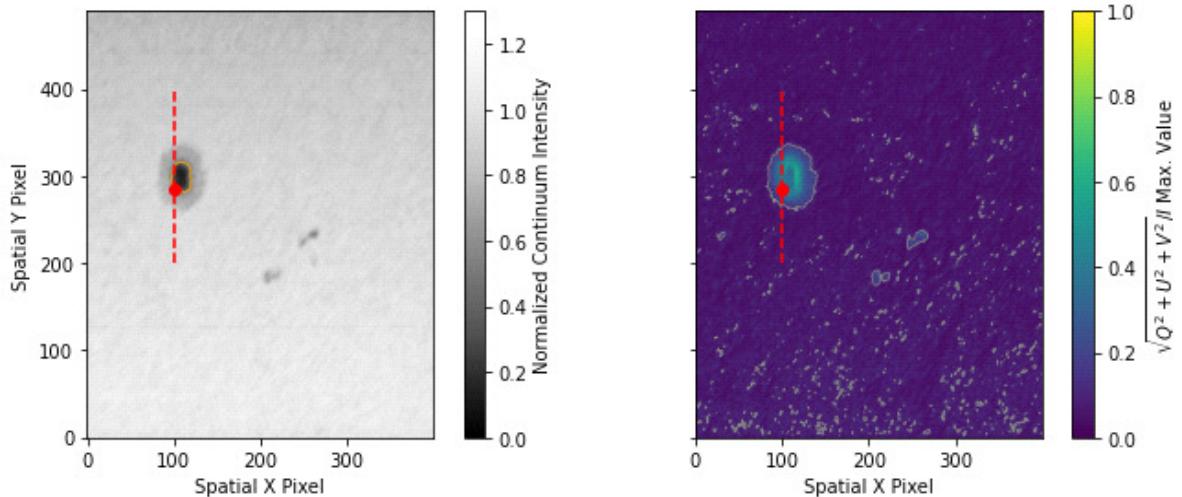


Рисунок 1.15 — Изображение в континууме (слева) и карта степени поляризации излучения (справа) активной области NOAA 13702, наблюдавшейся на БСТ-1 08 июня 2024 г. около 04:30 UT. Контур на левой панели выделяет тень пятна, для которой проводилась минимизация функционала 1.36. Контуры на правой панели показывают участки со степенью поляризации, пресыщающей 0.2. Штриховой красной линией показан срез карты, для которого на верхней панели рисунка 1.16 показаны измеренные и скорректированные параметры Стокса. Красный кружок показывает точку, для которой на нижней панели рисунка 1.16 приведены профили параметров Стокса.

1.8.6 Характеристики спектрополяриметра БСТ-1 и сравнение наблюдений с данными SDO/HMI

На рисунке 1.17 показаны одномерные спектры, получаемые спектрополяриметром БСТ-1. Видно, что в рабочий диапазон попадают одновременно десятки магниточувствительных спектральных линий. Спектральная ширина каждого порядка равна 15 Å. Типичное время одиночной экспозиции находится

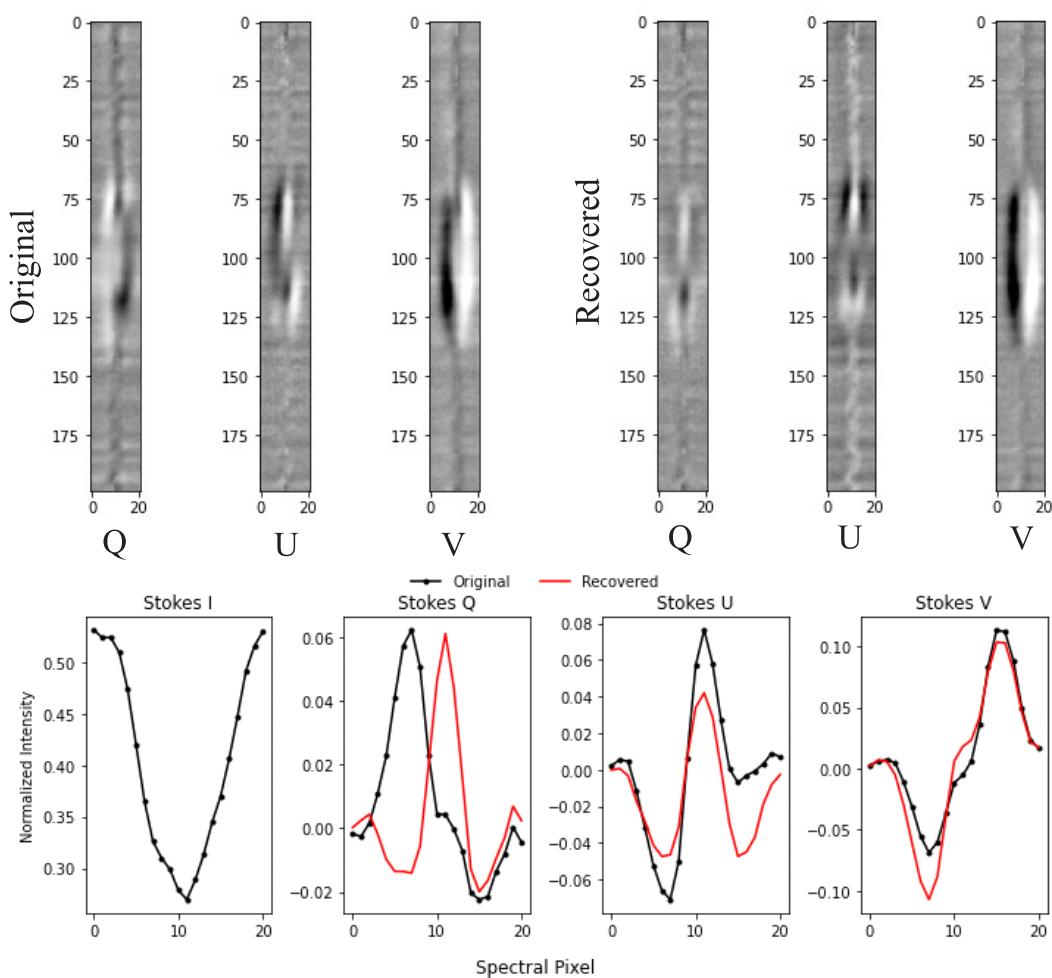


Рисунок 1.16 — Сверху – Измеренные (слева) и скорректированные (справа) двумерные карты параметров Стокса для активной области NOAA 13702. Снизу – Измеренные (черные кривые) и скорректированные (красные кривые) профили параметров Стокса для активной области NOAA 13702. Видно, что после коррекции форма параметров Стокса имеет симметричную форму.

в пределах 5–15 мс, при этом соотношение сигнал/шум превышает 200. Красная кривая на нижней панели рисунка 1.17 показывает записанный спектр неоновой лампы. Спектральная линия лампы с длиной волны $\lambda_{\text{neon}} = 5330.8 \text{ \AA}$ более подробно приведена на рисунке 1.18. Ширина аппроксимирующего лоренцевского профиля линии на половинной интенсивности (FWHM) равна $\delta\lambda_{\text{neon}} = 76 \text{ м\AA}$. Полагая, что эта ширина определяется исключительно инструментальной функцией спектрографа, спектральное разрешение может быть оценено как $\lambda_{\text{neon}}/\delta\lambda_{\text{neon}}$ и составляет $\mathfrak{R} \approx 70000$.

На рисунке 1.19 приведено сравнение изображений в континууме и карт продольного магнитного поля активной области NOAA 13712, полученных спек-

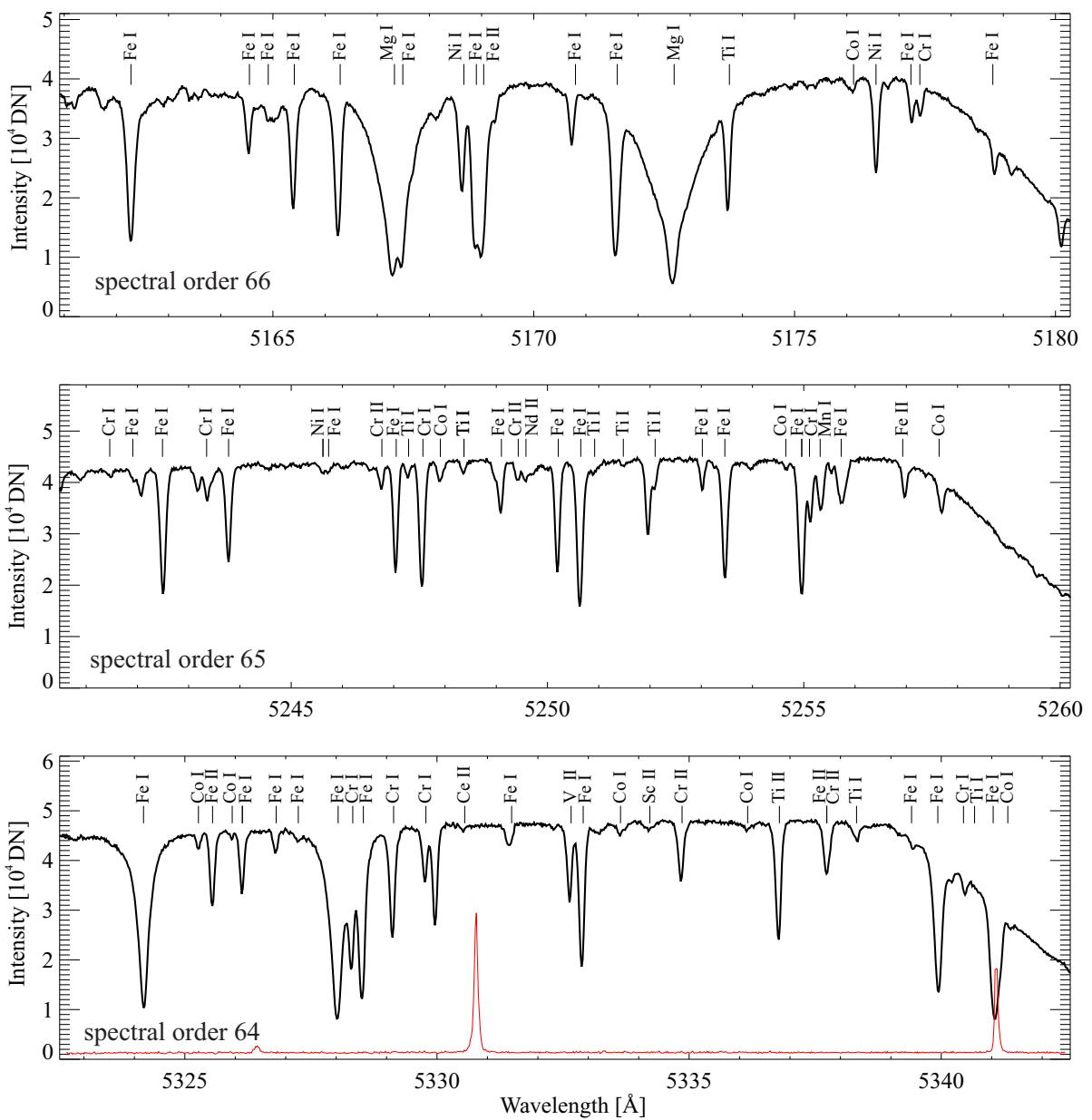


Рисунок 1.17 – Профили спектральных линий, наблюдаемых спектрополяриметром БСТ-1 для порядков с 64 (нижняя панель) по 66 (верхняя панель). Идентификация линий из работы [Allende Prieto, Garcia Lopez, 1998]. На нижней панели красным цветом показан эталонный спектр неоновой лампы. Иллюстрация из [Kutsenko et al., 2024].

трополяриметром БСТ-1 и инструментом SDO/HMI. Из рисунка видно хорошее согласие между величинами. Продольное магнитное поле определялось методом центра тяжести в спектральной линии Fe I 5250.2 Å. Использовались измерения с четвертьволновой пластинкой, быстрая ось которой была повернута на 45° относительно оси поляризационного расщепителя, что позволило измерять $I \pm V$ параметры Стокса согласно третьей строчке в выражении 1.32. На ри-

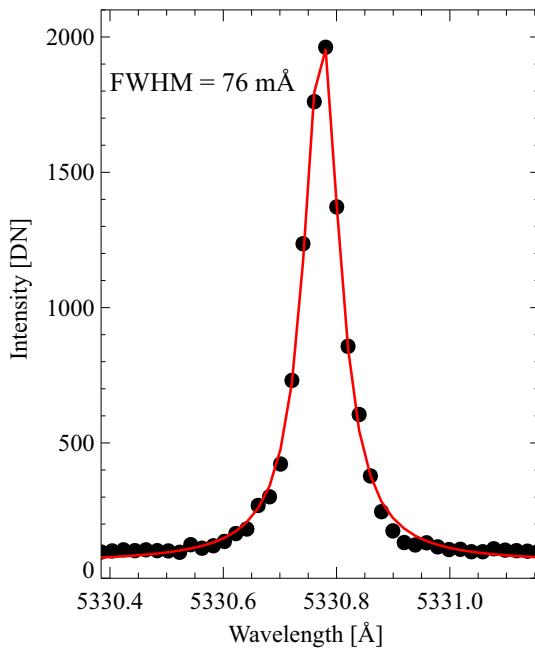


Рисунок 1.18 — Спектральная линия эталонной неоновой лампы, полученная спектрополяриметром БСТ-1 (черные кружки). Красной кривой показана аппроксимация профилем Лоренца. Ширина линии на половине максимума равна $76 \text{ м}\text{\AA}$.

Таблица 1 — Основные измеренные характеристики спектрополяриметра БСТ-1

Параметр	Значение	Примечание
Рабочий диапазон	$5161\text{--}5180 \text{ \AA}$	спектр. порядок 66
	$5241\text{--}5260 \text{ \AA}$	спектр. порядок 65
	$5323\text{--}5340 \text{ \AA}$	спектр. порядок 64
Спектральное разрешение	$\geq 70\,000$	
Спектральный сэмплинг	$20 \text{ m}\text{\AA} \text{ пиксель}^{-1}$	
Пространственный сэмплинг	$0.4'' \text{ пиксель}^{-1}$	вдоль щели
Поле зрения	$200''$	вдоль щели
Погрешность измерения поляризации	$\leq 5 \times 10^{-3}$	

сунке 1.20 приведена диаграмма рассеяния карт продольного магнитного поля, показанных на нижних панелях рисунка 1.19. Распределение указывает на линейную связь между измеренными значениями и демонстрирует возможность проводить измерения магнитных полей Солнца с помощью спектрополяриметра БСТ-1. Основные характеристики прибора приведены в таблице 1

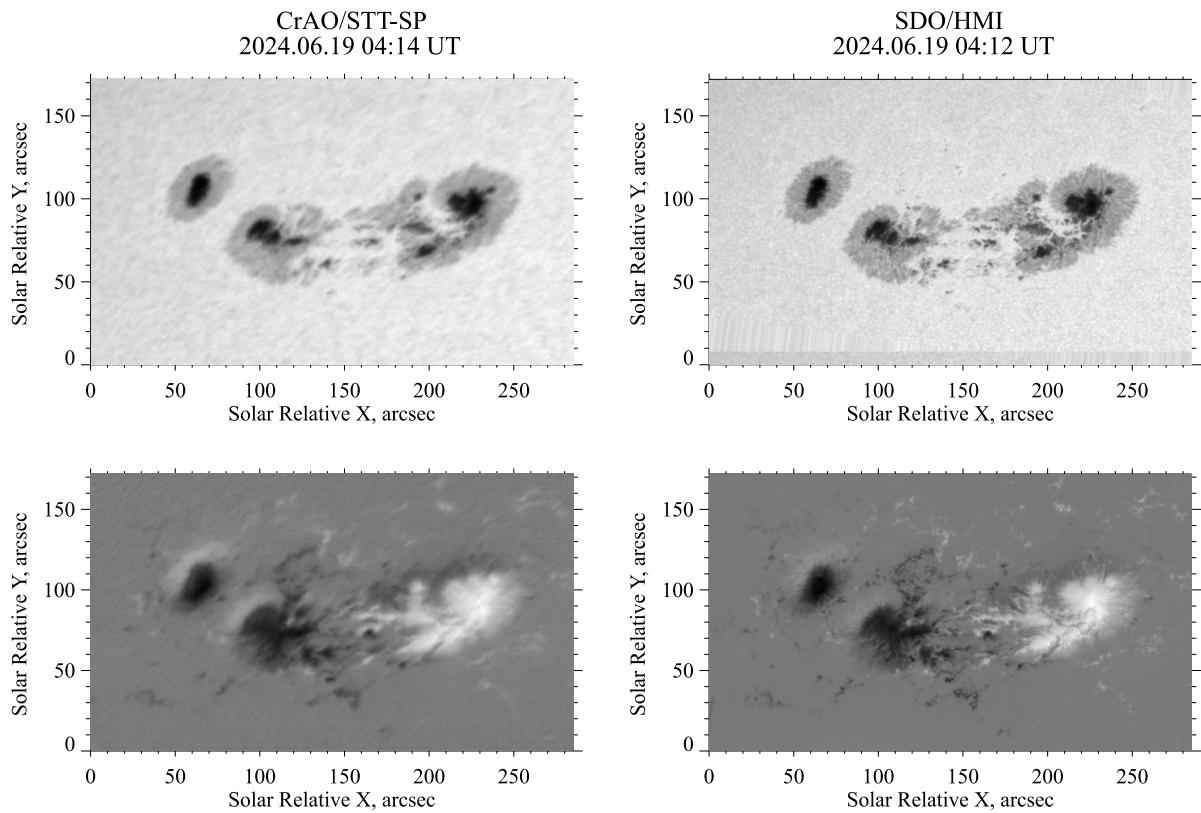


Рисунок 1.19 — Изображения в континууме (сверху) и карты продольного магнитного поля (снизу) активной области NOAA 13712, полученные 19 июня 2024 около 04:30 UT спектрополяриметром БСТ-1 (левые панели) и инструментом SDO/HMI (правые панели). Карты приведены к одному пространственному масштабу. Изображения, полученные инструментом SDO/HMI, повернуты для соответствия картам БСТ-1. Продольное магнитное поле по данным БСТ-1 измерено по линии Fe I 5250.2 Å.

1.8.7 Режимы наблюдений

В общем случае при наблюдениях изображение Солнца проводится через входную щель с заданной скоростью, при этом детектор через определенный временной интервал выполняет запись спектров. Модулятор поляризации может вращаться синхронно со смещением изображения или находиться в фиксированном положении. Спектрополяриметр БСТ-1 предоставляет широкие возможности по подбору конкретных режимов наблюдений, которые позволяют наиболее полно решить поставленную научную задачу. Можно выделить следующие основные режимы:

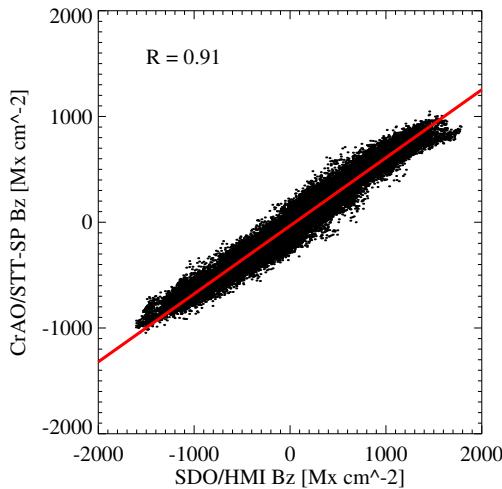


Рисунок 1.20 — Диаграмма рассеяния карт продольного магнитного поля, показанных на нижних панелях рисунка 1.19.

- «Режим спектрополяриметра» : изображение Солнца удерживается на входной щели и проводится запись спектров при различных положениях модулятора поляризации. Затем изображение смещается на определенный шаг и процедура повторяется. Такой режим требует наибольших временных затрат. Например, запись восьми спектров с шагом модулятора 22.5° (полоборота фазовой пластинки) при экспозиции 10 мс и максимальной скорости кадров 24 c^{-1} занимает не более 0.5 с с учетом времени, необходимого для вращения пластиинки. Измерения дают переопределенную систему восьми линейных уравнений для четырех неизвестных параметров Стокса. Еще около 1.5 с требуется для смещения изображения в следующее положение. При шаге $1''$, наблюдение одной активной области размером $200'' \times 200''$ займет 400 с. Общее время может увеличиться при увеличении времени интегрирования для повышение соотношения сигнал/шум, что особенно важно при наблюдении темных участков в тени солнечных пятен.
- «Режим спектрографа» : изображение Солнца на щели смещается непрерывно или с определенным шагом, при этом запись ведется всегда в фиксированном положении модулятора поляризации. Параметр Стокса I может быть измерен в таком режиме путем суммирования спектров, измеренных в двух взаимно ортогональных поляризациях.

Преимуществом режима является возможность быстро проводить сканирование интересующей области на Солнце, что может быть необходимо, например, при изучении скоростей течений или колебаний в нижней атмосфере.

- «Режим sit-and-stare» : входная щель устанавливается в интересующее положение на диске Солнца и удерживается во время наблюдений. Ведется запись спектров при фиксированном или меняющемся положении модулятора поляризации. Такой режим может использоваться при наблюдении быстрых процессов во время солнечных вспышек.
- «Режим наблюдения Солнца-как-звезды» : параллельный пучок от Солнца направляется целостатом на диагональное зеркало и освещает входную щель, исключая из оптической схемы светосильную оптику телескопа. В такой конфигурации инструмент ранее использовался для наблюдений среднего магнитного поля [Haneychuk, Kotov, Tsap, 2003] и глобальных колебаний Солнца [Котов, Северный, Цап, 1982]. Режим может быть востребован в вопросах солнечно-звездных аналогий и прогноза космической погоды.

1.9 Выводы к главе 1

Основным методом измерений магнитных полей в фотосфере и хромосфере Солнца является регистрация зеемановского расщепления магниточувствительных спектральных линий. Современные инструменты способны проводить прецизионные спектрополяриметрические наблюдения солнечной атмосферы с высоким пространственным и спектральным разрешением в диапазоне от ближнего УФ до ближнего ИК. Использование данных космических обсерваторий позволило выполнять рутинные непрерывные наблюдения Солнца, что дало возможность анализировать эволюцию магнитных полей с недоступным ранее временным разрешением на длительных рядах данных. Вместе с инструмен-

тами развиваются методы для получения информации о магнитных полях и термодинамических характеристиках плазмы в широком диапазоне высот солнечной атмосферы.

В Крымской астрофизической обсерватории РАН был разработан и создан новый инструмент для спектрополяриметрии Солнца. Прибор смонтирован на одном из крупнейших в России оптическом Башенном солнечном телескопе имени академика А.Б. Северного. Инструмент представляет собой эшелле спектрограф высокого разрешения ($\mathfrak{R} \approx 70000$) с двухлучевым анализатором поляризации. Рабочий спектральный диапазон включает суммарно более 40 \AA в зеленой части видимого спектра, что позволяет регистрировать несколько десятков спектральных линий одновременно. В частности, наблюдения ведутся в фотосферных спектральных линиях Fe I 5247/5250 \AA и хромосферной спектральной линии Mg I b_2 . Поле зрения инструмента составляет $200''$, что соответствует размеру типичной активной области. Сотрудниками обсерватории разработаны процедуры для калибровки спектрополяриметра и для обработки данных наблюдений с целью получения параметров Стокса, пригодных для дальнейшего научного анализа. Инструмент значительно расширяет возможности отечественного и мирового сообщества по исследованиям в области солнечного магнетизма.

Глава 2. Всплытие магнитных жгутов

Магнитный поток в атмосфере Солнца наблюдается в виде магнитных жгутов различных масштабов и морфологии, петельная структура которых наилучшим образом видна в короне на изображениях в крайнем УФ диапазоне. Согласно одной из общепринятых парадигм, магнитные жгуты формируются из распределенного глобального магнитного поля на некоторых глубинах в конвективной зоне. При определенных условиях жгуты поднимаются к поверхности и всплывают в виде магнитных арок. На магнитограммах они видны как магнитные диполи или мультиполи, которые постепенно увеличиваются в масштабах на первых этапах развития, достигая максимального размера. Затем начинается процесс диссипации, когда размеры магнитных элементов уменьшаются со временем вместе с полным магнитным потоком активной области. Данные наблюдений показывают, что процесс диссипации магнитных структур существенно отличается от процесса их всплытия. Согласно гипотезе магнитного динамического отсоединения (англ. *dynamical disconnection*), на определенных этапах эволюции после своего максимального развития, поверхностные магнитные структуры теряют связь с внутренними и распадаются под действием диффузии и адвективных течений. Следовательно, именно на этапе всплытия свойства магнитного жгута могут нести отпечаток механизмов и процессов, которые привели к его формированию. Концепция всплытия на поверхность Солнца магнитных трубок как монолитных образований не подтверждается – наблюдения скорее свидетельствуют о фрагментации магнитного жгута перед началом его появления на поверхности на волокна, сечение которых сопоставимо с размером грануляции. В последующем относительно когерентная структура восстанавливается уже в атмосфере, т.е. появление нового магнитного потока представляет собой сложный процесс с воздействием различных пространственных масштабов. Полный беззнаковый магнитный поток структур меняется в широком диапазоне от 10^{18} Мкс для небольших эфемерных областей до 10^{23} Мкс для наиболее крупных активных областей. В данной главе подробно рассматрива-

ется процесс всплытия магнитного потока на уровень фотосферы и приводятся результаты статистического анализа свойств активных и эфемерных областей на начальных этапах развития.

Следует подчеркнуть, что в тексте под «всплытием» подразумевается процесс появления магнитной структуры на уровне фотосферы Солнца, для которого в англоязычной литературе используется термин «emergence». Для указания на прохождение магнитного жгута через конвективную зону к поверхности под действием силы плавучести или конвективных потоков будет использоваться выражение «подъем магнитного жгута».

2.1 Формирование магнитных жгутов в конвективной зоне

Активные и эфемерные области являются результатом появления в атмосфере Солнца магнитных полей с плотностью магнитного потока порядка сотен или тысяч Мкс см^{-2} . Наблюдения короны в УФ диапазоне показывают, что магнитные поля имеют петельную структуру и скорее всего существуют в виде магнитных жгутов, всплывающих из конвективной зоны. Генерация магнитного поля в недрах Солнца недоступна для прямых наблюдений, поэтому наши знания о внутренних процессах основаны на построении физически обоснованных моделей глобального динамо, верификацией которых является сопоставление результатов расчетов с видимыми проявлениями магнетизма в атмосфере. Помимо самих активных и эфемерных областей с рядом выявленных закономерностей (законы Хейла, Джоя, широтно-временное распределение появления магнитных биполей с фазой цикла и др.), к таким проявлениям можно отнести магнитные поля полярных зон со сменой знака поля в максимуме и преимущественным знаком магнитного поля в минимумах активности, перенос магнитного потока к полюсам меридиональной циркуляцией, появление волн на различных широтах в разных фазах цикла, торсионные колебания и другие явления.

Наблюдения показывают, что в минимумах активности глобальное магнитное поле Солнца представлено в основном полоидальной дипольной компонентой P , направленной вдоль оси вращения. В максимумах активности проявлением глобального магнитного поля являются активные области, преимущественно ориентированные вдоль экватора, т.е. в плоскости, перпендикулярной оси вращения. Ориентация активных областей может указывать на их формирование из глобального тороидального магнитного поля T . Следовательно, в процессе развития солнечного цикла происходит постепенный переход полоидального поля в тороидальное $P \rightarrow T$, затем обратный процесс $T \rightarrow P$, при котором компонента P меняет знак на противоположный. Модели глобального динамо предлагают различные механизмы как для перехода $P \rightarrow T$, так и для $T \rightarrow P$.

Одной из наиболее успешных моделей является модель динамо среднего поля, изначально описанная Паркером [Parker, 1955a]. Математический аппарат в последующем был развит в работах [Steenbeck, Krause, Rädler, 1966; Steenbeck, Krause, 1969] и множестве других. Переход $P \rightarrow T$ в модели объясняется действием дифференциального вращения, вытягивающего магнитные силовые линии исходно полоидального магнитного поля вдоль параллелей. Обратный процесс связан с α -эффектом – циклоническими движениями магнитных полей во вращающейся конвективной оболочке. В публикации [Schuessler, 1983] 1970-е годы были названы «золотым веком» теории динамо среднего поля. Модель объясняла закон Хейла, «бабочки» Маундера, переполюсовку магнитных полей в полярных зонах, переход полоидальной компоненты поля в тороидальную, согласующийся с широтой появления активных областей, изменения амплитуды циклов вследствие случайных вариаций α -эффекта или нелинейностей процесса и ряд других явлений. Наиболее современные самосогласованные модели глобального динамо представляют собой симбиоз модели динамо среднего поля и модели поверхностного переноса потока (Бэбкока-Лейтона). Последняя предполагает переход $T \rightarrow P$ как результат адвекции магнитного потока распавшихся активных областей к полюсам меридиональной циркуляцией. Описание некоторых из таких моделей выполнено, например, в [Hazra et al., 2023]. Более

подробное рассмотрение современного состояния моделей глобального динамо, как и нерешенных вопросов в этой области, выходит за рамки данной работы и может быть найдено в ряде обзоров, таких как [Charbonneau, 2020; Brandenburg et al., 2023; Charbonneau, Sokoloff, 2023]. Стоит лишь отметить, что модели оперируют компонентами глобального магнитного поля на пространственных масштабах всего Солнца и временных масштабах порядка солнечного цикла. Тем не менее, уже во времена активного развития модели динамо среднего поля, сложилось понимание того, что само глобальное поле может находиться внутри конвективной зоны в состоянии тонких волокон [англ. «fibrils», Brandenburg et al., 2023].

Обычно предполагается, что локальные магнитные жгуты формируются в конвективной зоне в результате накопления и/или усиления магнитного потока глобального тороидального магнитного поля, на что, как упоминалось выше, указывает преимущественная ориентация осей магнитных диполей в направлении, параллельном экватору. Говоря крайне упрощенно, усиление магнитного потока может происходить вследствие «наматывания» магнитных силовых линий дифференциальным вращением [например, Babcock, 1961], т.е. в результате так называемого Ω -механизма. Часть образовавшегося жгута с достаточно высокой плотностью магнитного потока может начать подниматься к поверхности вследствие возникающей неустойчивости магнитной плавучести [Parker, 1975; Fan, 2021]. Предполагая, что плазма внутри магнитного жгута находится в термодинамическом равновесии с внешне плазмой, должно выполняться равенство

$$p_e = p_i + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (2.1)$$

где p_e и p_i соответственно внешнее и внутренне давление плазмы, B – модуль магнитного поля. С другой стороны, давления газа равно $p = nk_B T$, где n – концентрация частиц и T – температура. Второй член в правой части уравнения 2.1 всегда положительный, следовательно выполняется условие $p_e \geq p_i$. При равновесии температура внутри и снаружи плазмы должна быть одинаковой, откуда можно заключить, что $n_e \geq n_i$, т.е. плазма внутри магнитного жгута оказывается менее плотной и может начать подниматься под действием силы

Архимеда. Такое примитивное представление в целом отражает суть магнитной плавучести. Более строгие критерии возникновения этого типа неустойчивости рассмотрены подробно в ряде других работ [например, Spruit, van Ballegooijen, 1982; Ferriz-Mas, Schüssler, 1993; 1995].

Из общих упрощенных рассуждений о магнитной плавучести следует, что значительное усиление плотности магнитного потока в жгуте невозможно, поскольку такой магнитный жгут должен подниматься к поверхности. С развитием методов глобальной гелиосейсмологии, которые позволили установить структуру течений в конвективной зоне, было показано, что накопление и усиление магнитного потока может происходить в тахоклине или в его окрестности [Deluca, Gilman, 1991] – тонком слое, расположенным в основании конвективной зоны на границе дифференциально вращающейся конвективной оболочки и твердотельно вращающейся зоны лучистого переноса. Радиальное изменение скорости вращения плазмы (увеличение с глубиной) и термодинамические условия в тахоклине допускают удержание и усиление изолированных магнитных жгутов и диффузных магнитных слоев долгое время, сопоставимое с длительностью солнечного цикла [см. обзор Fan, 2021]. Ряд моделей глобального динамо среднего поля воспроизводят для тороидального магнитного поля в основании конвективной зоны динамо волну, распространяющуюся от средних широт к экватору [например, Charbonneau, MacGregor, 1997; Dikpati, Gilman, 2001; Rempel, 2006], что соответствует широтно-временному распределению активных областей на поверхности в цикле. Несомненные успехи модели привели к концепции, согласно которой формирование магнитных жгутов происходит на дне конвективной зоны, за которым следует их подъем на поверхность. Как будет показано в § 2.2.1, такая картина требует аномально больших значений магнитных полей порядка 100 кГс в жгутах, что приводит к появлению альтернативных предположений формирования жгутов у поверхности. К таким механизмам можно отнести модель отрицательного эффективного магнитного давления, развивающуюся в работах Клиорина и его соавторов [Kemel et al., 2012; Warnecke et al., 2016; Käpylä et al., 2016]. Также в литературе предложен ряд других процессов, которые могут приводить к формированию биполярных

магнитных структур на поверхности Солнца [например, Akasofu, 1984; Henoux, Somov, 1991].

В последнее время стало возможным прямое численное МГД моделирование генерации глобального магнитного поля во вращающейся трехмерной конвективной оболочке [Charbonneau, 2020]. В расчетах удается воспроизвести возникновение когерентных магнитных структур, которые могут быть отнесены к будущим активным областям [см., например, Nelson et al., 2011; 2013; Fan, Fang, 2014]. Интересно, что в расчетах такие структуры могут формироваться по всей толщине конвективной зоны. С другой стороны, их характеристики пока далеко не полностью согласуются с реально наблюдаемыми активными областями, а генерация магнитных полей в численных расчетах часто возможна при задании значений среды (вязкости, коэффициента диффузии, скорости вращения и др.), не характерных для Солнца [Fan, 2021]. В целом, сам механизм формирования когерентных магнитных структур и характерные глубины его реализации остаются предметом дискуссий. Данная работа направлена, в том числе, на поиск наблюдательных маркеров, указывающих на него.

2.2 Моделирование всплывающих магнитных жгутов

Как указано в предыдущем параграфе § 2.1, в прямом численном моделировании процесса динамо воспроизводятся магнитные когерентные структуры в конвективной зоне звезды, которые могут рассматриваться как активные области при их дальнейшем подъеме в атмосферу. При этом, всеобъемлющие расчеты всей картины генерации магнитного поля в недрах Солнца и его всплытия на поверхность все еще представляют немалые трудности, связанные с резким изменением шкалы высот при переходе от глубоких слоев к приповерхностным [например, Cheung et al., 2010]. Такие параметры, как плотность и давление плазмы меняются на несколько порядков при подъеме от дна конвективной зоны к фотосфере и короне, что требует или использования координат-

ной пространственной сетки с достаточно небольшим шагом для всего объема, для которого проводится моделирование, или непостоянного шага, с его уменьшением с переходом к менее плотным слоям. Оба варианта крайне затратны вычислительно и пока в литературе не встречается моделирования генерации и эволюции магнитных полей, включающего как глубокие слои конвективной зоны, так и атмосферу. Вместо этого обычно рассматривают подъем через турбулентные слои и выход в корону магнитного жгута, который уже сформирован на некоторой глубине *a priori*. В силу физических предпосылок, описанных в предыдущем параграфе, часто предполагают изначальное их расположение у дна конвективной зоны. Моделирование подъема магнитного жгута можно условно разделить на два подхода – приближение тонких магнитных трубок и двумерное или трехмерное МГД моделирование. В последнем случае также встречается комбинированный подход, когда магнитная структура, полученная в рамках моделирования конвективной оболочки всего Солнца, переносится в локальный объем с более мелкой сеткой для изучения ее подъема и всплытия.

2.2.1 Приближение тонких магнитных трубок

Приближение тонких магнитных трубок [Spruit, 1981; Fan, Fisher, Deluca, 1993; Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995; Weber, Fan, Miesch, 2011] предполагает термодинамическое равновесие между давлением плазмы вне трубы и суммарным давлением плазмы и магнитного поля внутри нее. Также принимается, что все физические величины не изменяются в сечении трубы и рассчитываются только их усредненные значения, т.е. она фактически рассматривается как одномерный объект, подверженный воздействию внешних сил в конвективной зоне. Набор уравнений, решаемый в модели, может быть найден в обзоре [Fan, 2021].

Приближение активно развивалось в 1980-1990 годы и в его рамках были успешно объяснены основные свойства активных областей, такие как закон

Джоя, широта их появления и более когерентная структура ведущей части [Weber et al., 2023]. Так, согласно подходу, на поднимающуюся через конвективную зону тонкую магнитную трубку действует четыре фактора: сила магнитного натяжения (в направлении оси вращения), сила магнитной плавучести (в радиальном направлении), сила сопротивления среды (англ. drag force) и эффект Кориолиса. Последний, в силу сохранения углового момента, должен приводить к смещению поднимающейся петли к оси вращения. Согласно [Choudhuri, Gilman, 1987] и [Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995], при уменьшении силы плавучести эффект Кориолиса начинает доминировать и структура при подъеме дополнительно двигается в направлении полюса. Это должно приводить к всплытию активных областей на высоких широтах, что реально не наблюдается. Следовательно, магнитное поле внутри трубы должно быть достаточно большим – порядка десятков или сотен кГс – чтобы сила магнитная плавучести оставалась существенной. С другой стороны, сила сопротивления плазмы увеличивается с уменьшением магнитного потока, поэтому магнитные трубы с меньшим потоком вероятнее будут показывать радиальный подъем по сравнению с трубками с большим магнитным потоком [Choudhuri, Gilman, 1987; D'Silva, Choudhuri, 1993; Fan, Fisher, Deluca, 1993].

В моделировании также было обнаружено, что, при подъеме магнитной трубы в форме Ω -петли через конвективную зону, ее вершина также будет вращаться вследствие эффекта Кориолиса, причем ведущая (западная) часть петли будет стремиться к экватору, а хвостовая – к полюсу [D'Silva, Choudhuri, 1993]. Результирующий теоретический тилт магнитного диполя на поверхности также показывал увеличение для больших широт, что находится в полном соответствии с законом Джоя. Авторы [D'Silva, Choudhuri, 1993] нашли, что магнитное поле в трубках на дне конвективной зоны должно находиться в пределах 60-160 кГс. При большем значении напряженности магнитная плавучесть доминировала и эффект Кориолиса не приводил к какому-либо существенному вращению петель. При меньших полях угол наклона осей биполей был слишком большим по сравнению с наблюдаемым. Дополнительно в [Fan, Fisher, McClymont, 1994] было найдено увеличение тилта для трубок с большим

магнитным потоком при сохранении неизменной величины магнитного поля. Учет конвективных движений плазмы в модели привел к выводу, что они могут способствовать возникновению ожидаемых в соответствии с законом Джоя тилтов для трубок с напряженностью магнитного поля 15-100 кГс [Weber, Fan, Miesch, 2013].

Расчеты в приближении тонких магнитных трубок, выполненные в [Fan, Fisher, Deluca, 1993; Fan, Fisher, McClymont, 1994], показали, что при подъеме Ω -петли через конвективную зону плазма стремится перетечь из ведущей (западной) части петли в хвостовую, что опять связывалось с действием эффекта Кориолиса. Как результат, плотность вещества в ведущей части трубы уменьшается, что, в силу сохранения термодинамического равновесия, приводит к уменьшению ее сечения и, как следствие, к увеличению плотности магнитного потока в ней. Этот эффект может быть причиной появления обычно более сильной и когерентной ведущей полярности активной области на поверхности. Несмотря на несомненные успехи приближения тонких трубок в объяснении ряда свойств реально наблюдаемых магнитных биполей, более совершенные и современные МГД расчеты показывают, что воздействие эффекта Кориолиса на магнитный жгут в конвективной зоне может быть преувеличено, а более значительный эффект оказывают конвективные турбулентные потоки.

2.2.2 2D и 3D МГД моделирование

В рамках данного подхода в двумерном или трехмерном пространстве решаются магнитогидродинамические уравнения, описывающие взаимодействие магнитного поля с турбулентной плазмой и их взаимную эволюцию. При вычислениях используются различные упрощения, что описано, например, в разделе 2 обзора [Fan, 2021]. В отличие от приближения тонких магнитных трубок, в подходе учитываются распределения магнитного поля и различных параметров плазмы в сечении трубы. Первые работы, изучающие подъем магнитных тру-

бок в стратифицированной конвективной зоне относятся к концу 1970-х годов [например, Schuessler, 1979]. Постепенно рассмотрение магнитных полей в виде отдельных когерентных трубок сменилась на концепцию «магнитных жгутов» или «пучков» (англ. «magnetic flux bundle»). В отличие от трубки, магнитный жгут представляет собой менее связанную структуру с возможно неравномерным распределением параметров и не круговой геометрией в сечении. Как представляется, он формируется из отдельных тонких магнитных трубок, удержание которых в жгуте достигается за счет закрутки трубок вокруг оси жгута. Наблюдаемым подтверждением такого строения является тонкая структура по-лучени пятна, показывающая существование множества отдельных волоконец.

Согласно [Fan, 2021], различные приближения, достаточно хорошо описывающие физику процессов внутри конвективной зоны, мало пригодны для анализа магнитных полей в приповерхностных слоях из-за больших градиентов параметров плазмы. По этой причине 2D и 3D МГД моделирование подъема магнитных жгутов обычно ограничивается несколькими десятками Мм под поверхностью Солнца. В этой области выполнено множество работ, обзор которых может быть найден в [Archontis, 2012; Cheung, Isobe, 2014; Fan, 2021] и [Weber et al., 2023]. Здесь приводятся результаты лишь некоторых, имеющих непосредственное отношение к всплытию магнитных жгутов на поверхность.

В работе [Archontis et al., 2004] была предложена модель двухступенчатого всплытия, которая позже была развита в [Toriumi, Yokoyama, 2011]. Авторы изучали подъем части магнитного жгута с глубины 20 Мм под фотосферой в корону. Согласно результатам моделирования, на первом этапе структура поднимается через конвективную зону благодаря силе магнитной плавучести. Скорость подъема постепенно снижается вследствие уменьшения плотности окружающей плазмы. При приближении вершины жгута к поверхности, ненамагниченная плазма, «зажатая» между фотосферой и жгутом, начинает препятствовать дальнейшему подъему, что приводит к существенному расширению магнитного жгута в горизонтальной плоскости (рисунок 2.1). На втором этапе магнитный жгут выходит в атмосферу, что может происходить как вследствие магнитной плавучести, так и из-за выталкивания намагниченной плазмы

мелкомасштабными конвективными движениями в гранулах [Archontis et al., 2004; Toriumi, Yokoyama, 2011; Norton et al., 2017]. В модельных расчетах в работе [Toriumi, Yokoyama, 2013] было получено, что при такой последовательной картине подъема магнитных структур должны наблюдаться расходящиеся потоки плазмы на месте будущего появления активной области. Действительно, в значительном числе случаев такие движения были обнаружены наблюдательно в ряде исследований [например, Toriumi, Hayashi, Yokoyama, 2014].

МГД моделирование подъема через верхние слои конвективной зоны и дальнейшего всплытия магнитного жгута было выполнено в работах [Cheung et al., 2010] и [Rempel, Cheung, 2014]. В расчетах рассматривалась область пространства в декартовой системе координат, дно которой пересекала магнитная структура в форме Ω -петли. Довольно детально были воспроизведены некоторые наблюдаемые явления, сопутствующие появлению активных областей в атмосфере Солнца, а именно горизонтальное расхождение диполя, магнитные мелкомасштабные элементы разных знаков, появляющиеся между основными полярностями, асимметрия ведущей и хвостовой частей. Помимо этого, в работах [Cheung, Schüssler, Moreno-Insertis, 2007] и [Cheung et al., 2008] в рамках моделирования всплытия магнитного диполя с небольшим магнитным потоком были получены нисходящие потоки плазмы во всплывающей активной области, корональные точки, потемнения межгранульных промежутков в белом свете и килогауссные горизонтальные магнитные поля, что хорошо соответствовало наблюдениям.

Одна из наиболее значимых работ была опубликована в статье [Chen, Rempel, Fan, 2017]. Авторы рассматривали область пространства, охватывающую верхние 30 Мм конвективной зоны и атмосферу Солнца. В отличие от множества подобных расчетов, магнитный жгут не создавался искусственно у дна рассматриваемого объема. Вместо этого в качестве начальных условий использовались магнитные поля и поле скоростей для сформировавшейся когерентной структуры, полученной в моделировании глобального динамо в конвективной зоне в работе [Fan, Fang, 2014]. Это привело к более реалистичной картине всплытия, что подтверждается сравнением реально наблюдаемых и модельной

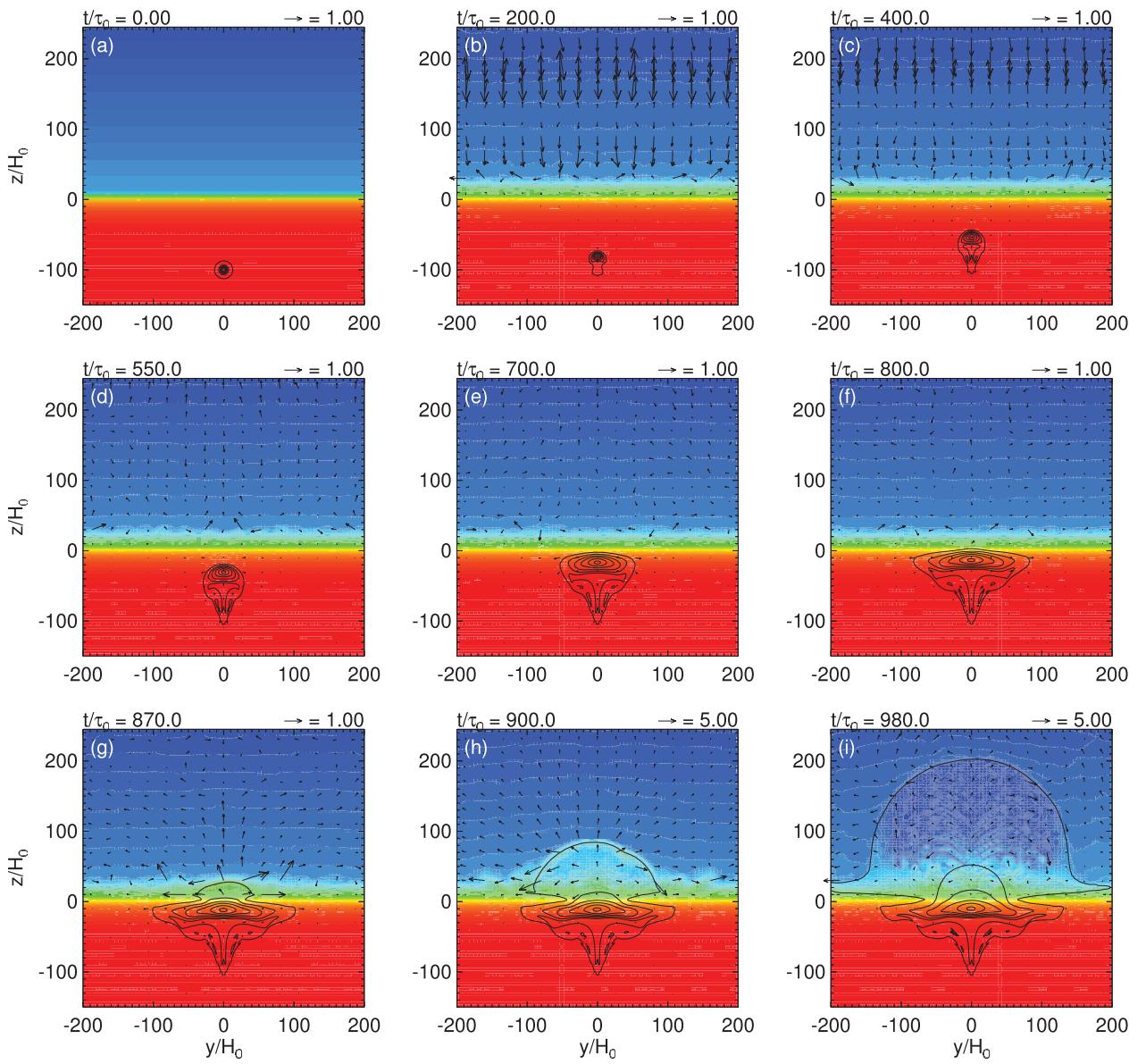


Рисунок 2.1 — Временная эволюция сечения скрученного магнитного жгута (черные контуры) при подъеме через верхнюю часть конвективной зоны в атмосферу Солнца, полученная при численном моделировании в работе [Toriumi, Yokoyama, 2011]. Цветом показан логарифм плотности плазмы. Видно существенное «растекание» и уплощение жгута под поверхностью перед самым началом всплытия.

активной области, показанной на рисунке 2.2. Авторы получили следующие результаты, касающиеся взаимодействия турбулентной плазмы и магнитного жгута:

- Магнитный жгут поднимается через верхние слои конвективной зоны практически как когерентная структура. Приближаясь к поверхности, он фрагментируется на небольшие волокна, сечение которых сопоста-

вимо с размером гранул. Каждое волокнце всплывает отдельно, что на поверхности проявляется как множество небольших магнитных элементов разных полярностей, после чего элементы сливаются в единую крупную структуру.

- Асимметрия хвостовой и ведущей полярностей объясняется большей плотностью магнитного потока в последней уже внутри конвективной зоны, что связано с взаимными движениями самого магнитного жгута и плазмы внутри него.
- Скорость подъема магнитного жгута через конвективную зону определяется скоростью восходящих конвективных потоков плазмы. Работа показала, что магнитное поле ведет себя относительно пассивно в конвективной зоне и его движения связаны с внутренними перемещениями плазмы.

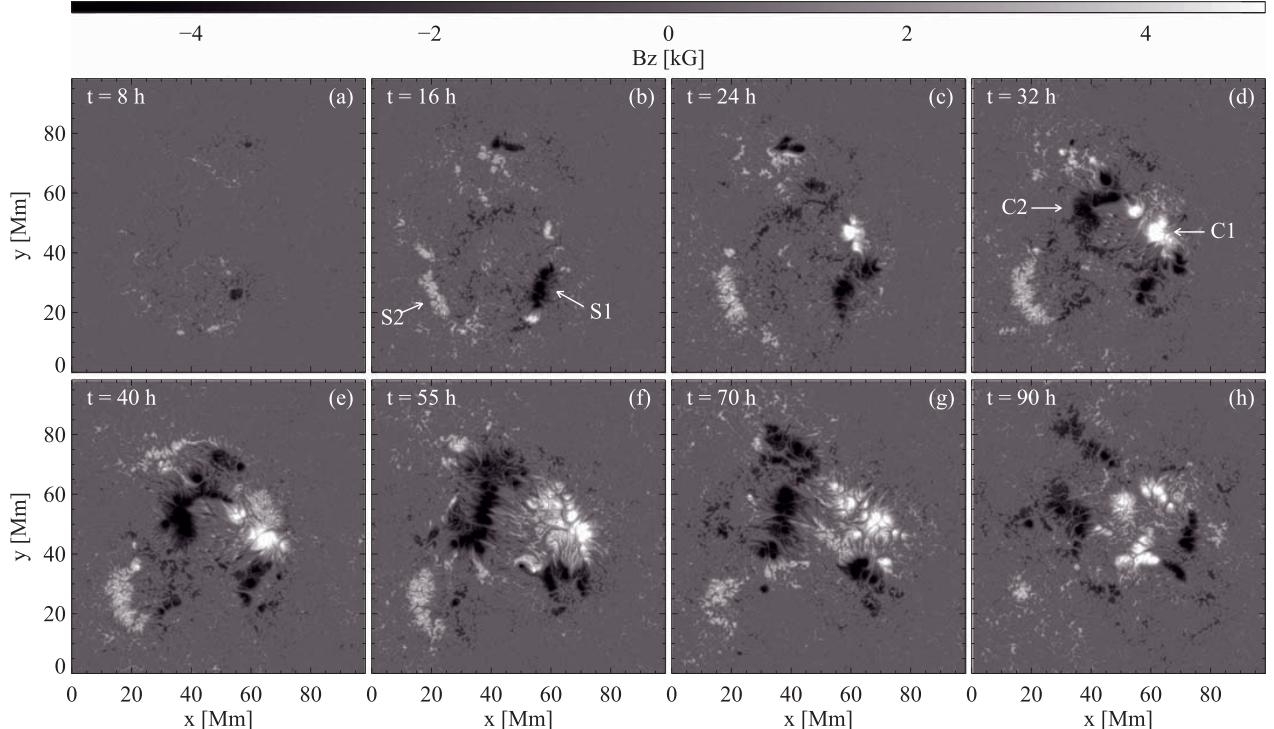


Рисунок 2.2 — Продольное магнитное поле всплывающей активной области, полученной при численном моделировании в работе [Chen, Rempel, Fan, 2017]. Временной охват соответствует 4 суткам. Видно хорошее согласие между модельной и реально наблюдаемыми активными областями.

В целом, значительный прогресс в развитии моделей и численных методов сделал прямое численное моделирование рутинным инструментом для исследо-

вания магнитных полей и турбулентной плазмы в верхних слоях конвективной зоны Солнца. Общедоступные программные решения, например код MURAM [Vögler et al., 2005], позволяют моделировать грануляцию фотосферы в присутствии магнитного поля и изучать эволюцию последнего. Прекрасное согласие наблюдаемых явлений с получаемыми в расчетах показывают хорошее понимание физических процессов и адекватность описывающих их уравнений. Это позволяет предположить, что теоретические результаты, представленные выше, справедливы для реального Солнца и описываемая ими картина, как минимум для верхних слоев конвективной зоны, соответствует идущим в звезде процессам.

Следует поверхности упомянуть последующую эволюцию активных областей после окончания всплытия, моделированию которой уделено существенно меньше внимания. Магнитные элементы на поверхности после фазы максимума развития начинают постепенно уменьшаться в размерах, часто наблюдается фрагментация когерентной структуры. В литературе такое поведение иногда объясняется тем, что происходит т.н. динамическое отсоединение (англ. *dynamical disconnection*) элементов на поверхности от своего продолжения в глубине конвективной зоны. Больше наблюдательных проявлений этого процесса описано во введении статьи [Schüssler, Rempel, 2005]. Авторы работы [Fan, Fisher, McClymont, 1994] предположили, что это может быть связано с резким уменьшением плотности магнитного потока в жгуте на некоторых глубинах, что сопровождается увеличением его сечения и последующей фрагментацией. Концепция была позже развита в исследовании [Schüssler, Rempel, 2005], авторы которого показали, что динамическое отсоединение может происходить уже через несколько дней после окончания всплытия для активных областей средних размеров.

2.3 Качественная картина всплытия магнитных диполей

Развитие активных и эфемерных областей можно условно разделить на фазу всплытия и фазу диссипации. Оба процесса сопровождаются целым рядом явлений, наблюдаемых во всех слоях атмосферы Солнца. Типичная всплывающая активная область из работы [Zwaan, 1985] показана на рисунке 2.3. Подробное описание эволюции активных областей может быть найдено в обзоре [van Driel-Gesztelyi, Green, 2015]. Ниже описываются основные этапы их появления на поверхности:

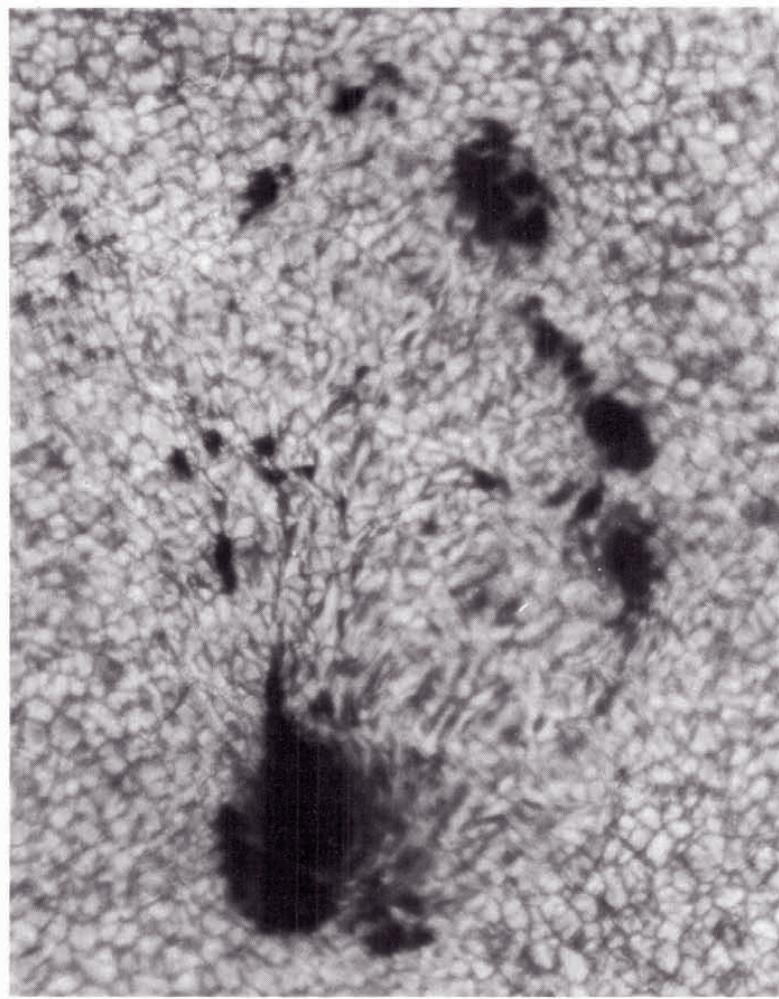


Рисунок 2.3 — Изображение в белом свете всплывающей активной области MacMath 16164, наблюдавшейся 24 июля 1979 г. Иллюстрация из [Zwaan, 1985].

- На уровне фотосферы появляется вершина магнитного жгута, которая регистрируется как горизонтальное магнитное поле с напряженностью несколько сотен Гс. Отдельные магнитные элементы быстро смещаются

от места первого появления на поверхности к областям формирования будущих магнитных основных ведущих и хвостовых полярностей, постепенно образуя первые поры. Направление вектора магнитного поля становится более вертикальным, напряженности достигают кГс [Lites et al., 2008].

- В белом свете между противоположными полярностями наблюдается аномальная грануляция: размер гранул увеличивается, их форма становится более вытянутой [Guglielmino et al., 2010]. Между ними появляются удлиненные темные межгранульные промежутки, что хорошо видно на рисунке 2.3. В их центрах наблюдается восходящие потоки вещества, а на краях – нисходящие [Strous, Zwaan, 1999], что интерпретируется как подъем вершин отдельных волоконец жгута в форме Ω -петель. Время жизни темных образований составляет десятки минут.
- На картах магнитных полей наблюдаются небольшие магнитные элементы разных знаков (правая панель рисунка 2.4), характерный размер которых находится в пределах 2-8 Мм [Strous, Zwaan, 1999; Otsuji et al., 2011]. Магнитные элементы скорее всего являются проявлением отдельных волнообразных (англ. serpentine lines) волоконец магнитного жгута, которые многократно пересекают поверхность (U- и Ω -петли), что схематически показано на левой панели рисунка 2.4. Как следует из иллюстрации, они, кроме движения к формирующимся основным полярностям и слиянием с ними, перезамыкаются при сближении друг с другом, в результате чего волоконца теряют часть массы и поднимаются на фотосферой. На этом этапе не выделяется четкой линии раздела полярностей.
- В хромосферных линиях возникают яркие факелы, обнаруживаемые в Ca II K и H $_{\alpha}$. Через некоторое время возникает эмиссия в мягком рентгеновском диапазоне и в спектральных линиях, относящихся к переходному слою и к нижней короне [Guglielmino et al., 2010; Tarr et al., 2014]. Формируется петельная структура активной области, наблюдавшаяся в крайнем УФ и в H $_{\alpha}$.

- Вблизи увеличивающихся ведущей и хвостовой части возникают быстрые нисходящие потоки [Brants, 1985], которые могут говорить о происходящем конвективном коллапсе. Магнитные поля возрастают с 500-600 Гс до 2000-2500 Гс [Zwaan, Brants, Cram, 1985; Lites, Skumanich, Martinez Pillet, 1998].
- Магнитные элементы одного знака постепенно сливаются, формируя поры и пятна. Полутень в пятнах вначале не является замкнутой, возникая исходно на внешней границе активной области. Расстояние между хвостовой и ведущей частями увеличивается, при этом скорость их расхождения уменьшается со временем. Полутень становится кольцеобразной по мере увеличения магнитного потока пятна.
- Пространственная ориентация магнитного диполя может быть случайной, по прошествии 1-3 суток тилт обычно принимает значения от 1 до 10 градусов в соответствии с законом Джоя, ведущая полярность находится ближе к экватору [Weart, 1970; Kosovichev, Stenflo, 2008].

Во время всплытия, при достижении максимального магнитного потока, активные области показывают наибольшую вспышечную продуктивность [например, Choudhary et al., 2013]. Связано это, в том числе, с возмущением уже существующей на поверхности магнитной структуры новым магнитным потоком [Fu, Welsch, 2016]. Время всплытия обычно составляет несколько дней для активных областей средних размеров.

Дальнейшая эволюция активных и эфемерных областей связана с диссипацией магнитного потока. Ведущая и хвостовая полярности постепенно теряют магнитный поток, который уносится течениями в виде небольших магнитных элементов за пределы области, концентрируясь на границах супергранул. В белом свете площадь пятен уменьшается, часто наблюдается их фрагментация. Диссипация хвостовой части обычно происходит существенно быстрее, чем ведущей. Общее время диссипации может достигать недель и месяцев.

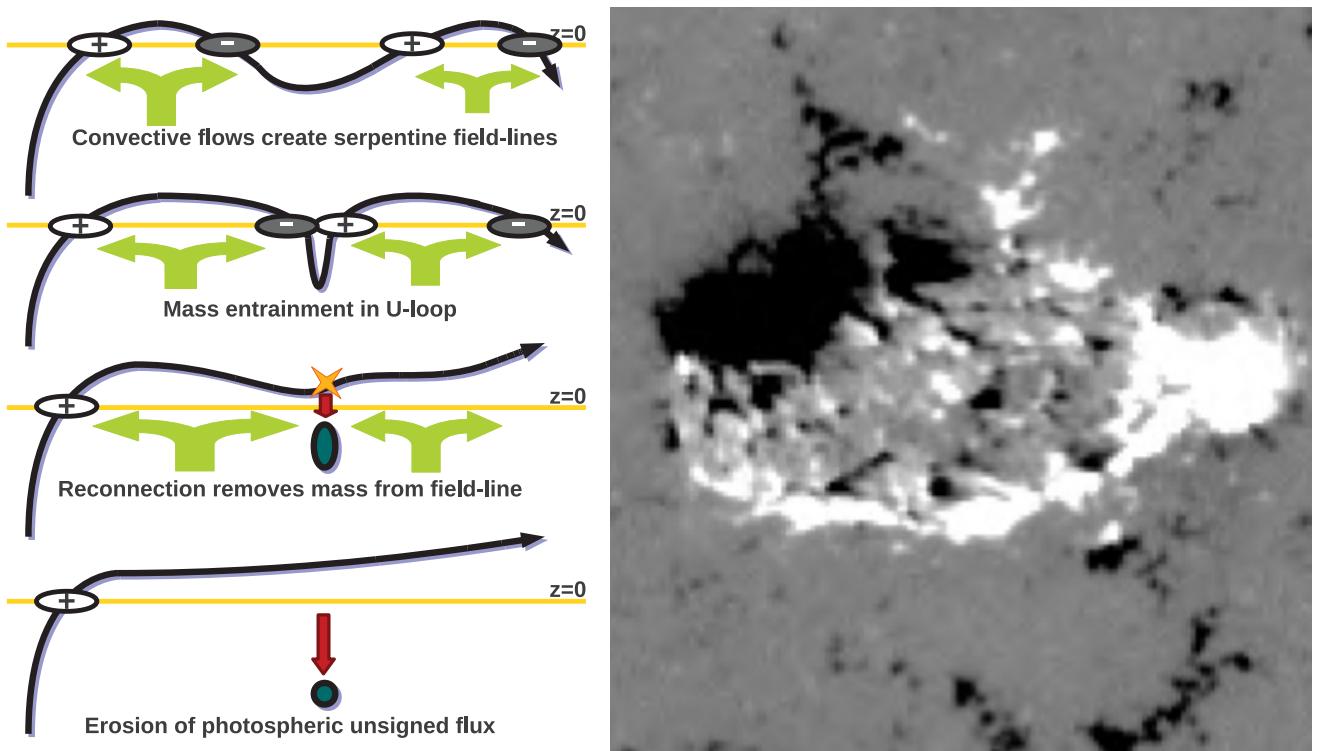


Рисунок 2.4 — Слева – Схематическое изображение магнитных силовых линий при появлении активной области на поверхности Солнца. При многократном пересечении фотосфера такими структурами на картах магнитных полей наблюдаются небольшие магнитные элементы разных знаков, показанные на правой панели. Иллюстрация из [Cheung et al., 2010]. Справа – Карта продольного магнитного поля всплывающей активной области NOAA 11762, полученная 01.06.2013 г. инструментом SDO/HMI.

2.4 Измерение магнитного потока

Магнитный поток Φ , проходящий через поверхность площади S , по определению равен

$$\Phi = \int_S B_n dS, \quad (2.2)$$

где B_n – нормальная к поверхности компонента вектора магнитного поля, а интегрирование ведется по всей площади. Переходя к измерению магнитного потока активных областей в сферической геометрии, при использовании магнитограмм с дискретными значениями плотности магнитного потока в каждом

пикселе, выражение 2.2 принимает вид

$$\Phi = \sum_i B_r \Delta S, \quad (2.3)$$

где B_r – радиальная компонента плотности магнитного потока, ΔS – площадь пикселя. Величина B_r может быть определена только при измерении полного вектора магнитного поля \vec{B} . Погрешность измерения \vec{B} обычно составляет ~ 100 Мкс см⁻² и связана с необходимостью регистрировать линейную поляризацию солнечного излучения для получения информации о поперечном магнитном поле (см. раздел 1.3). С другой стороны, погрешность определения продольной компоненты магнитного поля B_{LOS} , т.е. направленной вдоль луча зрения, обычно на порядок меньше. Для вычисления магнитного потока часто предполагают, что вектор магнитного поля направлен радиально к поверхности Солнца в данной точке, тогда радиальная компонента поля может быть оценена из продольной как $B_r = B_{LOS} / \cos \mu$, где μ – угол между лучом зрения и радиальным направлением для пикселя. Угол $\mu = 0^\circ$ для центра видимого диска и $\mu = 90^\circ$ для лимба Солнца. Умножение величины продольного поля на фактор $\frac{1}{\cos \mu}$ позволяет скорректировать эффект проекции на магнитограммах и повсеместно используется при вычислении полного магнитного потока [Hagenaar, 2001; Leka, Barnes, Wagner, 2017]. Площадь пикселя ΔS также меняется из-за эффекта проекции в зависимости от расстояния от центра диска и тоже должна быть скорректирована на $\frac{1}{\cos \mu}$. Тогда для измерения полного беззнакового магнитного потока активной области может быть использовано выражение

$$\Phi = \sum_i \frac{1}{\cos^2 \mu^i} |B_{LOS}^i| \Delta S^i. \quad (2.4)$$

Суммирование обычно производится только по пикселям, в которых плотность магнитного потока B_{LOS} по абсолютной величине превышает определенный порог, связанный с погрешностью измерений.

2.5 Скорость нарастания магнитного потока в активных областях на стадии всплытия

Одной из основных характеристик всплывающих активных областей является скорость нарастания магнитного потока (англ. magnetic flux emergence rate или magnetic flux growth rate). Эта величина может определяться рядом факторов, которые оказали влияние на формирование магнитного жгута и его подъем через конвективную зону. Ниже приводятся результаты анализа скорости нарастания магнитного потока для выборки из 42 всплывающих активных областей, а также качественно описывается особенности морфологии магнитных диполей на этапе их появления на уровне фотосферы. Основное содержание раздела изложено в работе [Abramenko et al., 2017].

Для анализа использовались карты продольного магнитного поля полного диска, полученные инструментом SDO/HMI. Каждая активная область отслеживалась в течение 5–7 дней во время прохождения вблизи центрального меридиана, их гелиографическая широта за весь интервал наблюдений не превышала 60° по модулю. Выбирались только «изолированные» активные области, т.е. всплывающие на участках невозмущенной атмосферы без значительного присутствия посторонних магнитных структур. Для каждого объекта создавалась последовательность магнитограмм с временным разрешением 12 минут, охватывающая саму активную область и участок спокойного Солнца, на котором она всплывает. Для компенсации солнечного вращения методом кросс-корреляции определялось положение активной области на последующих во времени магнитограммах полного диска и выделялся соответствующий участок.

Полный магнитный поток активной области Φ для момента времени t рассчитывался с использованием выражения 2.4. Суммирование производилось только по пикселям, в которых плотность магнитного потока превышала 12 Мкс см^{-2} , т.е. двойной уровень шума в магнитограммах продольного поля SDO/HMI серии m720s [Liu et al., 2012]. Полученные кривые изменения полного магнитного потока со временем для некоторых активных областей из выбор-

ки показаны зеленой кривой на рисунках 2.5, 2.6 и 2.7. Магнитографические наблюдения инструмента SDO/HMI показывают искусственные осцилляции с периодом 24 часа, связанные вращением обсерватории на геостационарной орбите. Артефакт особенно заметен при измерении сильных магнитных полей и легко выявляется на рисунках 2.5, 2.6 и 2.7. Для его устранения проводилось сглаживание $\Phi(t)$ скользящим средним с шириной окна 24 часа, результаты которого показаны красной кривой.

Сглаженные кривые $\Phi(t)$ дифференцировались численно для измерения скорости нарастания магнитного потока $R(t) = d\Phi/dt$. Величина $R(t)$ показана бирюзовой кривой на рисунках 2.5, 2.6 и 2.7. Видно, что кривая нарастания скорости потока часто имеет трапециевидную форму. Было решено провести кусочно-линейную аппроксимацию кривой четырьмя сегментами, суть которой ясна из иллюстраций на рисунках 2.5 и 2.6. Первый и третий сегмент должны быть горизонтальными, а второй и четвертый могли иметь произвольный наклон. Длина второго сегмента показывает интервал Δt_1 , в течение которого происходит увеличение $R(t)$ на начальных этапах всплытия, а длина третьего сегмента соответствует интервалу Δt_2 , в течение которого скорость нарастания потока практически постоянна. Аппроксимацию удалось провести для 36 активных областей из 42. Для них же вычислялись значения максимальной скорости нарастания потока R_{max} как среднее значение $R(t)$ на интервале Δt_2 и нормированную скорость нарастания потока $R_n = R_{max}/\Phi_{max}$, где Φ_{max} – максимальный магнитный поток активной области. Величина R_n показывает долю магнитного потока, который всплывает в активной области за единицу времени.

Гистограммы распределения Δt_2 и R_n показаны на рисунке 2.8. Вследствие небольшого количества объектов в выборке, достоверная форма этих распределений неизвестна. Тем не менее, согласно «пропускам» в гистограммах активные области были поделены на всплывающие быстро с $\Delta t_2 < 13$ ч и $R_n > 0.024 \text{ ч}^{-1}$ и всплывающие медленно с $\Delta t_2 > 13$ ч и $R_n < 0.024 \text{ ч}^{-1}$. Исходя из определения R_n , нормированный на единицу максимальный магнитный поток активной области приблизительно равен $\Delta t_2 R_n$, т.е. величины Δt_2

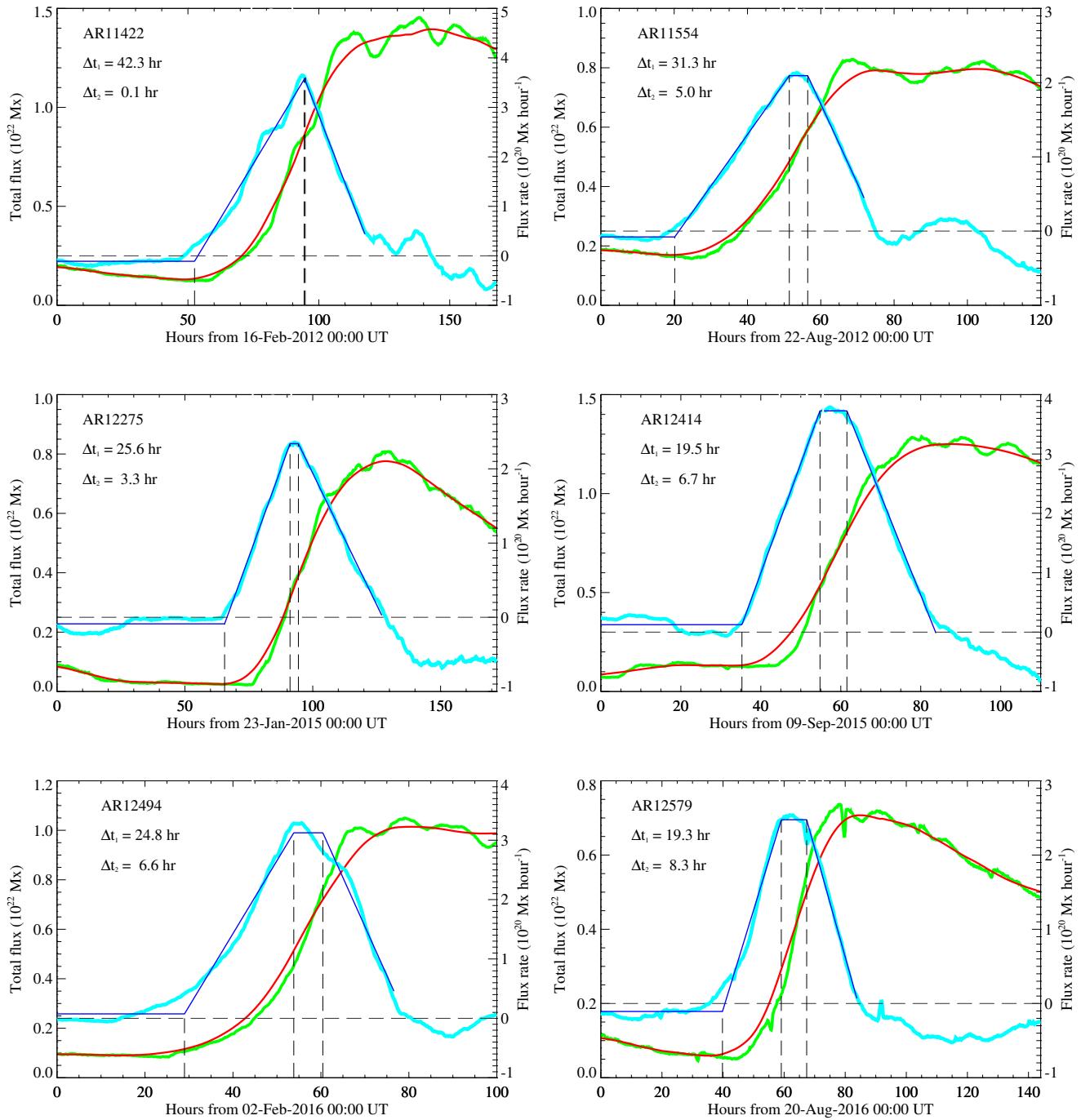


Рисунок 2.5 — Полный беззнаковый магнитный поток $\Phi(t)$ (зеленые кривые) и его сглаженная величина (красные кривые), скорость нарастания магнитного потока $R(t) = d\Phi/dt$ (бирюзовые кривые) и его кусочно-линейная аппроксимация (синие кривые) для ряда активных областей с коротким интервалом $\Delta t_2 < 13$ часов и высоким значением нормированной скорости нарастания потока $R_n > 0.024 \text{ ч}^{-1}$ (см. текст). Вертикальные штриховые линии показывают начала интервалов Δt_1 и Δt_2 . Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

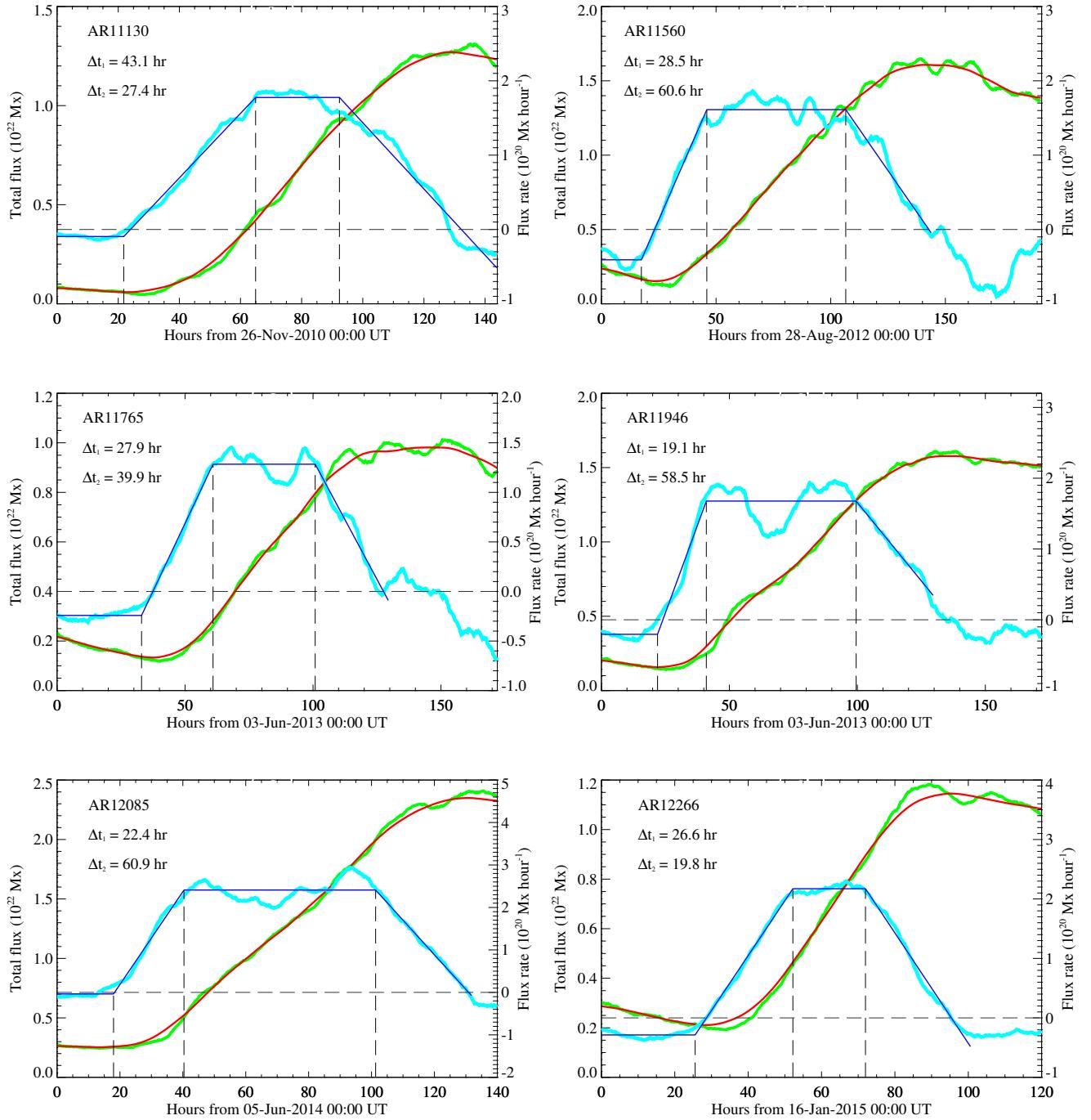


Рисунок 2.6 — То же, что на рисунке 2.5 для ряда активных областей с $\Delta t_2 > 13$ часов и низким значением нормированной скорости нарастания потока $R_N > 0.024$ ч $^{-1}$. Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

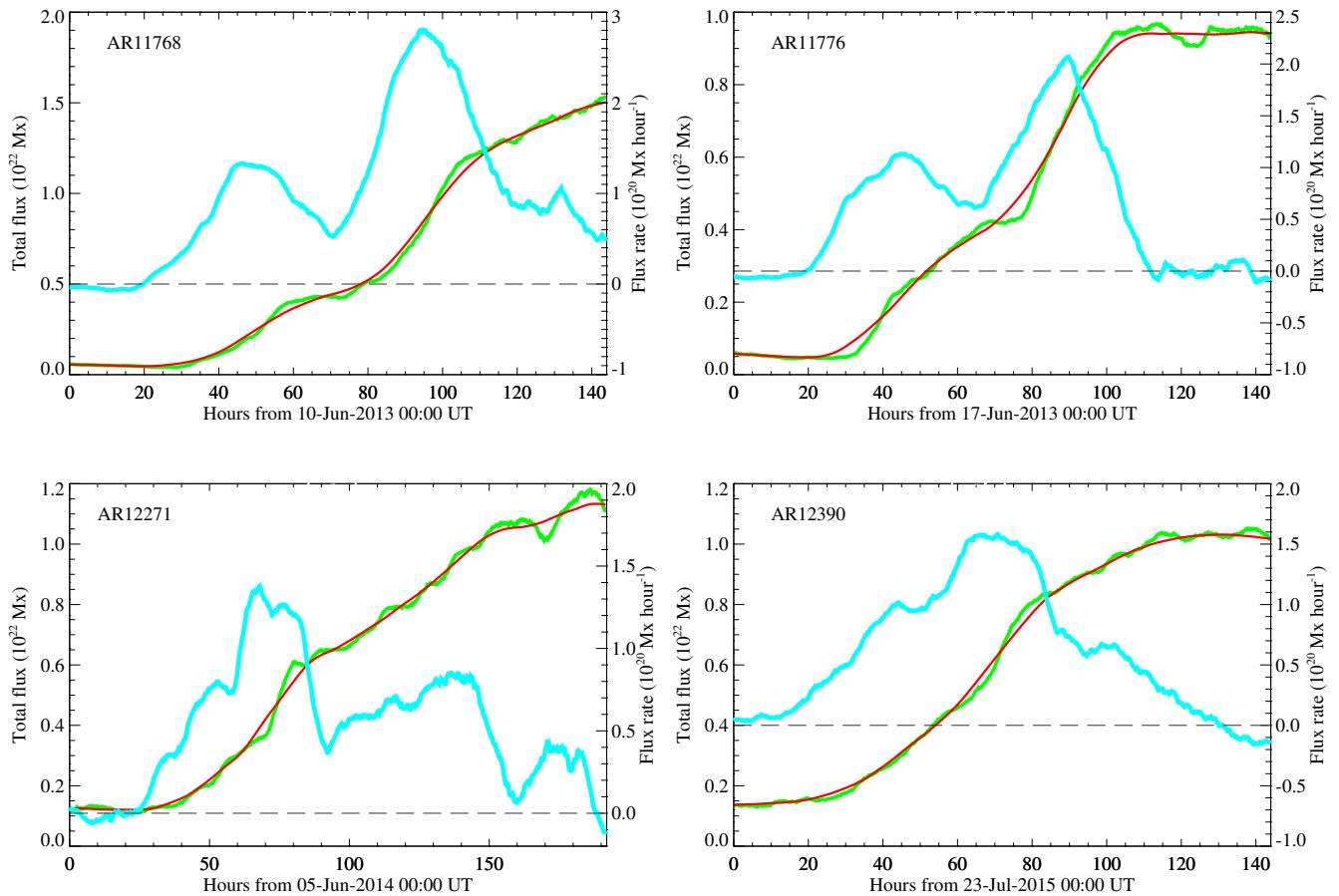


Рисунок 2.7 — То же, что на рисунке 2.5 для активных областей, для которых не удалось выполнить аппроксимацию $R(t)$ кусочно-линейной функцией.

Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

и R_n должны быть обратно пропорциональны друг другу, что подтверждается соответствующими графиками на рисунке 2.9.

Проведенное исследование показывает, что даже нормированная скорость нарастания магнитного потока варьируется для различных активных областей. Визуальный анализ процесса развития активной области может дать одно из объяснений таких различий. На рисунке 2.10 показаны магнитограммы вспыхивающей быстро активной области NOAA 11678, сделанные для разных моментов времени, а также кривые изменения ее полного магнитного потока и величины $R(t)$. Видно, что на первых этапах наблюдений на картах наблюдаются только небольшие магнитные структуры противоположных полярностей. Со временем они сливаются в более крупные, расстояние между которыми постепенно увеличивается. Характерной особенностью является появление только

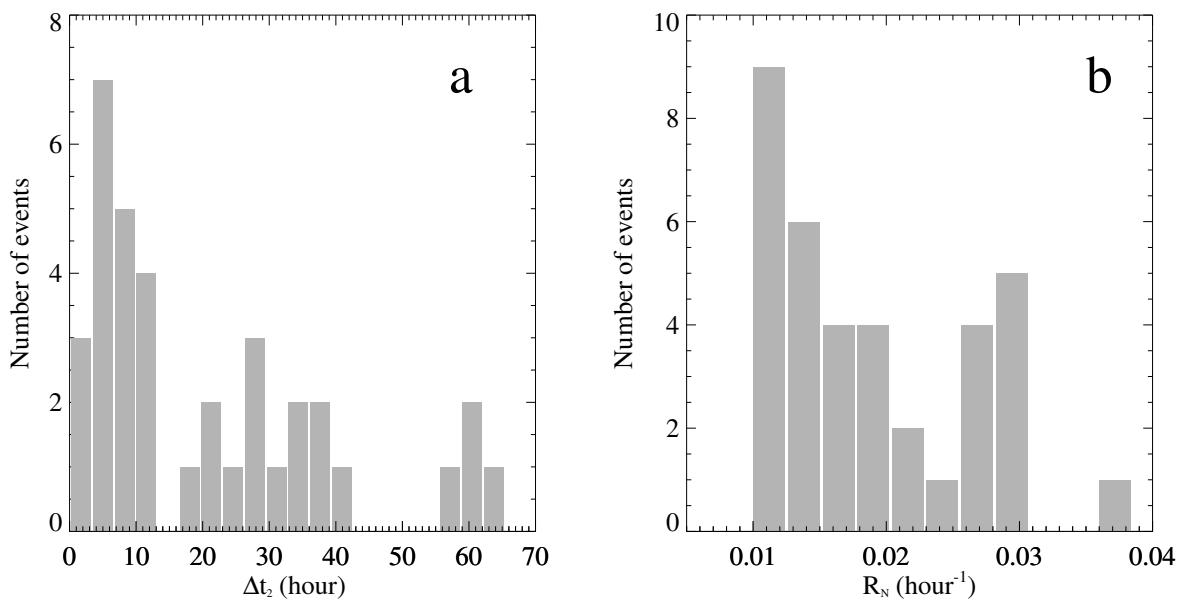


Рисунок 2.8 — Гистограммы распределения величин Δt_2 и R_n для 36 активных областей. Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

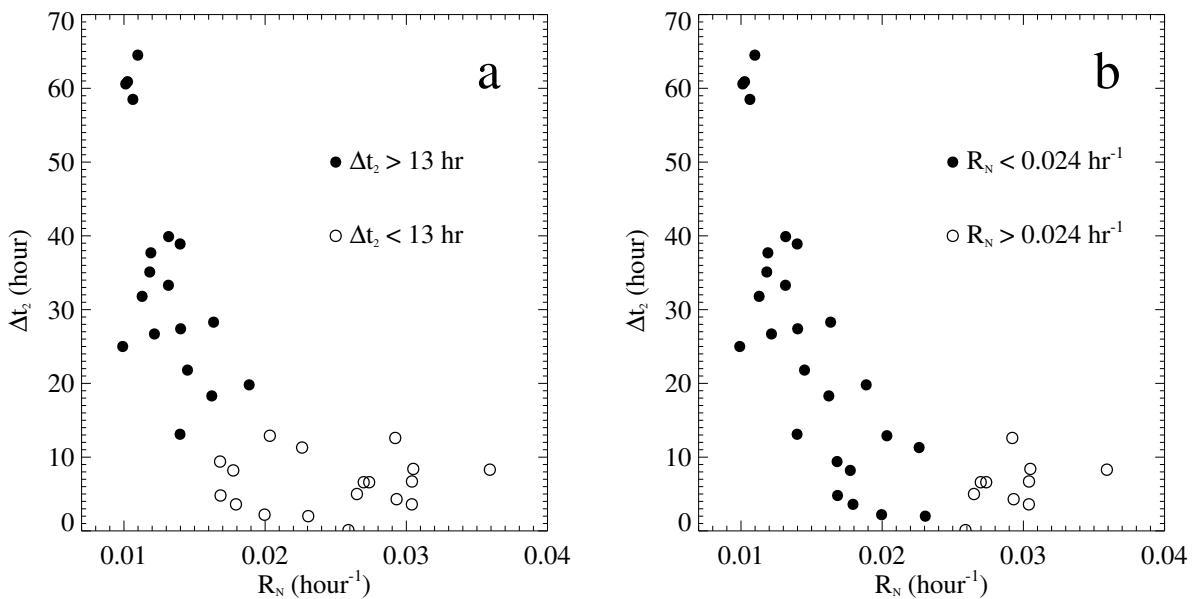


Рисунок 2.9 — Зависимость Δt_2 от R_n для 36 активных областей, наблюдается обратная пропорциональности между величинами. На панелях пустыми и заполненными кружками показаны медленно и быстро всплывающие активные области, соответственно. Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

двух крупных когерентных магнитных образований противоположной полярности — ведущей и хвостовой частей активной области. Новый всплывающий магнитный поток появляется на поверхности строго между ними в виде небольших удлиненных магнитных элементов различной полярности (англ. serpentine

lines), которые постепенно мигрируют в разные стороны, объединяясь с уже сформированной ведущей или хвостовой полярностью. Эта картина вполне соответствует появлению на уровне фотосферы единого магнитного жгута, испытывающего фрагментацию на границе конвективная зона-фотосфера и восстанавливающего свою когерентность со временем.

В случае активных областей, всплывающих медленно, морфология магнитной структуры на первых этапах появления активной области заметно отличается качественно. Для наглядности на рисунке 2.11 показан пример активной области NOAA 11682, для которой кривая $R(t)$ имела сложную форму. На последовательности магнитограмм видно, что вместо формирования только двух крупных противоположных полярностей образуется несколько пар соизмеримых магнитных когерентных диполей, разнесенных как в пространстве, так и во времени. Эти относительно крупные элементы также постепенно мигрируют в противоположные стороны и, сливаясь, создают ведущую и хвостовую полярности активной области.

Наблюдаемая разница в картине формирования магнитной структуры активной области может объясняться различием в подфотосферной геометрии магнитных жгутов. С одной стороны, итогом всплытия в обоих рассмотренных случаях является образование магнитного диполя, представленного, в основном, двумя крупными когерентными магнитными элементами. Следовательно, существуют некие факторы, способствующие объединению разрозненных небольших магнитных диполей, показанных во втором случае на рисунке 2.11. Такими фактором, скорее всего, является когерентная подфотосферная структура магнитного жгута, что можно рассматривать как условные «магнитные корни» активной области. Скорее всего, когерентность сохраняется до некоторой глубины в конвективной зоне в соответствии с численным моделированием из работы [Chen, Rempel, Fan, 2017]. С другой стороны, во втором случае можно говорить о подфотосферной фрагментации изначально единого магнитного жгута на несколько, также когерентных магнитных структур. Каждая из этих структур появляется на поверхности по мере приближения к фотосфере в разные моменты времени и в разных местах. Всплытие каждой из них

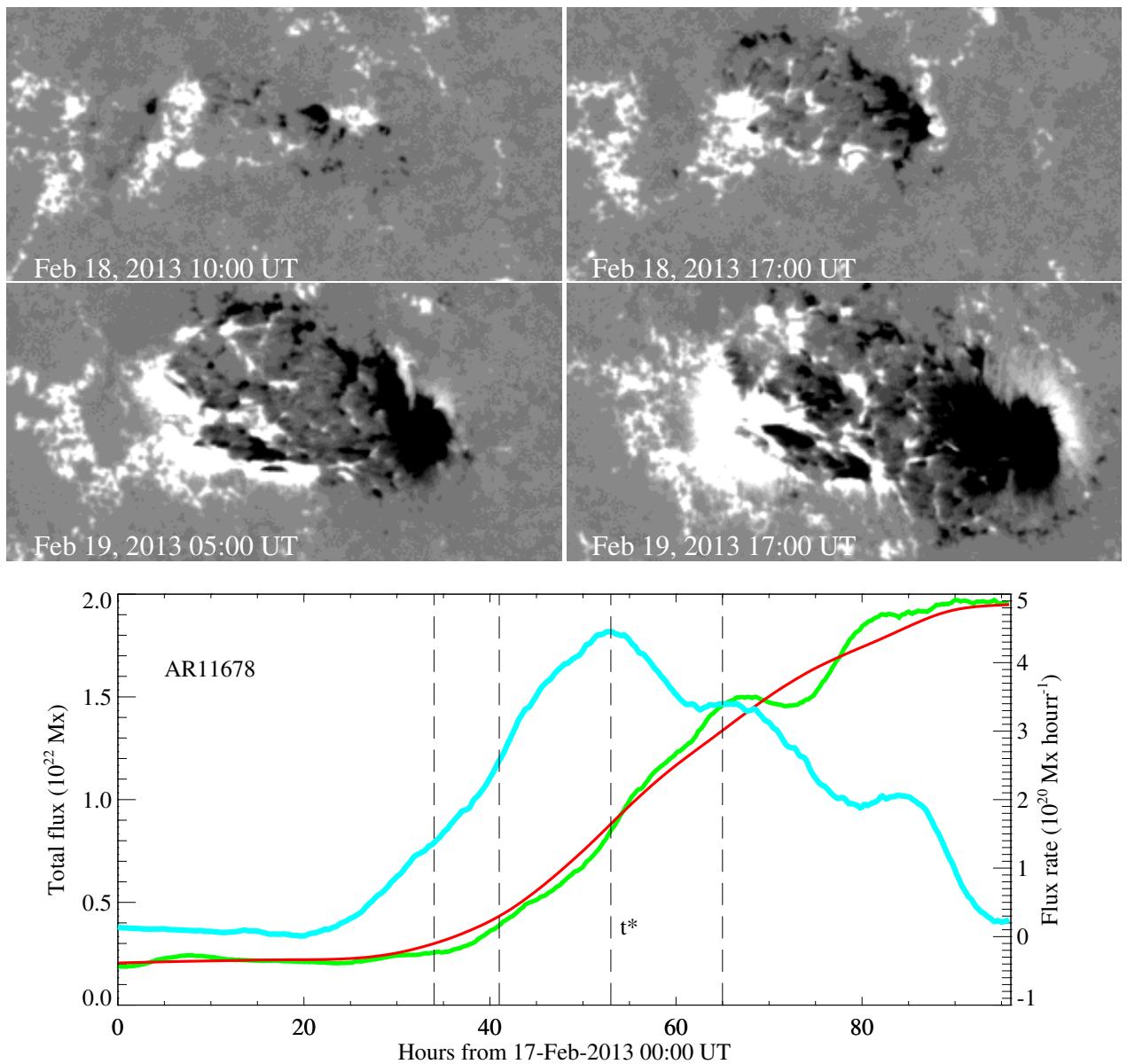


Рисунок 2.10 – Сверху – Магнитограммы продольного магнитного поля всплывающей активной области NOAA 11678, полученные 18 февраля 2013 года. Поле зрения соответствует $110 \text{ Mm} \times 55 \text{ Mm}$ на поверхности Солнца. Снизу – Кривые изменения полного магнитного потока (зеленая и красная кривые) и скорости нарастания магнитного потока $R(t)$. Штриховыми вертикальными линиями показаны моменты времени, для которых на верхней панели приведены магнитограммы. Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

приводит к образованию отдельного магнитного диполя, обозначенного своей цифрой на рисунке 2.11, а только затем происходит их объединение. Каждый из этих диполей всплывает одинаково и однообразно с активной областью из первого случая (рисунок 2.10): всплытие каждого когерентного жгута сопро-

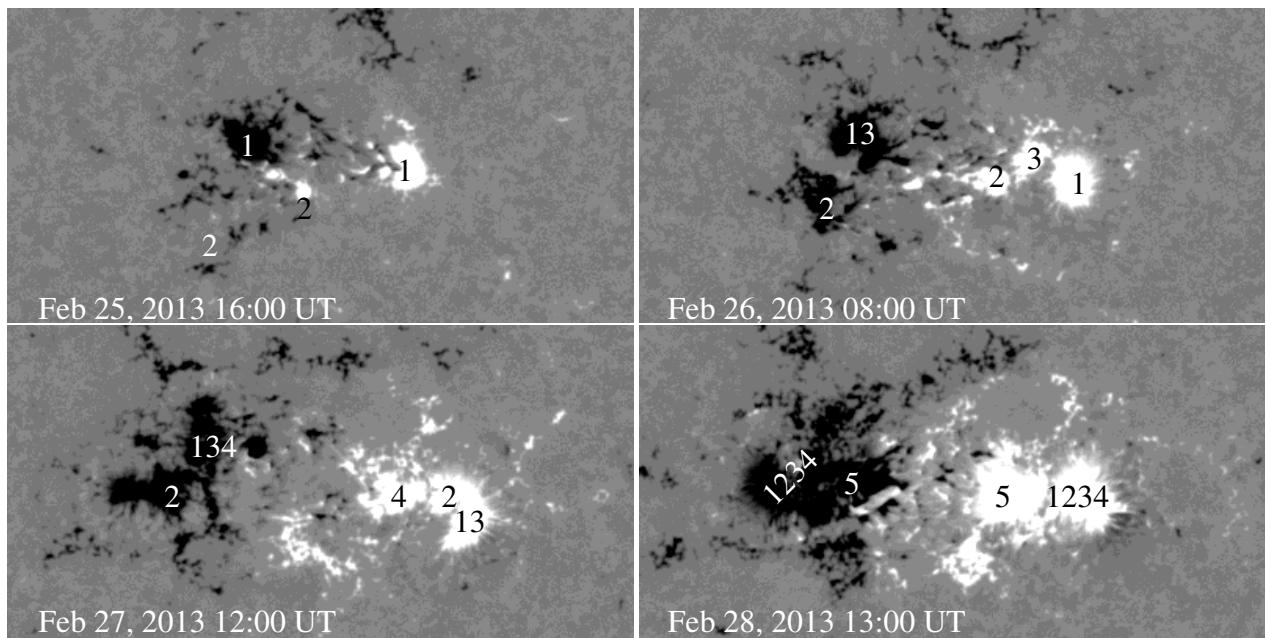


Рисунок 2.11 — То же, что на рисунке 2.10, для активной области NOAA 11682. Поле зрения соответствует $140 \text{ Mm} \times 70 \text{ Mm}$ на поверхности Солнца. Цифрами на магнитограммах обозначены номера отдельных магнитных диполей в порядке всплытия, которые со временем сливаются в единые структуры ведущей и хвостовой полярностей. Иллюстрация из [Abramenko et al., 2017].

вождается его фрагментацией на магнитные трубы с характерным сечением порядка размера одной гранулы, а затем их объединение уже на поверхности назад в когерентный магнитный жгут, что описано в разделе 2.3. Причины разделения в конвективной зоне остаются неясными. Возможно предположить как изначальное формирование фрагментированной структуры, так и ее разделение турбулентными течениями по мере подъема к поверхности. Стоит отметить, что другие факторы также могут оказывать влияние на скорость нарастания потока при всплытии даже для когерентных структур. В параграфе § 4.3.1 будет рассмотрен вопрос связи скорости нарастания потока в активных областях с их скрученностью.

Еще одна гипотеза, предложенная соискателем с соавторами в работах [Abramenko, Tikhonova, Kutsenko, 2017] и [Kutsenko, Abramenko, 2018], может заключаться в генерации дополнительного магнитного потока локальным турбулентным динамо на стадии всплытия активных областей. На такое предположение наталкивает разная форма кривых изменения магнитного потока, показанная бирюзовым цветом на рисунках 2.5 и 2.6. Для активных областей,

которые показывают квазистационарное, линейное увеличение магнитного потока (рисунок 2.6), можно предположить равномерный подъем когерентного магнитного жгута с постоянной линейной скоростью через фотосферу. Быстрое же нарастание потока, наблюдающееся в течение всего одних-двух суток, может быть связано с взаимодействием турбулентных потоков плазмы с поднимающейся магнитной структурой. Интересно, что гипотеза была выдвинута в 2017 году и осталась практически незамеченной, а в 2024 появилась работа [Jin et al., 2024], в которой рассматривается возможное действие локального динамо в активных областях.

2.6 Статистический анализ параметров всплывающих активных областей

Многие исследования показывают, что скорость нарастания магнитного потока и максимальный магнитный поток активных областей связаны степенным законом $R \propto \Phi_{max}^k$ [например, Otsuji et al., 2011; Khlystova, 2013; Norton et al., 2017]. Показатель экспоненты существенно различается по данным различных работ, хотя этот параметр определяется физическими механизмами, задействованными во время всплытия магнитных диполей, и может указать на какой-либо приоритетный процесс. Различия могут быть связаны с недостаточным размером использованных ранее выборок и применением различных методик для измерения магнитного потока и его производной. По этой причине было проведено статистическое исследование ряда параметров для выборки из 423 всплывающих активных областей. В этом и последующем параграфах изложены результаты, описанные в работах [Kutsenko, Abramenko, Pevtsov, 2019; Kutsenko, Abramenko, Kutsenko, 2021; Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023b].

Для анализа использовались магнитограммы продольного поля полного диска серии `m720s`, полученные инструментом SDO/HMI. На магнитограммах вручную выделялась прямоугольная рамка, внутри которой находилась всплывающая магнитная структура. Методом кросс-корреляции положение структу-

ры определялась на предыдущих и последующих во времени магнитограммах, рамка смещалась соответственно. Отслеживание происходило до тех пор, пока центр рамки оставался в пределах 60° от центрального меридиана. Результатом выделения была временная последовательность магнитограмм активной области на этапе всплытия и участка невозмущенного Солнца, на котором она появляется.

Для расчета полного беззнакового магнитного потока $\Phi(t)$ использовалось выражение 2.4. Коррекция эффекта проекции выполнялось для каждого пикселя магнитограммы. Суммирование проводилось только для пикселей, плотность магнитного потока в которых превышала по модулю 18 Мкс см^{-2} , т.е. тройной уровень шума [Liu et al., 2012]. Инструмент SDO/HMI предоставляет данные о полном векторе магнитного поля, которые также доступны в виде карт отдельных активных областей – space weather HMI active region patches [SHARP, Bobra et al., 2014; Hoeksema et al., 2014]. Однако, погрешность измерения радиальной компоненты магнитного поля для этих данных достигает 220 Мкс см^{-2} или даже 575 Мкс см^{-2} согласно работе [Norton et al., 2017], что требует повышение порога при вычислении полного магнитного потока и, следовательно, существенной его недооценки. Кроме того, автоматизированный алгоритм выделения [Turmon et al., 2010] фактически распознает комплексы активности и не всегда достаточно адекватно выделяет отдельные активные области, а также начинает их отслеживание не с самых первых этапов всплытия. Все эти причины сильно затрудняют применение данных SHARP для решения описываемой задачи.

Рассчитанные кривые изменения полного магнитного потока и карты продольного магнитного поля активных областей были использованы для определения следующих величин:

- время начала всплытия магнитной структуры t_{emerg} . Для определения t_{emerg} кривая $\Phi(t)$ аппроксимировалась кусочно-линейной функцией, состоящей из двух сегментов (синяя кривая на левой панели рисунка 2.12), в момент начала явного увеличения магнитного потока. Первый (левый) сегмент должен быть горизонтальным, второй мог иметь произвольный

наклон. Точка излома кривой аппроксимации принималась за время начала всплытия;

- время достижения максимального магнитного потока t_{max} , когда всплытие прекращается и $\Phi(t)$ показывает максимальное значение. Момент t_{max} также определялся как точка изгиба кусочно-линейной аппроксимации, показанной красной кривой на рисунке 2.12. В этом случае первый сегмент (левый) имел произвольный наклон, второй был горизонтальным;
- максимальный магнитный поток активной области Φ_{max} , который рассчитывался как разность магнитного потока в моменты окончания и начала всплытия, $\Phi_{max} = \Phi(t_{max}) - \Phi(t_{emerg})$. Для более надежного измерения и уменьшения влияния шумов, значения $\Phi(t)$ усреднялись на горизонтальных участках аппроксимаций на рисунке 2.12 для вычисления Φ_{max} ;
- средняя скорость нарастания магнитного потока в активной области на стадии всплытия R_{av} , которая вычислялась как $R_{av} = \Phi_{max}/(t_{max} - t_{emerg})$;
- широту и долготу противоположных магнитных полярностей активной области. Для этого в момент t_{max} вычислялись координаты взвешенных по плотности магнитного потока центроидов ведущей и хвостовой частей (красные крести на панели (с) рисунка 2.12) как

$$(x_{\pm}, y_{\pm}) = \left(\frac{\sum x B_{\pm}}{\sum B_{\pm}}, \frac{\sum y B_{\pm}}{\sum B_{\pm}} \right), \quad (2.5)$$

где B_{\pm} – плотность магнитного потока в пикселе с координатами x и y , знак плюс или минус соответствует знаку магнитной полярности. Для уменьшения влияния слабых магнитных полей невозмущенной атмосферы, суммирование в выражении 2.5 проводилось только для пикселей, в которых абсолютная величина B_{\pm} превышала 300 Мкс см^{-2} . Положения центроидов в системе координат матрицы детектора переводились в гелиографические координаты, для которых широта центрального меридиана всегда равна нулю (Stonyhurst heliographic coordinates);

- расстояние d между центроидами противоположных полярностей в активной области, которое вычислялось как длина дуги окружности с радиусом Солнца и углом раствора, равным углу между центроидами противоположных полярностей, видимых из центра звезды;
- тилт активной области θ , который определялся как угол между прямой, соединяющей центроиды противоположных полярностей, и локальной параллелью проходящей через центр ведущей полярности (см. панель (с) на рисунке 2.12). Тилт положительный при измерении против часовой стрелки. Такое определение приводит к положительному тилту активных областей, выполняющих закон Джоя, в южном полушарии и к отрицательному в северном полушарии;
- пространственный спектр мощности магнитного поля и спектральный индекс α . Для расчета величин использовался метод, разработанный Абраменко В.И. в работе [Abramenko et al., 2001] и подробно описанный в [Abramenko, 2005a]. Метод заключается в расчете двумерного Фурье-спектра карт продольного магнитного поля активных областей с последующим преобразованием в одномерный спектр $E(k, t)$. Для этого проводится интегрирование двумерных спектров по тонким кольцам с центром в начале координат в пространстве волновых чисел и с радиусом k , где $k = 2\pi/r$ – волновое число и r – масштаб в Мм. Спектральный индекс α определяется как наклон линейного участка спектра в двойном логарифмическом масштабе в пределах инерционного интервала, для которого выполняется условие $E(k, t) \propto k^{-\alpha}$.

В общей сложности было выделено более 600 активных областей, вспыхивающих на видимой стороне солнечного диска за временной интервал с мая 2010 по декабрь 2017 г. Из них для 423 явно выделены моменты начала и окончания вспышки магнитного потока, наблюдавшиеся в пределах 60° от центрального меридиана. Полный максимальный магнитный поток активных областей выборке варьировался в пределах от $0.36 \cdot 10^{21}$ Мкс до $25.3 \cdot 10^{21}$ Мкс. В следующих параграфах представлены результаты расчетов и сопоставления различных параметров активных областей.

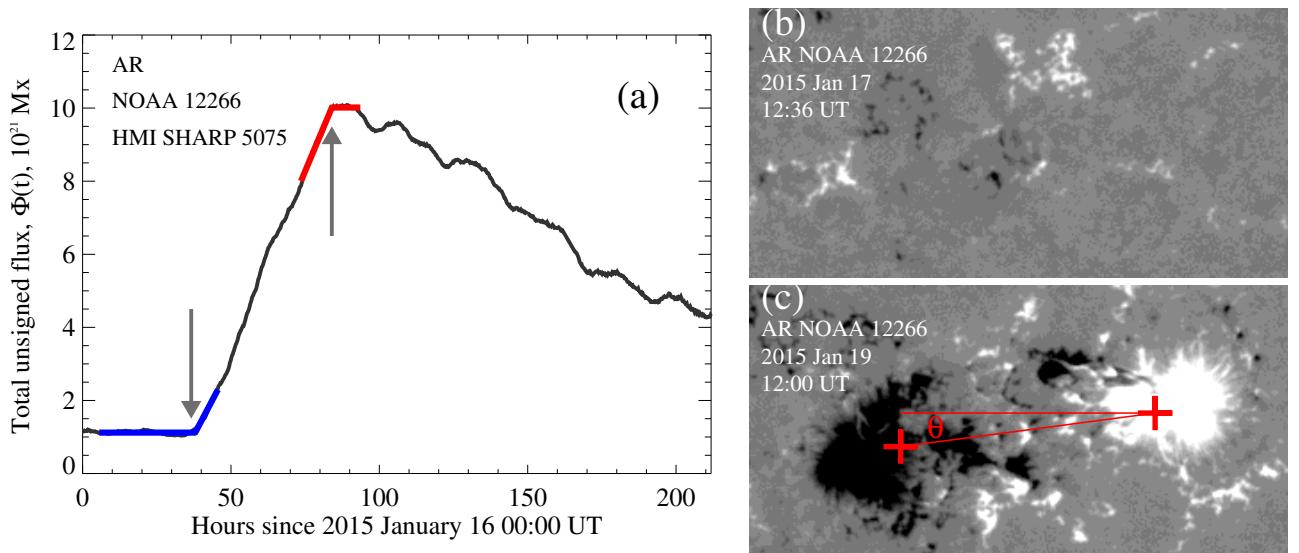


Рисунок 2.12 — Изменение полного беззнакового магнитного потока $\Phi(t)$ (слева) и SDO/HMI карты продольного магнитного поля активной области NOAA 12266, наблюдавшейся в январе 2015 г. На панели (а) синей и красной кривой показаны кусочно-линейные аппроксимации функции $\Phi(t)$, использованные для определения времени начала (t_{emerg}) и окончания (t_{max}) всплытия. Магнитограммы на правых панелях показаны в моменты, обозначенные серыми стрелами на панели (а). На панели (с) красными крестами обозначены положения вычисленных центроидов противоположных поллярностей, красные прямые объясняют метод измерения тилта активной области.

2.6.1 Связь скорости нарастания магнитного потока и максимального магнитного потока активных областей

На рисунке 2.13 показана зависимость средней скорости нарастания магнитного потока от максимального магнитного потока активной области. Видно, что в двойном логарифмическом масштабе наблюдается линейная связь между величинами. Черная прямая на рисунке показывает линейную аппроксимацию распределения, которая описывается уравнением $R_{av} = 0.43\Phi_{max}^{0.48\pm0.02}$, где R_{av} измеряется в 10^{20} Мкс ч^{-1} , а Φ_{max} в 10^{21} Мкс.

Полученный показатель экспоненты 0.48 ± 0.02 находится в некотором согласии с результатами предыдущих работ других авторов. В исследовании [Otsuji et al., 2011] было получено значение 0.57 для выборки из 101 эфемерных и активных областей. В работе [Khlystova, 2013] было рассмотрено 224 объекта,

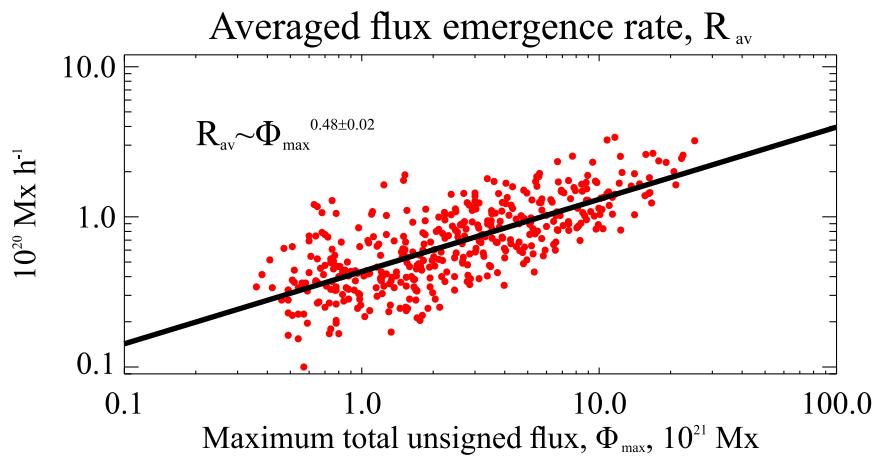


Рисунок 2.13 — Зависимость средней скорости нарастания магнитного потока R_{av} от максимального магнитного потока для выборки из 423 активных областей. Черная прямая показывает наилучшую линейную аппроксимацию распределения.

показатель экспоненты оказался равным 0.4, однако методика измерения скорости нарастания магнитного потока заметно отличалась от данного исследования — активные области анализировались только в первые 12 часов после начала всплытия, тогда как весь процесс может длиться несколько дней. Авторы [Norton et al., 2017] отдельно рассматривали величину R_{av} для ведущих и хвостовых поларностей 10 магнитных диполей. С привлечением сторонних данных, был получен степенной закон $R \propto \Phi^{0.36}$. Даже с учетом ошибки определения показателя экспоненты, различные исследования дают существенно отличающиеся значения. Это может быть связано как с различной методикой измерения величин R_{av} и Φ_{max} , так и с влиянием других факторов на скорость нарастания потока. Действительно, из рисунка 2.13 видно, что даже для активных областей с близким максимальным магнитным потоком, скорость нарастания потока может отличаться на порядок.

Численное моделирование всплытия большого количества магнитных диполей для оценки степенной зависимости между R_{av} и Φ_{max} все еще вызывает трудности и не встречается в литературе. Довольно упрощенная модель подъема магнитной трубки через фотосферу была предложена в [Otsuji et al., 2011]. Авторы рассмотрели подъем однородной когерентной магнитной трубки прямоугольного сечения через фотосферу. Поскольку плазменная $\beta \approx 1$ для этого слоя, магнитное давление $B^2/8\pi \approx P$, где $P = \text{const}$ — давление плазмы на

уровне фотосферы. Следовательно, можно предполагать, что плотность магнитного потока постоянна, т.е. $B = \text{const}$ независимо от сечения магнитной трубы. При приближении к фотосфере скорость подъема магнитной трубы замедляется [Magara, 2001] и сечение принимает форму, близкую к прямоугольной (рисунок 2.14), что соответствует моделям двухступенчатого всплытия, описанным выше. Далее подъем через фотосферу проходит в равномерном однородном режиме с постоянной скоростью $v = \text{const}$. Полагая, что отношение высоты h к ширине w трубы остается постоянным, $h/w = \text{const}$, можно записать для скорости нарастания потока и максимального магнитного потока следующие выражения:

$$\begin{aligned}\langle d\Phi/dt \rangle &= wvB \propto w; \\ \Phi_{\max} &= whB \propto wh \propto w^2.\end{aligned}\tag{2.6}$$

Следовательно, $R_{av} = \langle d\Phi/dt \rangle \propto \Phi_{\max}^{1/2}$ и показатель экспоненты равен 0.5, что с учетом доверительного интервала согласуется с измеренным значением 0.48 ± 0.02 , полученным в данной работе. Такое согласие является хоть и косвенным, но свидетельством того, что магнитные жгуты перед всплытием находятся в когерентном состоянии на некоторой глубине в конвективной зоне. В пользу этого также говорят результаты упомянутой выше работы [Toriumi, Hayashi, Yokoyama, 2014], в которой обнаружены расходящиеся течения плазмы на поверхности в том месте, где через некоторое время будет происходить всплытие магнитного потока. Следовательно, магнитный жгут уже представляет собой когерентную структуру, способную вызвать поверхностные возмущения скоростей плазмы.

В работе [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023b] было получено распределение, подобное показанному на рисунке 2.13, только для скорости диссипации магнитного потока DR в активных областях на поздних этапах эволюции. Анализ проведен для 323 эфемерных и 854 активных областей. Используя данные инструмента SDO/HMI, для каждого объекта рассчитывался полный магнитный поток. Был разработан автоматизированный алгоритм для выделения участка диссипации магнитного потока, который затем аппроксимировался линейной функцией. Наклон функции принимался за скорость диссипации DR .

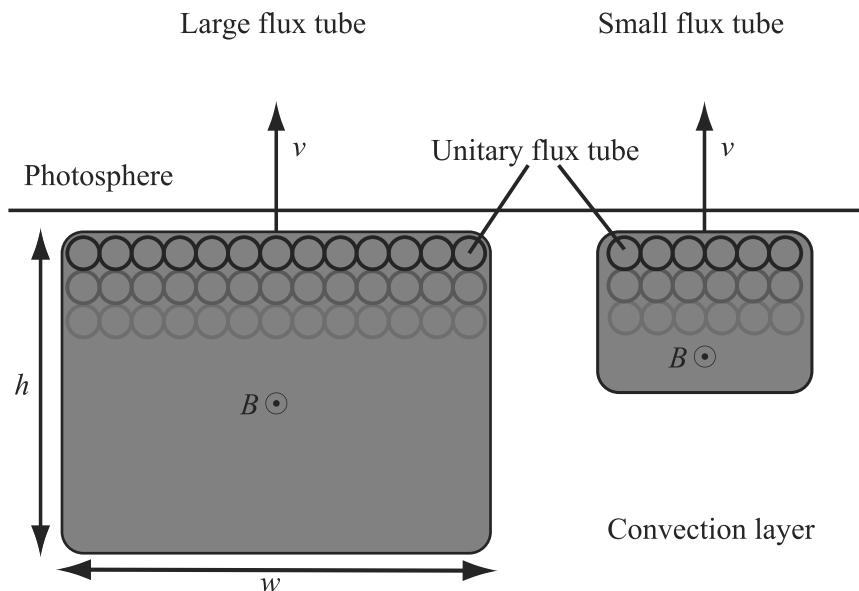


Рисунок 2.14 — Схематическое представление сечения магнитных жгутов под фотосферой перед всплытием на поверхность. Кружки показывают «элементарные» магнитные трубки, составляющие магнитный жгут. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Иллюстрация из [Otsuji et al., 2011].

Зависимости скоростей нарастания, R_{av} , и диссипации, DR , магнитного потока от максимального магнитного потока Φ_{max} показаны на рисунке 2.15. Для всплывающих магнитных диполей добавлены данные для эфемерных областей, что позволило расширить диапазон максимальных магнитных потоков до 0.5×10^{20} Мкс. На распределении диссирирующих активных областей показаны только объекты из выборки, для которых наблюдался максимум развития, т.е. максимальный магнитный поток был достигнут на видимой стороне Солнца. Синяя и черная прямые на рисунке 2.15 показывают наилучшие линейные аппроксимации распределений. После добавление эфемерных областей к выборке всплывающих магнитных диполей, показатель экспоненты в степенном законе не изменился и составил 0.48. Для затухающих эфемерных и активных областей распределение описывается степенным законом $DR \propto \Phi_{max}^{0.70}$. Разные показатели экспоненты подтверждают тезис о том, что процессы всплытия и диссипации магнитного потока на Солнце регулируются различными механизмами. Для диссипации наиболее вероятным механизмом представляется турбулентная эрозия [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997], когда потеря потока происходит

дит в результате «отрыва» небольших магнитных элементов от границ крупных структур ведущей и хвостовой полярностей. Турублентность же внутри жгутов подавлена сильным магнитным полем. В то же время, исследование [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2024], проведенное соискателем с соавторами показало, что модель турбулентной эрозии не всегда достаточно хорошо описывает наблюдения. Также следует отметить, что, как видно из рисунка 2.15, скорость нарастания магнитного потока превосходит скорость его диссипации для магнитных структур всех разумных масштабов.

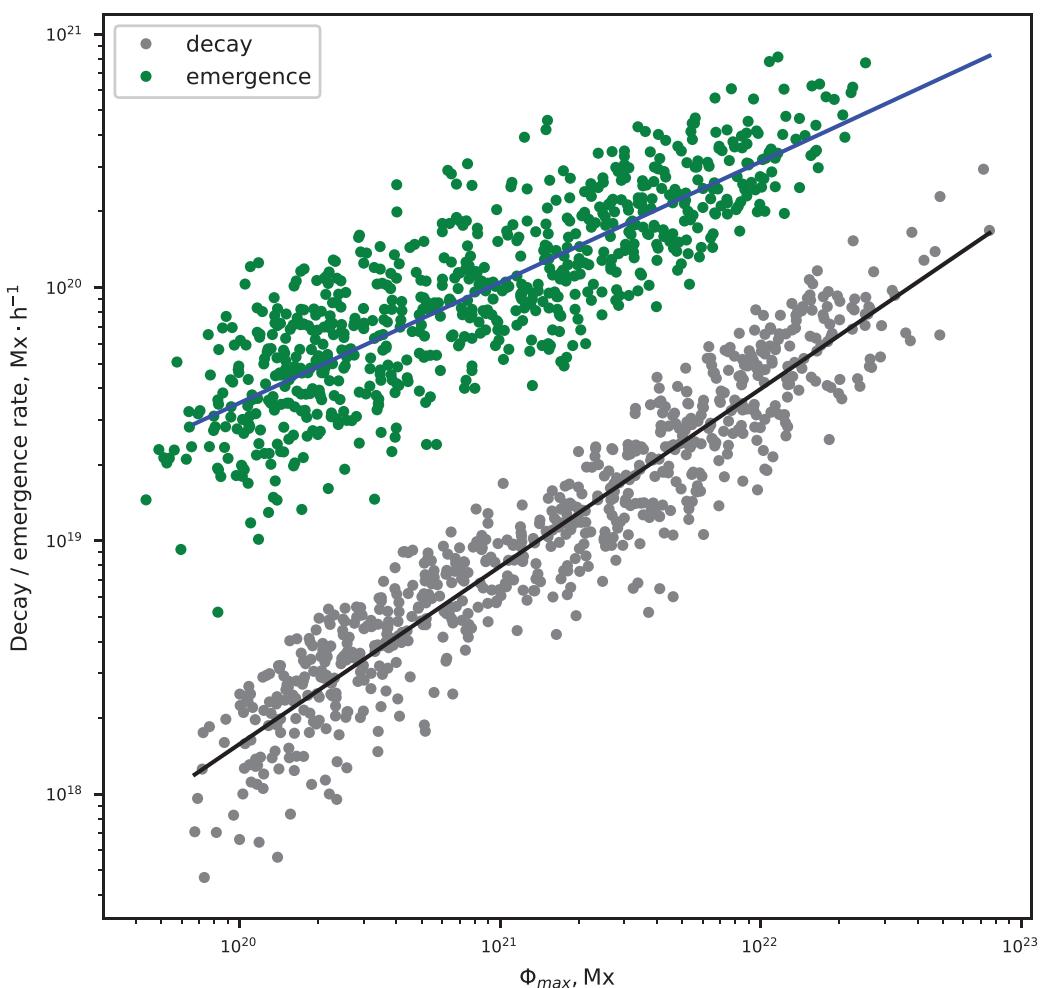


Рисунок 2.15 — Зависимость средней скорости нарастания R_{av} (зеленые кружки) и диссипации DR (серые кружки) магнитного потока от максимального магнитного потока Φ_{max} . Синяя и черные прямые показывают наилучшие линейные аппроксимации распределений. Степенные законы имеют вид $R_{av} \propto \Phi_{max}^{0.48}$ и $DR \propto \Phi_{max}^{0.70}$ для всплытия и затухания, соответственно. Рисунок из работы [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023b] с коррекцией из [Plotnikov, Abramenko, Kutsenko, 2023a].

2.6.2 Связь линейного размера и максимального магнитного потока активных областей

Сопоставление линейного размера активной области, т.е. расстояния между центроидами ведущей и хвостовых полярностей, с максимальным магнитным потоком показало степенную зависимость между этими величинами (рисунок 2.16). Линейная аппроксимация распределения в двойном логарифмическом масштабе приводит к выражению

$$d \propto \Phi_{max}^{0.36 \pm 0.01}. \quad (2.7)$$

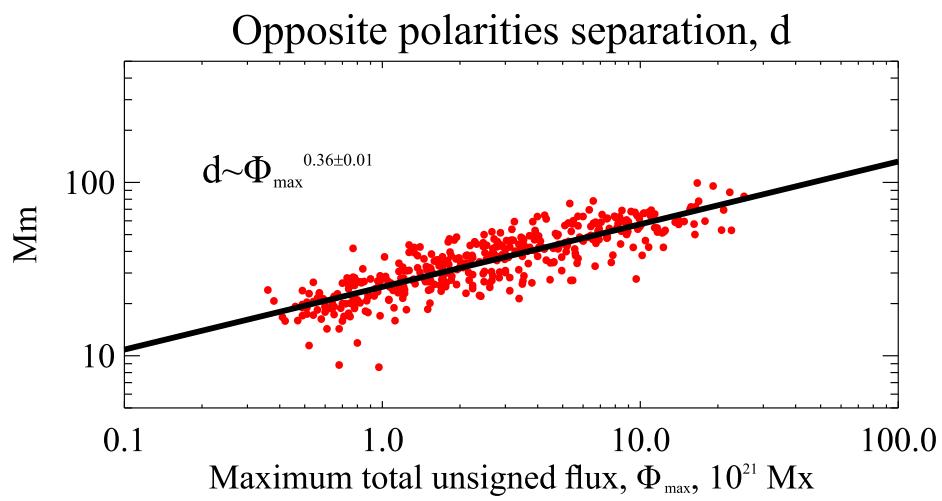


Рисунок 2.16 — Зависимость расстояния между центроидами противоположных магнитных полярностей в активной области d от максимального магнитного потока Φ_{max} . Черная прямая показывают наилучшую линейную аппроксимацию распределения. Степенной закон имеет вид $d \propto \Phi_{max}^{0.36 \pm 0.01}$. Рисунок из работы [Kutsenko, Abramenko, Pevtsov, 2019].

Аналитическое выражение для показателя экспоненты в уравнении 2.7 было найдено в работе [Otsuji et al., 2011] и оказалось равным $\kappa_1 = 2(\gamma - 1)/(5\gamma - 4)$, где γ — показатель адиабаты газа. Принимая $\gamma = 5/3$ для идеального газа и $\gamma \approx 4/3$ для приповерхностных слоев плазмы, легко получить, что $\kappa_1 = 0.30$ и $\kappa_1 = 0.25$ для первого и второго случаев. Близкое значение ($\kappa_1 = 0.27$) и было найдено в работе [Otsuji et al., 2011]. Несоответствие показателя экспоненты ($\kappa_1=0.36$), полученного в данной работе, может объясняться различными подходами в измерении размеров активных областей. Здесь эта величина измерялась

в момент достижения магнитным биполем максимального магнитного потока, тогда как в исследовании [Otsuji et al., 2011] определялось максимальное расстояние d за все время наблюдений. Как показал визуальный анализ и дальнейшие расчеты, расстояние между центрами противоположных полюсностей в активной области обычно продолжает увеличиваться после достижения максимального магнитного потока. Этот результат подтверждается рядом других исследователей, например [Kosovichev, Stenflo, 2008]. Следовательно, величина d в данной работе недооценена. Для сравнения, для эфемерных областей с магнитным потоком около 10^{19} Мкс показатель экспоненты равен 0.18, что найдено в работе [Hagenaar, 2001].

Также на рисунке 2.16 обращает на себя внимание относительно небольшой разброс значений d для активных областей близкого магнитного потока: расстояние может варьироваться в несколько раз. Это отличается от скорости нарастания потока (рисунок 2.13), которая может различаться на порядок и более для близких по потоку магнитных биполей.

2.7 Оценка вспышечной продуктивности активных областей на этапе всплытия

Одной из основных прикладных задач физики Солнца является разработка методов для прогнозирования солнечной активности как на больших временных интервалах (порядка нескольких лет или солнечного цикла), так и на масштабах часов или дней. В последнем случае требуется оценить вероятность возникновения вспышки или коронального выброса массы. Среди многочисленных методик прогноза можно условно выделить «морфологические» и «параметрические». Для первых характерен анализ строения активных областей или соответствующих групп пятен и его сопоставление с подобными областями, которые наблюдались ранее и вспышечная история которых известна. Во многом на этом построены широко используемые классификации групп пятен, такая как классификация Маунт-Вилсон [Hale et al., 1919; Künzel, 1960; 1965]. Так, в

случае образования в активной области δ -структурь, высока вероятность возникновения в ней сильных вспышек [например, Mayfield, Lawrence, 1985; Sammis, Tang, Zirin, 2000; Toriumi et al., 2017]. Авторы работы [Guo, Lin, Deng, 2014], исследовав более 3300 активных областей за 28 лет наблюдений, пришли к выводу, что 83% вспышек рентгеновского класса X произошли в областях с $\beta\gamma\delta$ -конфигурацией по классификации Маунт-Вилсон. Второй подход – «параметрический» – подразумевает расчет выбранного параметра или ряда параметров и прогнозирование вероятности вспышки или эruptionи по полученным величинам. Такими параметрами могут быть полный беззнаковый магнитный поток, градиент магнитного поля вдоль линии раздела полярностей, полный вертикальный электрический ток [Leka, Barnes, 2007], магнитный поток вдоль линии раздела полярностей [Schrijver, 2007; Falconer, Moore, Gary, 2008], степень дисбаланса вертикального электрического тока [Kontogiannis et al., 2017], фрактальные меры активных областей [Abramenko, 2005b; McAteer, Gallagher, Ireland, 2005] и многие другие. Предварительно для выявления связи между выбранными величинами и вспышечной продуктивностью проводится их сопоставление для существенной выборки объектов.

Большинство методов прогноза основано на анализе морфологии или характеристик активных областей в фотосфере. Как указывается в работе [Leka, Barnes, 2007], состояние магнитных полей и других параметров в фотосфере дает ограниченные входные данные для прогноза, поскольку не отражает полностью процессы в высоких слоях атмосферы, где и зарождаются вспышки. Это одна из причин, по которой во многих подходах используются корональные и хромосферные наблюдения [например, Tanaka, Enome, 1975; Jonas et al., 2018; Bogod et al., 2018]. Активно развивающиеся и широко применяемые в последнее время методы машинного обучения для прогноза вспышек [например, Bobra, Couvidat, 2015; Raboony et al., 2017; Liu et al., 2017] также неявно анализируют морфологию или определенные параметры активных областей.

Несмотря на существенный прогресс в области наблюдений Солнца и в увеличении вычислительных возможностей, а также добавление все новых критериев и параметров в модели, точность прогноза солнечных экстремальных

событий не показала значительного увеличения за последние десятки лет. В работах [Barnes et al., 2016] и [Leka et al., 2019] было проведено сопоставление результативности почти двух десятков алгоритмов для краткосрочного прогнозирования вспышек. Авторы пришли к выводу, что ни один метод не показывает значительного преимущества перед другими и не дает абсолютно надежный прогноз.

Анализ параметров и морфологии активных областей для выявления их склонности к вспышкам обычно применим только к хорошо развитым магнитным структурам. Очевидно, что на самых ранних этапах всплытия невозможно определить морфологию или оценить полный вертикальный электрический ток, что уменьшает интервал прогнозирования. В данной работе рассматривается два критерия, которые уже на первых этапах всплытия могут предоставить информацию о будущей вспышечной продуктивности активной области, а именно скорость нарастания магнитного потока и спектральный индекс. Основные результаты этого исследования опубликованы в работах [Kutsenko, Abramenko, Kutsenko, 2021] и [Kutsenko, Abramenko, Plotnikov, 2024].

2.7.1 Скорость нарастания магнитного потока

Высокая скорость нарастания магнитного потока может быть связана со всплытием сильно скрученного магнитного жгута, что будет более подробно описано в параграфе § 4.3.1. Такие жгуты, в свою очередь, способны формировать сложные δ -структуры при возникновении изгибной неустойчивости (англ. *kink instability*), что продемонстрировано в ряде теоретических исследований [Tanaka, 1991; Linton, Longcope, Fisher, 1996; Knizhnik, Linton, DeVore, 2018]. Головко [Головко, 1986] и Ишков [Ishkov, 2003] показали, что высокая скорость нарастания потока часто наблюдается при всплытии активных областей с высокими градиентами магнитного поля. Такие области имеют тенденцию производить сильные вспышки. Быстрое всплытие нового магнитного потока внут-

ри или поблизости уже существующих активных областей также может приводить к формированию вспышечно-продуктивного комплекса [Schrijver, 2009; Fu, Welsch, 2016]. Следует отметить, что связь скорости нарастания магнитного потока со вспышками была установлена достаточно давно. В 1939 была опубликована работа [Giovanelli, 1939], автор которой нашел, что всплывающие группы пятен с большой скоростью увеличения площади (что эквивалентно высокой скорости нарастания потока) показывают большую вероятность возникновения в них вспышек по сравнению с остальными.

В данной работе было проведено сопоставление скорости нарастания магнитного потока всплывающих активных областей и их вспышечного индекса. Вспышечный индекс показывает, по сути, интегральный поток в мягком рентгеновском диапазоне от активной области, нормированный на все время наблюдений [Abramenko, 2005a]:

$$FI = (100S^{(X)} + 10S^{(M)} + S^{(C)+0.1S^{(B)}})/\tau, \quad (2.8)$$

где $S^{(j)} = \sum_{i=1}^{N_j} I_i^j$ – сумма интенсивностей вспышек определенного класса (X, M, C, B), N_j – количество вспышек определенного класса, τ – общий интервал наблюдений (в сутках). Для анализа использовалась выборка из 423 всплывающих активных и эфемерных областей, подготовленная в работе [Kutsenko, Abramenko, Pevtsov, 2019]. Подробности подготовки данных и подходы для измерения параметров описаны в § 2.5. Из общей выборки было проанализировано только 243 активных области, которые имели присвоенный NOAA номер (т.е. показывали пятна или поры в континууме на протяжении двух и более суток). В дополнение к измерению максимального магнитного потока Φ_{max} и средней скорости нарастания магнитного потока R_{av} , рассчитывалась погрешность измерения этих величин как $\sigma_{\Phi_{max}} = \sum_n 3\sigma_B s$ и $\sigma_{R_{av}} = \sigma_{\Phi_{max}}/\Phi_{max} \cdot R_{av}$, где $3\sigma_B = 18 \text{ Мкс см}^{-2}$ – тройной уровень шума в магнитограммах продольного поля SDO/HMI [Liu et al., 2012], n – количество пикселей на магнитограмме, по которым считался магнитный поток и s – площадь пикселя.

На рисунке 2.17 показаны зависимости вспышечного индекса от максимального магнитного потока (левая панель) и от скорости нарастания магнитного потока (правая панель) для активных областей из выборки, для которых

FI превышал единицу (т.е. они производили хотя бы одну вспышку класса C1 каждый день). Как видно из графиков, вспышечный индекс показывает хорошую корреляцию с Φ_{max} (коэффициент корреляции $\rho = 0.67$) и даже лучшую корреляцию с R_{av} (коэффициент корреляции $\rho = 0.74$).

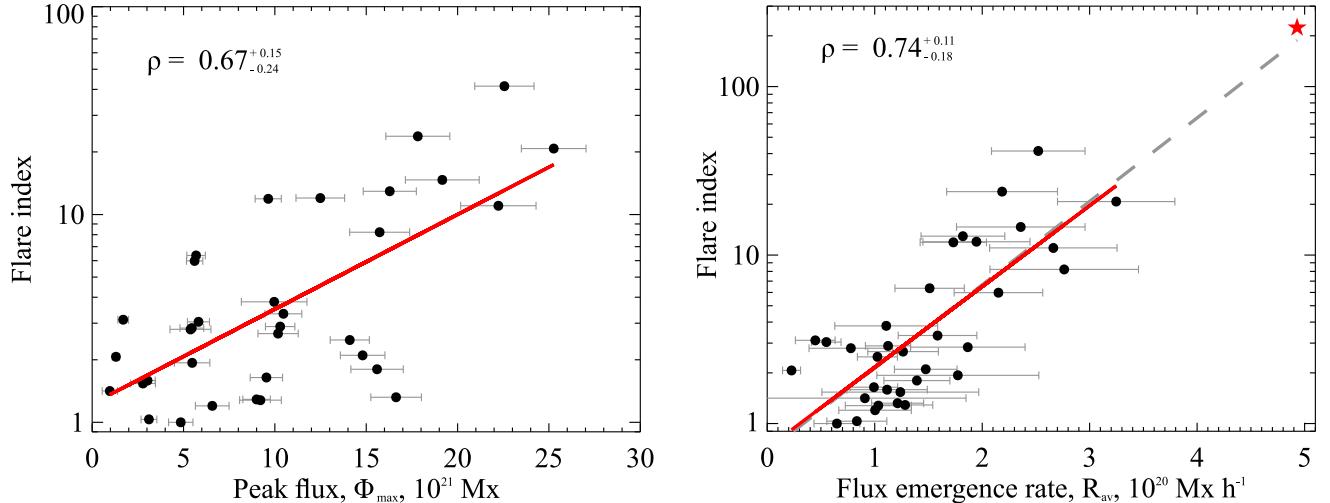


Рисунок 2.17 — Зависимости вспышечного индекса FI от максимального магнитного потока Φ_{max} (левая панель) и от скорости нарастания магнитного потока R_{av} (правая панель) для 34 всплывающих активных областей. Доверительные интервалы коэффициента корреляции приведены для уровня значимости 95%. Красные прямые показывают наилучшие линейные аппроксимации распределений. Красная звезда на правой панели показывает точку для активной области NOAA 12673, серая штриховая — линейная аппроксимация распределения с учетом этой точки (коэффициент корреляции увеличивается до $\rho = 0.82$).

Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Kutsenko, 2021].

Интересный пример крайне вспышечно-продуктивной активной области — NOAA 12673, которая наблюдалась в августе и сентябре 2017 г. Область произвела серию вспышек классов X и M, в том числе наиболее сильную вспышку 24 цикла активности X9.3 6 сентября 2017 г. [например, Wang et al., 2018]. Она появилась на восточном лимбе как диссирирующее униполярное пятно, однако во время ее прохождения по диску около пятна началось интенсивное всплытие нового магнитного потока [Yang et al., 2017]. Авторы работы [Sun, Norton, 2017] оценили скорость нарастания потока в $(4.93 \pm 0.13) \cdot 10^{20}$ Мкс ч^{-1} , что, по их информации, была наибольшая из когда-либо зарегистрированных величин R_{av} . Соответствующая точка показана красной звездой на правой панели рисун-

ка 2.17. При ее добавлении в общую выборку, коэффициент корреляции между FI и R_{av} увеличивается до 0.82. Для сравнения, в данной работе скорость нарастания магнитного потока в активной области NOAA 12673 была оценена в $(5.9 \pm 0.2) \cdot 10^{20}$ Мкс ч^{-1} .

Из распределения, показанного на правой панели рисунка 2.17, можно сделать вывод о том, что скорость нарастания магнитного потока может быть использована для заблаговременного прогноза вспышечной продуктивности активных областей, поскольку величину R_{av} часто возможно измерить на первых этапах всплытия. Однако необходимо уточнить, что на иллюстрации показаны лишь активные области, для которых вспышечный индекс превышал единицу. В общей выборке из 243 объектов наблюдались такие, которые показывали относительно высокую скорость нарастания потока и близкий к нулю вспышечный индекс. Следовательно, прямой связи между этими величинами нет, или, во всяком случае, ее невозможно однозначно выявить исходя из имеющихся данных.

Можно поставить вопрос более широко: насколько недавнее всплытие магнитного потока необходимо для возникновения сильных вспышек? Их обычно связывают с выделением свободной магнитной энергии, которая определяется непотенциальностью магнитного поля активной области, т.е. с текущими в ней электрическими токами [Schrijver et al., 2005; Zimovets, Sharykin, 2024]. Источником последних может быть как всплытие нового магнитного потока, так и взаимные сдвиговые (англ. shear) движения магнитных элементов на поверхности. Более детальный анализ эволюции активных областей в ряде работ указывает на сопоставимую роль обоих факторов. Так, Шрайвер и др. [Schrijver et al., 2005] исследовали в общей сложности 95 объектов, почти половина из которых явно показывала признаки непотенциальности, что определялось по сравнению наблюдаемого петельного каркаса в короне и модельного, полученного в потенциальном приближении. Абсолютное большинство из этих активных областей показывало интенсивное всплытие нового магнитного потока в течение последних суток, которое приводило к формированию фрагментированной, сложной по форме линии раздела полярностей. В то же время, в половине случаев непотен-

циальность наблюдалась в активных областях с взаимодействующими (ближающимися или взаимно перемещающимися) магнитными полярностями противоположных знаков. Одним из выводов работы было то, что для возникновения значительной непотенциальности, которая приводит к повышенной вспышечной продуктивности, необходимо всплытие нового магнитного потока в течение последних 10-30 часов.

Существенная роль всплытия в формировании активных областей, склонных к сильным вспышкам, была показана в работах [Zirin, Liggett, 1987] и [Toriuti et al., 2017]. Авторы описали четыре сценария формирования сложных магнитных структур:

- Формирование δ -структуры происходит в результате всплытия одного или нескольких магнитных жгутов и может быть связано с возникновением изгибной неустойчивостью вследствие сильной скрученности [например, Tanaka, 1991; Knizhnik, Linton, DeVore, 2018].
- Формирование сложной магнитной структуры является результатом всплытия нового магнитного потока вблизи уже существующей активности области.
- Появление двух магнитных диполей в непосредственной близости друг от друга, при этом ведущая часть одного диполя взаимодействует с хвостовой частью второго. Наглядным примером такой активной области была NOAA 11158 [Vemareddy, Ambastha, Maurya, 2012], наблюдавшаяся в феврале 2011 г.
- В редких случаях вспышки происходят между двумя однозначно различными активными областями.

В данной работе был проведен подобный анализ с тем отличием, что не изучалось формирование активной области определенной морфологии. По сравнению с уже описанным в этом параграфе исследованием, ставился «обратный» вопрос: необходимо ли недавнее всплытие нового потока в активной области для возникновения вспышки? Необходимо ли, чтобы скорость нарастания магнитного потока была относительно большой? Следовательно, для анализа выбирались не всплывающие активные области, а те, в которых произошли сильные

вспышки. Поскольку количество таких областей невелико, было решено включить в рассмотрение данные инструмента SOHO/MDI. Это позволило составить выборку из 100 объектов, наблюдавшихся с 1996 по 2017 гг и удовлетворяющих двум основным критериям: 1) в активной области произошла вспышка балла M5.0 и выше 2) в тот момент, когда она находилась в пределах $[-35^\circ: +65^\circ]$ по долготе от центрального меридиана (англ. central meridian distance). Такой выбор обоснован тем, что магнитный поток без больших ошибок измеряется на долготах приблизительно до 60° . Следовательно, при возникновении вспышки у восточной границы диапазона (-35°), станет возможным оценить изменения потока за два дня до нее при скорости вращения активной области около 13° в сутки.

Для каждой активной области строилась последовательность карт ее продольного магнитного поля, которые использовались для вычисления полного беззнакового магнитного потока с помощью выражения 2.4. При суммировании выбирались пороги 18 Мкс см^{-2} для инструмента SDO/HMI и 50 Мкс см^{-2} для SOHO/MDI, что соответствовало тройному уровню шума [Liu et al., 2012]. Коррекция эффекта проекции производилась согласно процедуре, описанной в параграфе § 2.4. Инструменты используют разные спектральные линии для измерения магнитного поля, имеют различное пространственное разрешение и другие особенности, поэтому для получения однородного ряда магнитных потоков и скоростей его нарастания была проведена кросс-калибровка SDO/HMI и SOHO/MDI. Для этого был выбран временной интервал с мая 2010 года по февраль 2011 года, когда оба прибора проводили измерения магнитных полей Солнца. На магнитограммах, полученных одновременно обоими инструментами, были выделены наблюдавшиеся активные области и рассчитаны их полные магнитные потоки. Сравнение показало, что связь между величинами описывается уравнением $\Phi_{MDI} = 1.42\Phi_{HMI}$, что хорошо согласуется с коэффициентом 1.40, полученным в работе [Liu et al., 2012]. Далее магнитный поток, измеренный по данным SOHO/MDI, делился на 1.42 для соответствия SDO/HMI. В случае, если на кривой изменения магнитного потока явно выделялся участок с его увеличением, вычислялась средняя скорость нарастания потока как наклон

линейной аппроксимации участка, что было выполнено аналогично процедуре, описанной в параграфе § 2.5.

Из 100 активных областей, исследованных в работе, формально только 11 не обладали δ -конфигурацией согласно классификации Маунт-Вилсон. На рисунке 2.18 показаны кривые изменения магнитного потока для восьми активных областей из выборки, а также вертикальными прямыми указаны моменты возникновения сильных вспышек. Анализ кривых для всех объектов выявил, что по характеру нарастания магнитного потока возможно следующее разделение всех активных областей на четыре типа:

- Тип I: Комплексная магнитная структура формируется в результате всплытия нового магнитного потока на участке невозмущенной атмосферы. Магнитный поток увеличивается практически монотонно, без значительных перерывов в росте. Обычно δ -структура возникает в результате появления нескольких взаимодействующих магнитных диполей. Примеры изменения магнитного потока таких активных областей показаны на панелях (a), (b) и (g) рисунка 2.18. Вспышечное энерговыделение обычно происходит в максимуме развития активной области, хотя может начаться и на более ранних стадиях. В общей сложности 29 объектов были отнесены к этому типу.
- Тип II: Сложная структура образуется в результате всплытия нового магнитного потока в непосредственной близости от уже сформированной активной области, причем величина всплывающего потока сопоставима или превосходит существующий. В большинстве случаев вспышки не наблюдаются до указанного всплытия. Примеры изменения магнитного потока показаны на панелях (c) и (d) рисунка 2.18. Для таких активных областей также была вычислена скорость нарастания магнитного потока. К этому типу было отнесено 24 объекта.
- Тип III: В активной области наблюдается всплытие нового магнитного потока, но его величина незначительна по сравнению с потоком самой активной области, т.е. сопоставима с ошибкой измерения в данном исследовании. Примеры показаны на панелях (e) и (f) рисунка 2.18.

Визуальный анализ показал, что всплытие может приводить к формированию небольшой δ -структуры, которая, тем не менее, способствует возникновению сильных вспышек. Также этот процесс может быть триггером для пересоединения магнитных петель всей структуры. В общей сложности 30 из 100 объектов были отнесены к этому типу.

- Тип IV: На магнитограммах и на кривых изменения магнитного потока не выявлялось явных признаков дополнительного всплытия. Пример приведен на панели (h) рисунка 2.18. Тем не менее, морфологически активные области показывали довольно сложную магнитную структуру с перемежаемыми магнитными полярностями [см. рисунок 6 в работе Kutsenko, Abramenko, Plotnikov, 2024]. Этот результат согласуется с выводами работы [Zirin, Liggett, 1987], которые утверждали, что однажды сформированная δ -структура будет постоянно приводить к новым вспышкам без необходимости всплытия нового потока. Количество таких объектов равнялось 11.

На левой панели рисунка 2.19 показана зависимость вспышечного индекса от максимального магнитного потока для активных областей I и II типа. Точки черного цвета показывают данные, приведенные ранее на рисунке 2.17. Видно, что новые измерения продлевают диапазон максимальных магнитных потоков в большую сторону, коэффициент корреляции между этой величиной и вспышечным индексом составляет 0.7 ± 0.08 . Это хорошо известный результат о том, что крупные активные области чаще производят более сильные вспышки. С другой стороны, использовать этот параметр для прогноза напрямую затруднительно: учитывая логарифмический масштаб на графике, можно заключить, что активные области с близким максимальным магнитным потоком могут показывать различие во вспышечном индексе на порядок. Иными словами, большой магнитный поток благоприятствует сильным вспышкам, но не является для этого обязательным условием. Например, активная область NOAA 12017 имела магнитный поток всего $9 \cdot 10^{21}$ Мкс, но произвела вспышку X1.0 29 марта 2014 года. При этом активная область NOAA 09087 с максимальным магнитным потоком $5.5 \cdot 10^{22}$ Мкс была источником вспышек не сильнее балла M6.4.

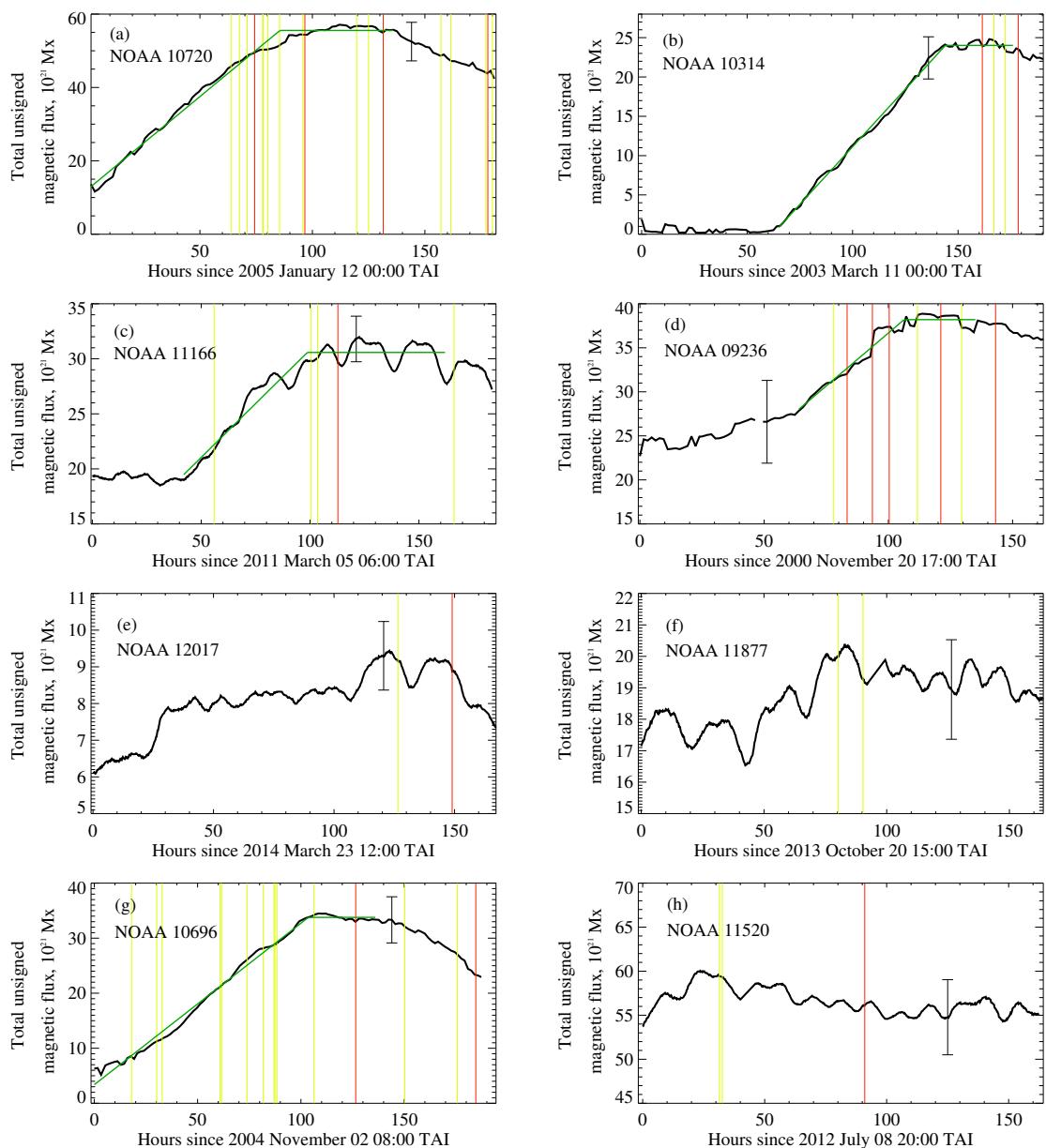


Рисунок 2.18 — Изменение полного беззнакового магнитного потока в активных областях NOAA 10720, 10314, 11166, 09236, 12017, 11877, 10696 и 11520. Вертикальные линии показывают моменты вспышек класса M (желтые прямые) и X (красные прямые). Где возможно, кусочно-ломаная функция показывает аппроксимацию кривой магнитного потока для измерения скорости его нарастания. На каждой панели показана типичная величина ошибок. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Plotnikov, 2024].

Зависимость вспышечного индекса от скорости нарастания магнитного потока в активных областях I и II типа, а также точки, приведенные на иллюстрации 2.17, показаны на правой панели рисунка 2.19. Коэффициент корреляции для общего подмножества уменьшается до 0.61 ± 0.15 по сравнению с 0.74 для

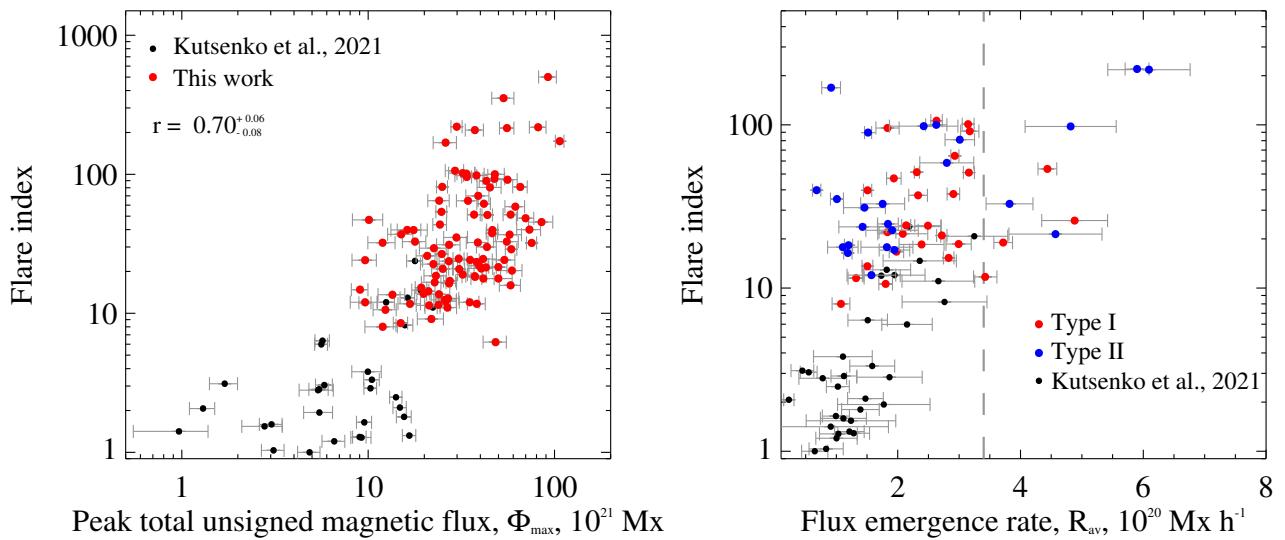


Рисунок 2.19 — Зависимости вспышечного индекса FI от максимального магнитного потока Φ_{max} (левая панель) и от скорости нарастания магнитного потока R_{av} (правая панель) для активных областей I (красные кружки) и II (синие кружки) типа. Черными кружками показаны точки, приведенные на рисунке 2.17. Вертикальная штриховая линия на правой панели показывает скорость нарастания магнитного потока $3.4 \cdot 10^{20}$ Мкс ч^{-1} .

выборки на рисунке 2.17. Можно условно выделить порог скорости нарастания около $3.4 \cdot 10^{20}$ Мкс ч^{-1} , при превышении которого активная область показывает высокую вспышечную продуктивность. С другой стороны, количество таких объектов во всей исследованной выборке не превышает 10%. Также из графика на правой панели рисунка 2.19 видно, что точки расположены преимущественно выше главной диагонали. Отсюда можно сделать вывод для прогноза, что всплывающие быстро активные области будут иметь высокий вспышечный индекс, тогда как всплывающие медленно могут быть как «спокойными», так и вспышечно-продуктивными.

2.7.2 Спектральный индекс всплывающих активных областей

Еще одним критерием высокой вспышечной продуктивности активных областей может быть наклон их спектра мощности магнитного поля. Метод расчета спектров описан в работе [Abramenko et al., 2001] и основан на вычислении

двумерного преобразования Фурье $E(k_x, k_y, t)$ исследуемого скалярного поля (продольное магнитное поле), где k_x, k_y – волновые числа, t – время. Переход к одномерному пространственному спектру $E(k, t)$ осуществляется путем интегрирования мощности двумерного спектра по тонким кольцам радиуса $r = 2\pi/k$ с центром в начале координат в Фурье пространстве, где r – пространственный масштаб. Примеры получаемых спектров мощности продольного магнитного поля активных областей могут быть найдены в работах [Abramenko et al., 2001; Abramenko, 2005a] и на левой панели рисунка 2.20. Важной характеристикой спектров является их наклон. Он зависит от механизмов передачи энергии между пространственными масштабами и для солнечной плазмы определяется, скорее всего, ее турбулентностью [Колмогоров, 1941]. Для участков невозмущенной атмосферы наклон близок к -1, тогда как в активных областях его значения обычно находятся в пределах от -1.5 до -2.5. Наклон вычисляется в т.н. инерционном интервале, для которого в двойном логарифмическом масштабе спектр имеет близкий к линейному вид и выполняется условие $E(k, t) \propto k^{-\alpha}$. Низкочастотная (для больших масштабов) граница интервала определяется масштабом, на котором происходит инжекция энергии в систему. Высокочастотный предел зависит от пространственного разрешения инструмента, проводящего измерения магнитного поля [Abramenko et al., 2001]. В соответствии с анализом из работы [Abramenko, 2005a], в данном исследовании наклон спектра мощности α определяется в инерционном интервале от 2.4 Мм до 10 Мм.

На центральной панели рисунка 2.20 показаны временные вариации наклона спектра мощности α всплывающей активной области NOAA 12219. Заметно резкое увеличение α на самых ранних этапах всплытия, когда полный магнитный поток еще не показывает роста, а на магнитограмме заметны лишь первые признаки всплывающей магнитной структуры (правая панель рисунка 2.20). Такое характерное поведение было обнаружено для четырех активных областей, исследованных в работе [Kutsenko, Kutsenko, Abramenko, 2019]. Спектры мощности для трех моментов времени – начало всплытия t_0 , первое увеличение наклона спектра t_α и достижение максимального магнитного потока t_Φ – показаны на левой панели рисунка 2.20. Как видно из графиков, перед всплытием

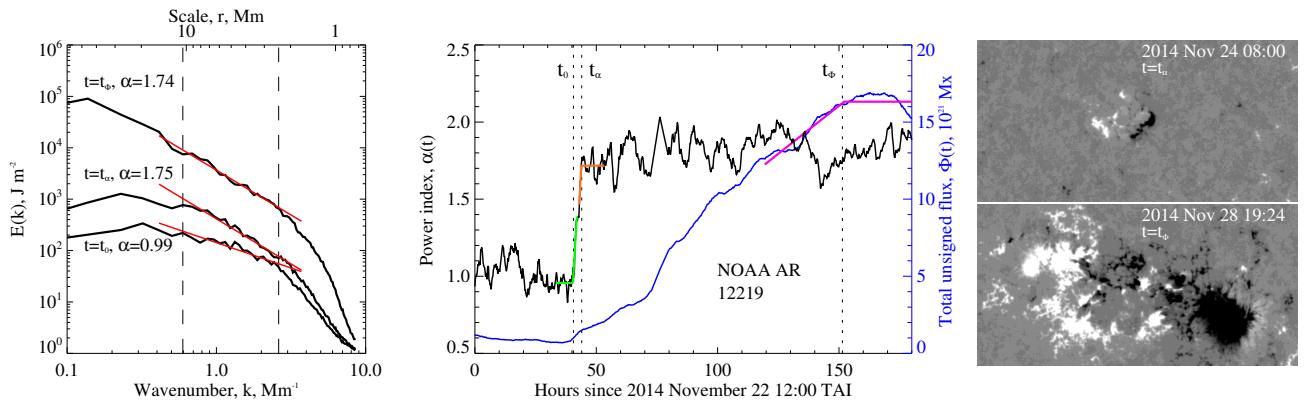


Рисунок 2.20 — Зависимости вспышечного индекса FI от максимального магнитного потока Φ_{max} (левая панель) и от скорости нарастания магнитного потока R_{av} (правая панель) для активных областей I (красные кружки) и II (синие кружки) типа. Черными кружками показаны точки, приведенные на рисунке 2.17. Вертикальная штриховая линия на правой панели показывает скорость нарастания магнитного потока $3.4 \cdot 10^{20}$ Мкс ч^{-1} . Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Kutsenko, 2021].

наклон близок к -1 , что характерно для участков невозмущенной фотосферы. С началом всплытия начинается инжекция энергии, однако она превалирует на больших масштабах, что приводит к резкому увеличению наклона до некоторой величины α_{sat} , которое в дальнейшем будет обозначаться как «насыщенный» наклон спектра. Затем значение α остается практически неизменным в течение продолжающегося всплытия, флюктуируя около некоторого среднего значения α_{mean} . Как видно на левой панели рисунка 2.20, весь спектр поднимается выше, однако его наклон меняется незначительно, что говорит о появлении магнитных элементов всех масштабов [Hewett et al., 2008; Kutsenko, Kutsenko, Abramenko, 2019].

Необходимо отметить, что наклон спектра на фазах затухания показывает совершенно иное поведение. Соискателем и соавторами были проанализированы спектры мощности магнитного поля диссирирующих активных областей в работе [Kutsenko, Abramenko, Kutsenko, 2024]. Оказалось, что во время диссириации магнитного поля величина α плавно изменяется от значений, характерных для развитых активных областей, до амплитуд, обычно наблюдаемых в невозмущенной атмосфере. По-видимому это связано с постепенным уменьшением характерных размеров крупных магнитных структур в активной области при

сохранении небольших элементов. Это наблюдение еще раз подчеркивает, что процессы всплытия и диссипации активных областей регулируются различными механизмами.

Описанное поведение наклона спектра мощности может быть использовано для ранней оценки величины α развитой активной области еще на самых первых этапах ее всплытия. С другой стороны, как показано в работе [Abramenko, 2005a], сам наклон спектра показывает хорошую корреляцию со вспышечным индексом FI . Следовательно, величину FI можно спрогнозировать при появлении первых признаков всплывающей магнитной структуры, измерив наклон ее спектра. Утверждение верно в том случае, если резкое увеличение α и практически неизменное значение этой величины в дальнейшем характерно для большинства активных областей, а не только для четырех, рассмотренных в [Kutsenko, Kutsenko, Abramenko, 2019]. Последующий анализ посвящен статистическому исследованию изменения наклона спектра мощности во всплывающих магнитных структурах.

В работе использовалась выборка из 243 всплывающих активных областей, упомянутая в предыдущем параграфе. Для каждого объекта рассчитывалось изменение полного магнитного потока Φ и наклона спектра мощности α со временем. Также определялись моменты начала всплытия t_0 , достижения насыщенного наклона t_α и максимального магнитного потока t_Φ путем кусочно-линейной аппроксимации кривых $\alpha(t)$ и $\Phi(t)$, что понятно из рисунка 2.20. Измерялось общее время всплытия активной области $\Delta t_\Phi = t_\Phi - t_0$ и время увеличения наклона спектра до насыщенного значения $\Delta t_\alpha = t_\alpha - t_0$. Сама величина α_{sat} вычислялась как среднее значение $\alpha(t)$ на интервале от t_α до $t_\alpha + 1$ час, тогда как α_{mean} определялся как среднее на интервале $[t_\alpha, t_\Phi]$.

На левой панели рисунка 2.21 показана связь между временем увеличения наклона спектра мощности до насыщенного значения Δt_α и общим временем всплытия Δt_Φ . Видно, что величина Δt_α редко превышает одни сутки (в среднем 11 часов), тогда как всплытие обычно длится несколько дней. Следовательно, величина α_{sat} может быть определена в первые несколько часов после появления активной области на уровне фотосферы. На рисунке штрихо-

вой линией показана главная диагональ, большинство точек лежит ниже нее, что подчеркивает более быстрое увеличение наклона спектра по сравнению с магнитным потоком. Красные кружки на рисунке 2.21 показывают 34 активные области со вспышечным индексом, превышающим единицу. Видно что по распределению они никак не выделяются на фоне остальных объектов.

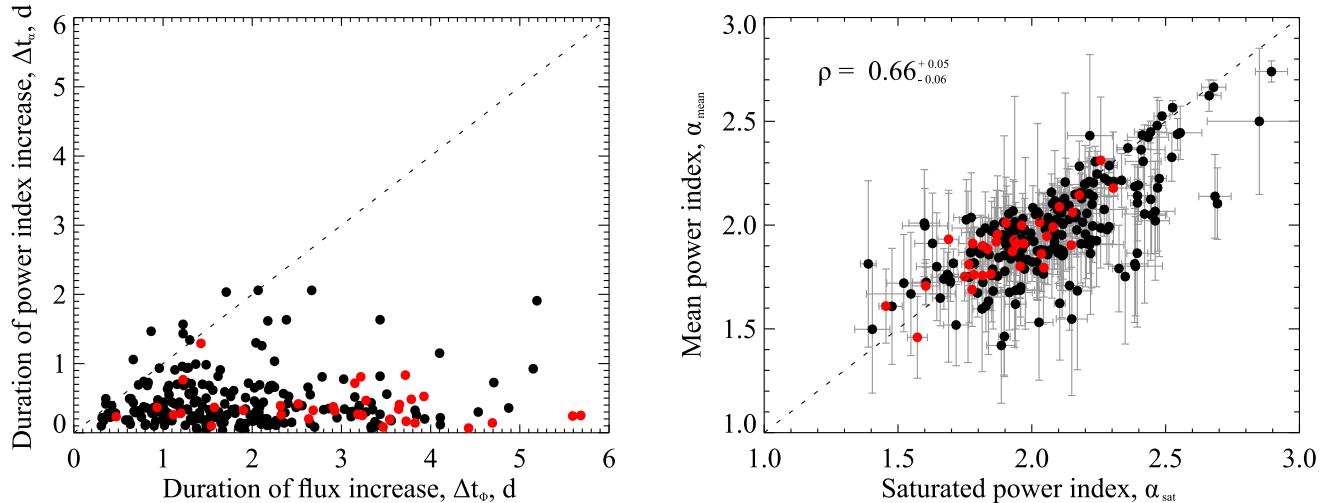


Рисунок 2.21 — Слева — Связь между временем увеличения наклона спектра мощности до насыщенного значения Δt_α и общим интервалом всплытия активной области Δt_Φ для 243 вспыхивающих активных областей. Справа — Связь между величиной среднего наклона спектра мощности α_{mean} и его насыщенным значением α_{sat} , измеренным в первые часы после появления активной области. На обеих панелях красными кружками показаны активные области со вспышечным индексом $FI \geq 1$. Штриховые линии показывают главные диагонали.

Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Kutsenko, 2021].

На правой панели рисунка 2.21 приведена зависимость величины среднего наклона спектра α_{mean} от насыщенного α_{sat} . Показанные на графике ошибки рассчитывались как стандартная девиация величины $\alpha(t)$ на интервале усреднения ($[t_\alpha, t_\alpha + 1]$ для α_{sat} и $[t_\alpha, t_\Phi]$ для α_{mean}). Коэффициент корреляции составляет 0.66. Большинство точек располагается вдоль главной диагонали, что говорит о том, что величина α_{sat} , измеренная в первые часы всплытия, может быть хорошим предиктором наклона спектра мощности, который будет иметь активная область в развитом состоянии. Такой результат открывает определенные возможности для заблаговременной оценки вспышечной продуктивности магнитных структур на Солнце.

2.8 Выводы к главе 2

Всплытие магнитного потока на поверхность Солнца является сложным процессом, включающим фрагментацию магнитной структуры (до размеров, сопоставимых с размером гранул) при ее прохождении через верхние слои конвективной зоны и ее обратную сборку в относительно когерентный объект в атмосфере. Скорость нарастания магнитного потока статистически связана степенным законом с максимальным магнитным потоком активной области. Показатель экспоненты равняется 0.48 ± 0.02 , что получено для значительной выборки из 423 объектов. В то же время, могут наблюдаться значительные вариации скорости нарастания магнитного потока для диполей с близким максимальным потоком, т.е. эта величина может определяться также рядом других факторов. Значение показателя экспоненты, близкое к $1/2$, может объясняться примитивной моделью подъема через уровень фотосферы магнитного жгута прямоугольного сечения с постоянной скоростью. Это является хоть и косвенным, но свидетельством в пользу того, что магнитная структура, формирующая активную область, является когерентным образованием уже на некоторой глубине в конвективной зоне. Вместе с тем, часто наблюдаются отдельные эпизоды всплытия нескольких магнитных диполей, разнесенные во времени и пространстве, которые в итоге приводят к формированию активной области. Это может свидетельствовать о более крупномасштабной фрагментации магнитных жгутов в конвективной зоне на несколько когерентных образований, каждое из которых всплывает квазинезависимо, но потом объединяются в единую структуру на поверхности. По-видимому, объяснить это возможно взаимодействием магнитного поля с турбулентными потоками плазмы различных пространственных масштабов.

Высокая скорость нарастания магнитного потока может быть индикатором будущей повышенной вспышечной продуктивности всплывающих активных областей. Вместе с тем, хотя взрывные события происходят, в основном, на этапах инжекции нового магнитного потока или сразу после, недавнее всплытие

тие – в течение предыдущих трех суток – не является обязательным условием для возникновения вспышки.

Глава 3. Вращение локальных магнитных структур по поверхности Солнца

Конвективная оболочка Солнца вращается дифференциально: угловая скорость меняется как с широтой, так и с глубиной. На уровне фотосферы период вращения меняется от 25 сут для солнечного экватора до 35 сут для полюсов. Для «королевских» широт, на которых преимущественно наблюдаются активные области, с продвижением от поверхности вглубь звезды скорость вначале увеличивается до максимальных значений в области лептоклина ($\approx 0.97R_{\odot}$), затем монотонно убывает практически до самого основания конвективной зоны ($\approx 0.72R_{\odot}$). Дифференциальность вращения впервые была обнаружена при изучении прохождения групп пятен по солнечному диску: группы, расположенные ближе к экватору, пересекали его быстрее. Современные наблюдения позволяют использовать как многочисленные структуры в солнечной атмосфере, наблюдающиеся в широком диапазоне длин волн, так и доплеровское смещение спектральных линий для прецизионного измерения скорости вращения Солнца на различных высотах и ее вариаций. Глобальная и локальная гелиосейсмология еще более расширили возможности исследователей, предоставив возможность получать информацию о течениях плазмы в конвективной зоне.

Все еще непонятой остается особенность вращения многих образований в атмосфере Солнца – множественные наблюдения показывают, что обычно они смещаются по поверхности с большей скоростью, чем локальная скорость вращения плазмы на данной широте. Кроме того, часто обнаруживается зависимость скорости от характеристик образований, например от площади или морфологии группы пятен. Довольно часто это объясняется тем, что такие образования так или иначе связаны с магнитными жгутами, которые простираются вглубь конвективной зоны и могут удерживаться на некоторых глубинах, где движение плазмы более быстрое по сравнению с поверхностью. Если гипотеза верна, измерение скорости вращения и ее сопоставление с данными гелиосейсмологии может дать некоторую информацию о том, на каком расстоянии от

центра звезды эти магнитные жгуты могли сформироваться, а вариации скорости вращения могут косвенно указывать на изменение глубины «укоренения» в ходе эволюции магнитного жгута. В данной главе рассматриваются методы измерения дифференциального вращения Солнца и приводятся результаты анализа смещения эфемерных и активных областей по диску Солнца как единых магнитных структур.

3.1 Измерение дифференциального вращения Солнца

Дифференциальное вращение Солнца было открыто Кристофом Шайннером (англ. Christoph Scheiner) в 1630-х [Scheiner, 1630], который заметил, что пятна около экватора пересекают солнечный диск быстрее, чем находящиеся ближе к полюсам [Beck, 2000; Paternò, 2010; Mahajan et al., 2024]. В 1863 году Кэррингтон [Carrington, 1863] провел первые измерения дифференциального вращения по наблюдению тысяч пятен. Его самым значимым результатом в той работе называют найденную им зависимость изменения скорости от гелиографической широты $\approx \sin^{7/4} \varphi$, где φ – широта. Позже, помимо измерения скорости движения видимых на диске структур, дифференциальное вращение начали измерять по изменению доплеровских смещений спектральных линий [например, Adams, 1909; Plaskett, Delury, 1913]. Гелиосейсмология является третьим широко распространенным методом для измерения дифференциального вращения, который позволил установить неоднородность скорости вращения с глубиной [Deubner, Ulrich, Rhodes, 1979].

Дифференциальное вращение обычно описывается с помощью формулы Фая (англ. Faye)

$$\omega = A + B \sin^2 \varphi + C \sin^4 \varphi, \quad (3.1)$$

где φ – гелиографическая широта, A – экваториальная скорость вращения, B и C – константы, ответственные за дифференциальность вращения. Численные значения определяются путем аппроксимации получаемого распределения угло-

вых скоростей для различных широт. Одной из проблем сравнения различных измерений является то, что коэффициенты B и C находятся в антикорреляции друг с другом, что подробно обсуждалось в работе [Duvall, Svalgaard, 1978]. Одно из решений этой проблемы – зафиксировать отношение B/C , что было предложено в работах [Scherrer, Wilcox, Svalgaard, 1980] и [Ulrich et al., 1988]. Ниже более подробно описываются методы для определения угловой скорости вращения Солнца и приводятся основные результаты ее измерений различными группами исследователей.

3.1.1 Метод трассеров

Метод трассеров основан на прямом измерении угловой скорости вращения выбранных структур в атмосфере Солнца. Для ее определения необходимо разделить величину смещения структуры по долготе на временной интервал, в течение которого происходило смещение. Для измерения смещения или временного интервала используют три подхода. Первый подразумевает измерение времени, за которое структура совершил вращение на определенный угол. Например, в работах [Newton, Nunn, 1951] и [Brajša et al., 2002] измерялось время от первого до второго пересечения рекуррентными пятнами центрального меридиана. Очевидно, что метод пригоден только для анализа трассеров, время жизни которых превосходит один солнечный оборот. Второй подход подразумевает прямое измерение гелиографических координат исследуемых структур в разные моменты времени. В этом случае погрешность оценки скорости вращения определяется ошибкой определения положений трассеров. Третий подход использует метод кросс-корреляции двух последовательных изображений, который с хорошей точностью позволяет измерить смещение трассера сложной формы за время, прошедшее между отдельными измерениями. Все эти подходы чувствительны к изменению формы исследуемых структур и дают наилучшие результаты при высоком временном разрешении наблюдательных данных.

В качестве трассеров выбирают любые структуры, которые возможно выделить в атмосфере Солнца. Естественно, что наиболее часто используются группы пятен или отдельные пятна, общая длительность наблюдений которых составляет несколько столетий. Столь обширный ряд данных позволил выявить вариации скорости дифференциального вращения Солнца с фазой цикла активности, обнаружить зависимость между морфологией, площадью, возрастом самих групп пятен и скоростью их перемещения по поверхности, что будет подробно рассмотрено в § 3.2. В качестве трассеров также используют магнитные элементы различных размеров, корональные дыры, супергранулы, корональные яркие точки, волокна и другие виды солнечных образований.

Надежные измерения угловой скорости вращения магнитных элементов начались относительно недавно, когда стали доступны непрерывные магнитографические наблюдения с высоким временным разрешением. Так, данные о магнитных полях, полученные обсерваторией Маунт Вилсон, применялись для анализа вращения магнитных структур в работе [Snodgrass, 1983]. Было получено хорошее согласие со скоростями вращения рекуррентных пятен [Newton, Nunn, 1951] и систематические большие значения скоростей по сравнению со спектрскопическими измерениями [Howard et al., 1983]. В работах [Komm, Howard, Harvey, 1993b] и [Komm, Howard, Harvey, 1993a] методом кросс-корреляции проведены вычисления скорости магнитных элементов небольших размеров по магнитограммам обсерватории Кит Пик, полученных с 1975 по 1991 годы. Авторы установили, что активные области вращаются медленнее небольших магнитных элементов, сосредоточенных на границах супергранул. Измеренные константы из выражения 3.1 в той и в последующих упоминаемых работах сведены в таблице 2. Для удобства сравнения в таблицу также внесены наиболее цитируемые результаты измерения скорости вращения пятен. Магнитограммы инструмента SOHO/MDI использовались в работе [Meunier, 1999] для определения скорости вращения магнитных элементов внутри и вне активных областей. Значение экваториальной скорости составило $A = 14.34(\pm 0.02)^\circ \text{сут}^{-1}$ для периодов низкой активности и $A = 14.31(\pm 0.02)^\circ \text{сут}^{-1}$ для периодов высокой солнечной активности. Автор работы [Lamb, 2017] провел анализ скорости вращения маг-

нитных элементов различных размеров по данным SDO/HMI. Был разработан автоматический алгоритм для выделения и отслеживания структур, который позволил с высокой точностью определить константы из выражения 3.1, используя данные для почти 8 млн магнитных элементов, наблюдавшихся в течение одного месяца. Высокое пространственное и временное разрешение инструмента сделали возможным включить в анализ магнитные структуры с временем жизни от двух часов и более. Интересно, что наиболее короткоживущие трассеры показали наименьшую скорость вращения. Этот результат согласуется с недавней работой Тлатова и Тлатовой [Tlatov, Tlatova, 2024], которые исследовали перемещение отдельных пятен и пор и нашли, что поры показывают меньшую скорость по сравнению с пятнами.

Авторы работы [Hathaway, Rightmire, 2011] разработали новый алгоритм для измерения вращения Солнца по смещению магнитных элементов. В отличие от предыдущих подходов, они не отслеживали индивидуальные трассеры, а методом кросс-корреляции измеряли смещение всей магнитной «супегрануляционной сетки», образованной распавшимися активными областями. В работе использовались магнитограммы полного диска инструмента SOHO/MDI и анализировалось смещение в узких широтных интервалах. Метод позволил с субпиксельной точностью измерить вращение магнитной структуры всего Солнца и определить зависимость скоростей ее смещения вдоль параллелей и меридианов от широты. Работа показала, что в максимуме активности вращение всей звезды замедляется по сравнению с периодами минимума. Метод был далее развит в работах [Rightmire-Upton, Hathaway, Kosak, 2012] и [Mahajan et al., 2021] и применен к данным инструмента SDO/HMI.

Авторы работы [Snodgrass, Ulrich, 1990] использовали данные обсерватории Маунт-Вилсон для измерения скорости вращения супергранул. Проводился анализ карт доплеровских смещений, полученных магнитографом 150-футового телескопа с 1967 по 1987 гг. Экваториальная скорость вращения составила $A = 14.71^{\circ}\text{сут}^{-1}$ и оказалась наибольшей по сравнению с другими измерениями. Вращение волокон, видимых в линии H_{α} , исследовалось в работе [Brajša et al., 1991]. После учета высоты их формирования, измеренные значения констант

из 3.1 оказалось в соответствии с другими измерениями. Вращение структур в хромосфере было проанализировано в работе [Li, Xu, 2024] по данным наблюдений Солнца в линии Не I 10830 Å, полученными с 2004 по 2013 гг. Авторы нашли, что хромосфера вращается быстрее фотосферы, однако была приведена только синодическая скорость, что затрудняет прямое сравнение с другими результатами. Более быстрое вращение хромосферных структур по сравнению с пятнами было найдено в исследовании [Mishra et al., 2024], авторы которого использовали наблюдения солнечной обсерватории Кодайканал в линии Ca II K.

В работе [Roudier et al., 2018] использовался метод для измерения скорости солнечной фотосферы по отслеживанию траекторий отдельных гранул, разработанный в [Roudier et al., 2012]. Алгоритм позволяет проводить оценки скорости для высоких широт и за короткие промежутки времени порядка десятков минут. Используя наблюдения инструмента SDO/HMI, авторы определили экваториальную скорость вращения гранул $A = 14.207^{\circ}\text{сут}^{-1}$, что выше значения, полученного методами доплеровских смещений (§ 3.1.2), но меньше скорости вращения большинства других трассеров.

Корональные яркие точки использовались в качестве трассеров в ряде работ [Brajša et al., 2004; Hara, 2009; Wöhl et al., 2010; Sudar et al., 2015]. Результаты измерений дифференциального вращения приведены в таблице 2. Корональные яркие точки представляют собой небольшие магнитные петли, показывающие в нижней короне повышенное излучение в крайнем УФ и в рентгеновском диапазонах [Madjarska, 2019]. Время жизни этих образований обычно не превышает 20 часов, а равномерное распределение по всей поверхности Солнца делает их удобными трассерами для измерения дифференциального вращения. С запуском космических обсерваторий, таких как SDO/AIA, появилась возможность включить и этот тип трассеров в исследования. Хотя корональные яркие точки формируются в короне, скорость их вращения в целом соответствует скорости движения фотосферных структур. С другой стороны, автор работы [Lamb, 2017] явно указывает, что магнитные элементы на поверхности с временем жизни, характерным для ярких корональных точек, вращаются заметно медленнее последних. Также в работе [Sudar et al., 2015]

было получено положительное значение для константы $B = 0.6(\pm 1.0)^\circ \text{сут}^{-1}$, что указывает на увеличение скорости вращения при удалении от экватора на невысоких широтах. Изучение рисунков в указанном исследовании позволяет предположить, что такой результат объясняется большим разбросом значений скоростей для индивидуальных трассеров и их относительно небольшим общим количеством ($N = 906$). Указанный доверительный интервал подтверждает эту догадку. Вращение короны и хромосферы также было исследовано в [Routh et al., 2024] по наблюдениям в крайнем УФ диапазоне, полученным инструментом SDO/AIA. Авторы обнаружили значительное увеличение экваториальной скорости вращения и уменьшение широтного градиента скорости (коэффициента B в выражении 3.1) в верхних слоях атмосферы по сравнению с нижними. Опосредованный метод для измерения скорости вращения магнитных структур в короне был предложен в работе [Badalyan, Obridko, 2018]. Подход основан на экстраполяции фотосферного магнитного поля в корону до высот $2.45 R_\odot$ и измерении его периодов вращения для различных широт и высот. Исследование показало, что дифференциальность вращения короны сохраняется на всех рассмотренных высотах и зависит от фазы цикла активности. Анализ вращения корональных дыр по наблюдениям инструмента SOHO/EIT был выполнен в работе [Hiremath, Hegde, 2013]. Результаты показали, что в полном соответствии с предыдущими подобными исследованиями корональные дыры вращаются практически твердотельно, причем скорость вращения приблизительно на 1°сут^{-1} меньше, чем экваториальная скорость фотосферы, определенная по движению других трассеров. Авторы указывают, что настолько низкая скорость вращения характерна только для наиболее глубоких слоев Солнца под тахоклином.

Из сопоставления результатов измерений скорости вращения, представленных в таблице 2, видно, что полученные различными методами значения хорошо согласуются в пределах нескольких процентов. С другой стороны, трассеры показывают систематически более быстрое перемещение по сравнению с плазмой на поверхности Солнца. Обычно это объясняют тем, что большинство трассеров связано с магнитными жгутами, которые простираются вглубь конвективной зоны. Скорость движения магнитных структур может определять-

Таблица 2 — Коэффициенты из выражения 3.1, полученные в предыдущих работах с помощью различных методов.

Метод	$A, {}^{\circ}\text{сут}^{-1}$	$B, {}^{\circ}\text{сут}^{-1}$	$C, {}^{\circ}\text{сут}^{-1}$	Источник
Рекуррентные пятна	14.38	−2.96	—	[Newton, Nunn, 1951]
Группы пятен	14.531	−2.75	—	[Pulkkinen, Tuominen, 1998]
Группы пятен	14.551	−2.87	—	[Balthasar, Vazquez, Woehl, 1986]
Группы пятен	14.37	−2.59	—	[Brajša et al., 2002]
Пятна	14.522	−2.84	—	[Howard, Gilman, Gilman, 1984]
Группы пятен	14.393	−2.95	—	[Howard, Gilman, Gilman, 1984]
Группы пятен	14.451	−2.72	—	[Nagovitsyn, Pevtsov, Osipova, 2018]
Пятна	14.381	−2.72	—	[Jha et al., 2021]
Магнитные элементы	14.307	−1.98	−2.15	[Snodgrass, 1983]
Магнитные элементы	14.42	−2.00	−2.09	[Komm, Howard, Harvey, 1993b]
Магнитные элементы	14.34	—	—	[Meunier, 1999]
Магнитные элементы	14.296	−1.847	−2.615	[Lamb, 2017]
Магнитные элементы	14.437	−1.48	−2.99	[Hathaway, Rightmire, 2011]
Супергранулы	14.71	−2.39	−1.78	[Snodgrass, Ulrich, 1990]
Гранулы	14.207	—	—	[Roudier et al., 2018]
Волокна	14.45	−0.11	−3.69	[Brajša et al., 1991]
Факелы	14.61	−2.18	−1.10	[Mishra et al., 2024]
Корон. яркие точки	14.496	−2.77	−1.40	[Brajša et al., 2004]
Корон. яркие точки	14.39	−1.91	−2.45	[Hara, 2009]
Корон. яркие точки	14.499	−2.54	−0.77	[Wöhl et al., 2010]
Корон. яркие точки	14.47	+0.6	−4.78	[Sudar et al., 2015]
Корональные дыры	13.71	−0.81	—	[Hiremath, Hegde, 2013]
Спектроскопия	13.76	−1.74	−2.19	[Howard, Harvey, 1970]
Спектроскопия	14.05	−1.49	−2.61	[Snodgrass, 1984]
Спектроскопия	14.04	−2.03	−2.07	[Ulrich et al., 1988]
Спектроскопия	13.91	−1.19	−2.04	[Rao et al., 2024]
Гелиосейсм. ($0.995R_{\odot}$)	14.17	−1.63	−2.52	[Schou et al., 1998]

ся скоростью плазмы на некоторой характерной глубине, где «удерживаются» основания магнитных петель, формирующих трассер, что будет подробнее рассмотрено в § 3.2.

3.1.2 Измерение доплеровских смещений

Спектроскопический метод заключается в измерении доплеровских смещений спектральных линий, формирующихся в атмосфере Солнца. Смещение профиля линии указывает на движение плазмы вдоль луча зрения. В отличие от трассеров, которые обычно наблюдаются на определенных преимущественных широтах, что затрудняет измерение дифференциального вращения для всего диска Солнца, спектроскопический метод может быть применен ко всем широтам. С другой стороны, подход требует учета множества факторов, влияющих на конечные измерения, таких как рассеянный свет, размытие изображений атмосферной турбулентностью, собственные движения локальных участков плазмы (грануляция на различных пространственных масштабах), меридиональная циркуляция, неточность определения оси вращения звезды, поляризация излучения и других эффектов [Ulrich et al., 1988; Beck, 2000]. Наиболее простые измерения подразумевают аппроксимацию зависимости доплеровских скоростей для одного широтного интервала от косинуса долготы, после чего полученные значения аппроксимируются выражением 3.1 для всех широт.

Результаты наиболее ранних измерений дифференциального вращения, полученные спектроскопическим методом до 1932 года, могут быть найдены в таблице 1 в работе [Mahajan et al., 2024]. После создания электронных магнитографов, появилась возможность проводить анализ длительных рядов данных доплеровских скоростей, что позволило, в том числе, обнаружить торсионные колебания. Наибольшее количество работ было выполнено с использованием наблюдений обсерватории Маунт Вилсон. В исследовании [Howard, Harvey, 1970] анализировались доплерограммы за временной интервал с 1966 г. по 1968 г. Бы-

ли измерены константы из выражения 3.1, приведенные в таблице 2. Скорость экваториального вращения составила $A = 13.76^{\circ}\text{сут}^{-1}$, что меньше определенного в работе [Snodgrass, 1984] значения $A = 14.05^{\circ}\text{сут}^{-1}$, выполненной после рекалибровки доплерограмм, однако в согласии с результатами исследования [Livingston, 1969b], проведенного по данным обсерватории Кит Пик. Более низкие скорости экваториального вращения по измерению доплеровских смещений также получены, например, сотрудником Пулковской обсерватории Белопольским [Belopolsky, 1933]. Анализ изменения скорости вращения с высотой, выполненный по спектральным линиям, формирующими в разных слоях атмосферы, показал, что хромосфера показывает тенденцию более быстрого вращения по сравнению с фотосферой [например, Livingston, 1969a]. Наиболее полный учет возможных факторов, влияющих на измерение дифференциального вращения спектроскопическим методом выполнен в недавней работе [Ulrich, Tran, Boyden, 2023].

Довольно информативное исследование [Rao et al., 2024] было проведено относительно недавно по данным орбитальной обсерватории CHASE [Li et al., 2022]. Космический аппарат проводит наблюдения полного диска Солнца в линиях Fe I 6569.2 Å, Si I 6560.6 Å и H_α 6562.8 Å, что позволяет одновременно измерять доплеровские скорости плазмы от фотосферы до верхней хромосферы. Авторы нашли, что скорость дифференциального вращения постепенно увеличивается с высотой, коэффициент A из выражения 3.1 равен $(13.91 \pm 0.07)^{\circ}\text{сут}^{-1}$ для фотосферы на высоте около $h \approx 70$ км и $(15.26 \pm 0.27)^{\circ}\text{сут}^{-1}$ для хромосферы $h \approx 950$ км. Как можно видеть из таблицы 2, скорость дифференциального вращения плазмы в фотосфере систематически ниже, чем скорость перемещения магнитных структур.

3.1.3 Гелиосейсмология

Гелиосейсмология анализирует колебания плазмы на поверхности Солнца, что позволяет получить информацию о внутренних течениях в конвективной зоне. Входными данными для методов служат доплерограммы всего диска или отдельных его участков, полученные с хорошим временным и пространственным разрешением. Гелиосейсмологию условно можно разделить на глобальную и локальную. В первом случае наблюдаемые на всей сфере Солнца колебания раскладываются на сферические гармоники, каждая из которых характеризуется своим набором «квантовых» чисел и частотой колебаний. Анализ спектров распределения энергии по различным компонентам позволяет измерить, в том числе, угловую скорость вращения в результате инверсии данных. В локальной гелиосейсмологии выделяют два основных подхода: анализ кольцевых диаграмм [англ. ring diagram analysis, Hill, 1988] и пространственно-временная гелиосейсмология [англ. time-distance helioseismology, Duvall et al., 1993]. В первом проводится анализ временных вариаций двумерных спектров мощности, полученных с помощью преобразования Фурье для участка солнечной поверхности. Пространственно-временная гелиосейсмология основана на измерении времени прохождения звуковой волны между двумя точками на поверхности Солнца. Это время зависит от внутренних течений и различных подповерхностных неоднородностей, которые изменяют скорость звука.

Замечательным результатом гелиосейсмологии является определение изменения дифференциального вращения Солнца с глубиной. На рисунке 3.1 показаны результаты измерения скорости плазмы в конвективной зоне, полученные в работах [Thompson et al., 1996] и [Howe et al., 2000] по данным различных инструментов и с помощью разных алгоритмов инверсии. Видно, что результаты хорошо согласуются между собой и дают качественное представление о вариациях скорости плазмы в конвективной зоне Солнца. Для невысоких широт, на которых обычно наблюдаются активные области, при продвижении от поверхности вглубь звезды скорость увеличивается до максимальных значений

в окрестности лептоклина ($\approx 0.95R_{\odot}$). Затем скорость постепенно уменьшается вплоть до тахоклина в основании конвективной зоны. Вращение более глубоких слоев напоминает твердотельное.

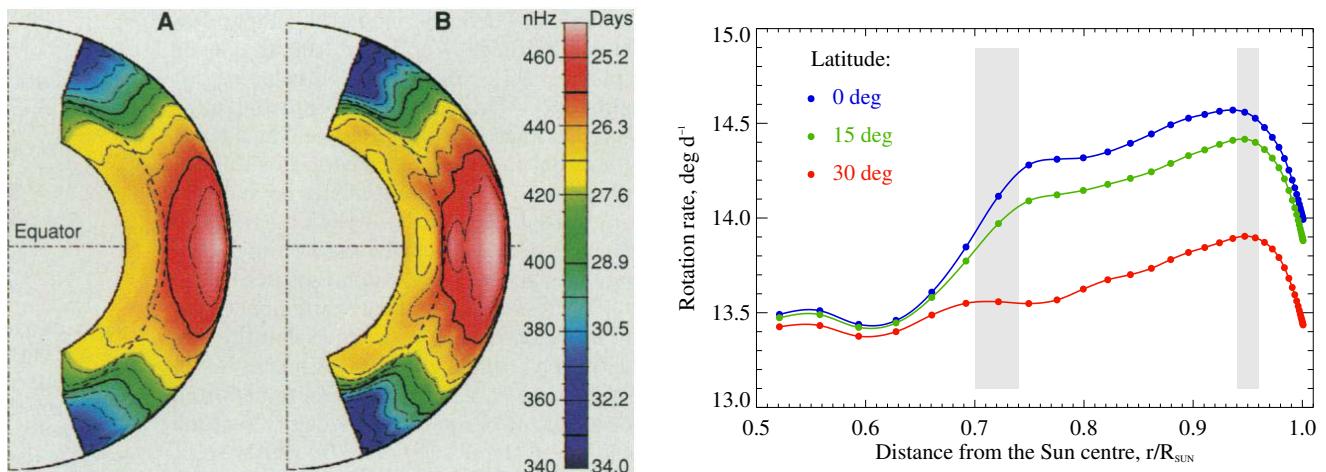


Рисунок 3.1 — Слева – Скорость вращения плазмы в конвективной зоне, определенная различными методами глобальной гелиосейсмологии в работе [Thompson et al., 1996]. Справа – Изменение скорости вращения плазмы с глубиной для нескольких широт. Данные получены методами глобальной гелиосейсмологии в работе [Howe et al., 2000], иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Litvishko, 2023].

3.2 Угловая скорость вращения групп пятен и ее вариации

Активные области, которые являются основным объектом исследования данной работы, проявляются на изображениях в белом свете в виде групп пятен. Для последних накоплены наиболее длительные ряды наблюдений, что позволяет в деталях проанализировать особенности их перемещения по диску Солнца. Расширенная версия таблицы 2 с результатами измерений скорости вращения групп пятен, выполненными до 1932 г. приведена в работе [Mahajan et al., 2024]. Появление групп пятен на широтах не более $\pm 40^\circ$ часто затрудняет надежное определение коэффициента C из формулы Фая 3.1, поэтому во многих случаях ограничиваются измерением величин A и B . В описанных ниже работах использу-

зовались, в основном, базы данных групп пятен Гринвичской обсерватории (The Greenwich Photo-heliographic Results) и обсерватории Кодайканал.

Одна из наиболее цитируемых работ была выполнена Ньютона и Нанном [Newton, Nunn, 1951], которые проанализировали вращение отдельных рекуррентных солнечных пятен, в общей сложности используя данные за шесть 11-летних циклов. Авторы не нашли значимых вариаций дифференциального вращения с номером или фазой солнечного цикла, как и заметной асимметрии вращения в северном и южном полушариях, однако показали, что скорость перемещения по диску зависит от фазы развития группы пятен. В работе, как упоминалось в § 3.1.1, измерялось время между последовательными пересечениями пятном центрального меридиана, что сильно ограничивало количество доступных трассеров. Исследование было развито Уордом [Ward, 1966], который анализировал ежедневное смещение групп пятен по поверхности Солнца, что позволило значительно увеличить общую выборку. Он нашел, что группы пятен показывают большую скорость вращения по сравнению с рекуррентными пятнами из [Newton, Nunn, 1951], а также что скорость вращения зависит от размера и формы группы пятен. Так, группы с большой площадью в среднем перемещались медленнее, чем маленькие, причем разница в скорости достигала 2% на широтах около 30° и уменьшалась до несущественных значений около экватора. При этом вытянутые вдоль параллелей группы пятен показывали большую скорость вращения по сравнению с группами, форма которых была более округлой. Данные наблюдений за более чем столетний интервал использовались в работе Бальтазара и др. [Balthasar, Vazquez, Woehl, 1986], которые расширили свое предыдущее исследование [Balthasar, Woehl, 1980]. Авторы показали, что скорость вращения зависит от формы группы пятен: наиболее медленное вращение показывают группы типа Н и J по Цюрихской классификации, т.е. стабильные униполярные пятна, а наиболее быстрое – биполярные группы классов С и D. Для рекуррентных групп было найдено замедление скорости вращения со временем и практически постоянная скорость отдельных рекуррентных пятен, что находится в полном соответствии с результатами предыдущей работы этого же коллектива [Balthasar, Schuessler, Woehl, 1982].

Данные обсерватории Маунт Вилсон были использованы в ряде работ для исследования угловой скорости вращения пятен и групп пятен. Говард и др. [Howard, Gilman, Gilman, 1984], анализируя ряд длительностью 62 года, показали, что в среднем индивидуальные пятна смещаются быстрее, чем группы пятен, причем оба типа трассеров показывают большее значение скорости по сравнению с допплеровскими измерениями. Группы пятен также были разделены на три выборки по площади, в каждой из которых насчитывалось не менее нескольких тысяч трассеров. Расчеты показали, что группы с наибольшей площадью вращаются медленнее остальных, а с наименьшей – быстрее [см. рисунок 4 в Howard, Gilman, Gilman, 1984]. Одной из возможных и наиболее очевидных причин такого поведения может быть большее сопротивление плазмы движению магнитных трубок с большим сечением вследствие вязкости. Авторы провели дополнительное исследование и не нашли этому подтверждение. Четыре ряда наблюдений групп пятен, в общий сложности перекрывающих временной интервал с 1853 по 1996 гг., был проанализирован в работе [Pulkkinen, Tuominen, 1998]. В отличие от исследования [Newton, Nunn, 1951], авторы нашли, что скорость вращения меняется с номером цикла и эти изменения сложно объяснить неоднородностью использованных рядов. Также было указано на северо-южную асимметрию вращения групп пятен, что, однако, может быть следствием асимметрии активности в целом [см., например, Vizoso, Ballester, 1990]. Закон дифференциального вращения согласно [Pulkkinen, Tuominen, 1998] меняется с фазой цикла: вблизи минимума активности вращение приэкваториальной области напоминает твердотельное, а в максимуме активности оно более дифференциально. Наиболее существенный результат касается изменения скорости вращения групп пятен с возрастом – она уменьшается по мере эволюции группы. Самое сильное замедление наблюдалось для рекуррентных пятен во время первого оборота, после чего скорость стабилизировалась около некоторого значения. Авторы показали, что разница в скорости связана не с размером группы пятен (во время всплытия «молодые» группы постепенно увеличиваются, а скорость перемещения в свою очередь зависит от площади), а именно с возрастом. Подобные результаты о замедлении групп пятен со временем были получены

в ряде других работ. В исследовании [Gokhale, Hiremath, 1984] авторы нашли, что группы пятен в самом начале развития показывают ускорение, а после – более существенное замедление, которое в целом превалирует при рассмотрении всего времени жизни. В работах [Zappala, Zuccarello, 1991] и [Zuccarello, 1993] показано, что группы пятен на второй день после всплытия имеют наибольшую скорость для всех широт по сравнению в рекуррентными группами, а скорость вращения последних минимальна и приближается к скорости плазмы на уровне фотосферы.

Наговицын и др. [Nagovitsyn, Pevtsov, Osipova, 2018] рассматривали разницу во вращении двух популяций групп пятен, основным признаком для разделения на популяции при этом является время жизни. Более ранние работы авторов показали, что небольшие короткоживущие группы (англ. small short-lived sunspot groups) и большие долгоживущие группы (англ. large long-lived sunspot groups) различаются статистически по ряду свойств, таких как площадь [Nagovitsyn, Pevtsov, 2016], связь между площадью и магнитным потоком [Nagovitsyn et al., 2016], отношением площади пятна к площади тени [Nagovitsyn, 2024] и других. Было установлено, что распределение скоростей вращения групп пятен не может быть корректно описано одномодальным распределением. Небольшие короткоживущие группы показывают быстрое вращение, тогда как большие долгоживущие, в свою очередь, также разделяются на популяцию вращающихся быстро и вращающихся медленно. Более детально вопрос был рассмотрен в работе Осиповой и Наговицына [Osipova, Nagovitsyn, 2022], которые показали, что разделение по скорости вращения связано с морфологией долгоживущих групп пятен: высокая скорость характерна для протяженных в долготном направлении групп, тогда как относительно медленное движение присуще одиночным пятнам или кластерам одиночных пятен, что согласуется с результатами Уорда [Ward, 1966], упомянутыми ранее.

Бальтазар и др. [Balthasar, Schuessler, Woehl, 1982] предложили три объяснения замедлению вращения групп пятен со временем. Первое заключается в постепенном дрейфе групп к полюсам вследствие меридиональной циркуляции. При смещении на более высокие широты, группы пятен начинают вращаться

медленнее из-за уменьшения скорости движения плазмы. Однако оценки показали, что замедление вследствие изменения широты незначительно по сравнению с наблюдаемым. Второй альтернативой была следующая качественная картина: группы пятен появляются на поверхности связанными с быстро вращающимися слоями конвективной зоны, после чего связь обрывается каким-либо образом и группы замедляются в результате торможения в вязкой плазме у поверхности. Авторы выполнили несложные математические расчеты, описывающие процесс взаимодействия магнитной трубы с плазмой, которые показали, что такой механизм уменьшения скорости маловероятен. Третий вариант подразумевает наличие постоянной связи группы пятен с магнитной трубкой (согласно Бальтазару и др.) в конвективной зоне. Трубка удерживается в некотором слое, при этом скорость движения группы на поверхности определяется скоростью вращения этого слоя. Со временем трубка постепенно поднимается к поверхности через слои с иной скоростью вращения, вследствие чего скорость перемещения группы пятен также изменяется. Авторы не предложили метода, который позволил бы проверить правомочность такой картины. Тем не менее, гипотеза стала широко распространена и часто упоминается при объяснении различий в скорости вращения групп пятен разных размеров и ее вариаций. Для обозначения глубины, на которой удерживается магнитная трубка или магнитный жгут, в англоязычной литературе используют термин «anchoring depth». В этой работе будут применяться выражения «глубина укоренения» или «магнитные корни» в соответствии с еще одним встречающимся обозначением «magnetic roots», которое используется для указания на продолжение магнитного жгута в конвективной зоне, удерживающегося на определенной глубине.

Гипотеза магнитного укоренения позволяет сделать некоторые предположения о глубинах удержания магнитных жгутов, привлекая данные гелиосейсмологии. Обратившись к зависимости скорости вращения внутренних слоев конвективной зоны от глубины, показанной на рисунке 3.1, можно видеть, что наиболее быстровращающиеся группы пятен могут быть связаны с магнитными жгутами, удерживающимися на расстоянии $\approx 0.95R_{\odot}$, где скорость вращения максимальна. Относительно «медленные» образования могут быть связаны как

с более глубокими, и с приповерхностными слоями, где плазма вращается медленнее. Соответственно, замедление группы пятен с возрастом, найденное во множестве упомянутых выше исследований, может быть признаком подъема ее магнитных корней с глубины $\approx 0.95R_{\odot}$ ближе к уровню фотосферы. Такой вывод сделал Бек в своем обзоре результатов измерений дифференциального вращения Солнца [Beck, 2000]. С этим, по-видимому, связано устоявшееся мнение, что наиболее «старые» униполярные группы пятен удерживаются в приповерхностном слое. С другой стороны, вращающиеся медленно крупные группы пятен должны формироваться или глубже $\approx 0.95R_{\odot}$, в более медленных слоях, а затем подниматься и показывать ускорение, что редко упоминается в работах, или еще ближе к поверхности, что плохо согласуется с общим распределением масштабов в конвективной зоне. На возможность формирования на разных глубинах двух популяций групп пятен, изучаемых в работах Наговицына и др., намекается в статье [Nagovitsyn, Pevtsov, Osipova, 2018].

Тем не менее, ряд работ обнаруживает ускорение групп пятен со временем. Авторы исследования [Javaraiah, Gokhale, 1997] показали, что кривая изменения скорости вращения групп пятен со временем хорошо согласуется с кривой изменения угловой скорости плазмы с глубиной. Отличием от предыдущих работ является то, что авторы провели сортировку групп пятен по времени жизни и сравнивали скорость вращения на одинаковых этапах развития. Наиболее короткоживущие группы со временем жизни около двух суток показывали самое быстрое вращение, а группы с временем жизни 12 суток – наименьшую в начальный момент развития. В отличие от множества других работ, в [Javaraiah, Gokhale, 1997] было обнаружено ускорение вращения со временем для крупных структур. Результаты были интерпретированы как изначальное формирование магнитных жгутов, образующих крупные группы пятен, вблизи дна конвективной зоны, а затем постепенный подъем магнитных корней к поверхности через все более быстрые слои со скоростью 21 Мм сут^{-1} . Соответственно, группы пятен с временем жизни от 2 до 12 суток формировались по всей толщине конвективной оболочки от лептоклина ($\approx 0.95R_{\odot}$) до тахоклина ($\approx 0.72R_{\odot}$). Качественно подобные результаты были получены позже в работе [Hiremath,

2002], где было показано, что при разделении групп пятен по времени жизни можно выделить как фазу ускорения вращения на первых этапах развития, так и последующее замедление, что может говорить о подъеме магнитных корней и их прохождении через быстро вращающийся слой плазмы в области лептоклина в моменты наблюдения максимальной скорости. Указанные работы были выполнены по наблюдениям обсерватории Кодайканал. Подтверждение ускорения групп пятен на ранних этапах развития по данным обсерватории Маунт Вилсон было получено позже в работе [Sivaraman et al., 2003].

Предположение о магнитном укоренении неявно подразумевает, что продолжение магнитного жгута поднимается к поверхности, причем без изменения гелиографической широты в процессе подъема. Следовательно, если гипотеза верна, измерение скорости вращения трассеров и ее вариаций является мощнейшим инструментом для диагностики локальных концентраций магнитного потока внутри конвективной зоны. При этом необходимо отметить, что удержание магнитного жгута на некоторой глубине не обязательно означает, что он был сформирован в этом же слое [Norton et al., 2013].

3.3 Сравнение скоростей вращения активных областей, измеренных по магнитограммам и изображениям в континууме

Группы пятен в качестве трассеров обладают одним существенным недостатком, связанным как с систематическим изменением морфологии во время эволюции, а именно, как правило, с более быстрой диссипацией хвостовой части, так и с собственным движением пятен (англ. proper motion) внутри группы. На это впервые было указано Кристофером Петроваем в работе [Petrovay, 1993], на рисунке 3.2 показана иллюстрация из работы для объяснения причин ошибок. Типичные этапы развития группы пятен включают в себя появление двух поларностей с приблизительно сопоставимой площадью, затем более быструю диссипацию хвостовой части. К концу эволюции часто наблюдается лишь одиночное пятно, являющееся остатком ведущей поларности группы. Помимо

этого, возможны движения пятен друг относительно друга, особенно на ранних этапах развития. При измерении скорости вращения группы пятен обычно опираются на измерение ее центра, средневзвешенного по площади или интенсивности в континууме. Как понятно из рисунка 3.2, такой центр будет смещаться в сторону более крупной и когерентной ведущей полярности со временем, что неизбежно внесет ошибку в определение реальных координат той магнитной структуры, которая формирует группу пятен. Поскольку чаще всего более быстрая диссипация наблюдается для восточной хвостовой части, ошибка будет систематической. Ниже проведено сравнение скоростей перемещения для одной и той же выборки активных областей, измеренных по изображениям в континууме и по картам продольного магнитного поля. Результаты параграфа опубликованы в работе [Kutsenko, Abramenko, 2022].

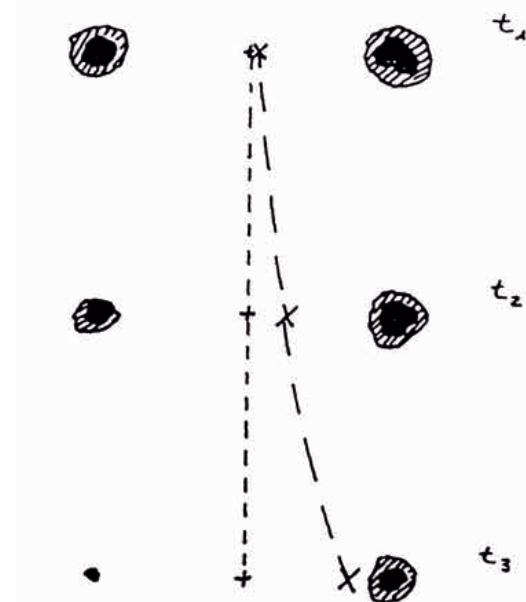


Рисунок 3.2 — Схематическая иллюстрация ошибочного измерения центра группы пятен вследствие более быстрой диссипации хвостовой части. Символом «+» обозначен истинный центр группы, символом «×» — видимый. Рисунок из [Petrovay, 1993].

Различие в измеренных положениях активной области при использовании реальных наблюдений показано на рисунке 3.3. На верхних панелях представлены изображения активной области NOAA 12489 в континууме в последовательные моменты времени ее развития, на нижних панелях — соответствующие карты продольного магнитного поля. Желтые кресты указывают на положение

средневзвешенного центра по интенсивности в континууме для верхних панелей и по плотности магнитного потока без учета знака для нижних панелей. На картах магнитного поля также показаны средневзвешенные центры ведущей и хвостовой полярностей синими и красными крестами, соответственно. Зеленый крест на нижних панелях – геометрический центр между двумя полярностями, который принимается за истинное положение магнитной структуры.

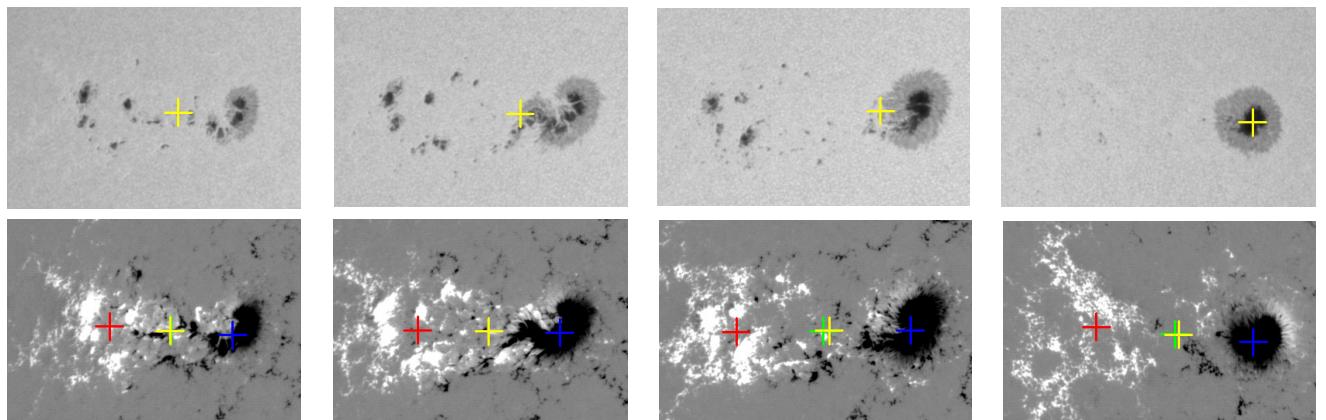


Рисунок 3.3 – Изображения в континууме (верхние панели) и карты продольного магнитного поля (нижние панели) активной области NOAA 12489, полученные в последовательные моменты времени инструментом SDO/HMI с 27 января по 1 февраля 2016 г. Желтые кресты на каждой панели показывают положение средневзвешенного центра по интенсивности в континууме или по плотности магнитного потока без учета знака. На картах магнитного поля обозначены средневзвешенные центры ведущей и хвостовой полярностей синими и красными крестами, соответственно. Зеленый крест на нижних панелях – геометрический центр между двумя полярностями. Видно постепенное смещение средневзвешенного центра группы пятен на верхних панелях в сторону ведущей части по мере развития активной области. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, 2022].

Внимательно изучая рисунок 3.3, несложно понять, что по мере эволюции активной области возможно выделить четыре этапа движения ее видимого центра при использовании только изображений в континууме:

- на первых этапах развития площади ведущей и хвостовой частей сопоставимы, видимый центр смещается со скоростью, близкой к скорости истинного центра магнитной структуры;

- хвостовая часть начинает диссипировать, уменьшаясь по суммарной площади. Видимый центр группы пятен начинает движение в сторону ведущей полярности, что можно интерпретировать как ускорение вращения;
- хвостовая часть диссириует еще сильнее, становясь по площади несущественной по сравнению с ведущей. Видимый центр тяжести приближается к ведущему пятну, замедляясь;
- хвостовая часть диссириует полностью, видимый центр тяжести совпадает с центром ведущей полярности. Скорость вращения всей группы пятен наименьшая и определяется скоростью магнитной структуры.

Следовательно, практически все результаты, найденные для вариации скоростей вращения групп пятен и описанные в § 3.2, могут быть объяснены эффектом более быстрой диссипации хвостовой части. Действительно, при сортировке групп пятен по времени жизни только долгоживущие образования с временем жизни около недели и более показывали ускорение [Javaraiah, Gokhale, 1997; Hiremath, 2002], что может говорить о прохождении всех четырех этапов, представленных выше. Можно предположить, что для небольших групп пятен с временем жизни несколько дней не формируется достаточно когерентная хвостовая часть и видимый центр тяжести сразу начинает смещаться к ведущей части от истинного центра. Разница в скорости вращения вытянутых вдоль параллелей и компактных групп пятен, обнаруженная в работах Уорда [Ward, 1966] и Осиповой и Наговицына [Osipova, Nagovitsyn, 2022] может быть объяснена более быстрой диссипацией восточной хвостовой части в первом типе групп. Компактные группы состоят из одного или нескольких пятен ведущей полярности, либо представляют собой тесные δ -структуры по классификации Хейла или подобные им образования, в которых диссипация обеих полярностей происходит равномерно или, из-за относительно небольшого размера группы вдоль долготы, не оказывает существенного влияния на видимый центр группы. Также становится легко понятным медленное вращение рекуррентных пятен. На указанные эффекты накладывается собственное движение пятен внутри группы, что еще усложняет картину. Измерение скорости вращения отдельных

пятен, а не групп, также будет приводить к подобным некорректным результатам из-за расхождения пятен от истинного центра активной области во время всплытия (в восточном направлении для хвостового и западном для ведущего). Интересно, что средневзвешенный по плотности магнитного потока центр тяжести активной области, показанный желтыми крестами на нижних панелях рисунка 3.3, практически совпадает с истинным центром (зеленый крест). Повидимому, это связано с тем, что магнитный поток в течение всего интервала наблюдений для показанной области остается сбалансированным.

Помимо прочего, из рисунка 3.3 также ясно, что к моменту полной диссипации пор и пятен в хвостовой части видимый центр группы будет смещен на запад по отношению к истинному центру активной области. Следовательно, средняя скорость движения группы пятен будет казаться выше по сравнению со скоростью самой магнитной структуры. Далее проводятся численные оценки степени влияние этого эффекта на величину измеряемой скорости вращения. Для анализа использовались магнитограммы продольного поля и изображения в континууме, полученные инструментов SDO/HMI. Процедуры для измерения координат центра активной области описывались частично в § 2.6 и будут более подробно представлены в § 3.4.1. Вкратце, проводилось ручное выделение каждого трассера на магнитограммах полного диска, после чего он отслеживался методом кросс-корреляции на предыдущих и последующих кадрах. Отслеживание проводилось до тех пор, пока центр выделенной области находился в пределах $\pm 60^\circ$ от центрального меридиана. Соответствующие полученным картам магнитного поля участки выделялись из изображений полного диска Солнца в континууме. В результате были подготовлены кубы данных с временным разрешением 2 часа для каждого трассера.

Для измерения скоростей вращения рассчитывались координаты центров активной области. Для обоих типов карт проводилось биннирование по 2×2 пикселя для уменьшения влияние шумов. Для каждой активной области рассчитывались координаты двух центров. Первый определялся по картам магнитных полей как геометрический центр между средневзвешенными по плотности магнитного потока центроидами противоположных магнитных поллярностей (выра-

жение 2.5). Для униполярных активных областей положение центроида основной полярности принималось за центр всего трассера. Второй рассчитывался из изображений в континууме как средневзвешенный по интенсивности центр группы пятен, соответствующей активной области. Положения обоих центров в координатах пикселей матрицы переводились в гелиографические широту и долготу с помощью стандартной библиотеки среды IDL.

Для каждой активности области рассчитывался ее беззнаковый магнитный поток (выражение 2.4). Зависимость магнитного потока от времени использовалась для определения интервала, когда активная область находилась в наиболее развитом состоянии, т.е. с момента окончания всплытия до потери приблизительно половины от максимального магнитного потока. Для этого временного промежутка проводилась аппроксимация зависимости долгот трассера от времени линейной функцией, наклон которой принимался за синодические скорости ω_{syn}^{ci} и ω_{syn}^m , полученные по изображениям в континууме и по магнитограммам, соответственно. Сидерические скорости ω_{sid}^{ci} и ω_{sid}^m вычислялись путем прибавления поправки, учитывающей вращение Земли вокруг Солнца [Skokić et al., 2014; Lamb, 2017; Kutsenko, 2021].

В общей сложности было проанализировано 670 активных областей, наблюдавшихся с 2010 по 2016 гг., из которых 174 были униполярными и 496 би- или мультиполлярными. Максимальный магнитный поток менялся в пределах $(1\text{--}12.4)\cdot10^{22}$ Мкс. Диапазон широт, на которых наблюдались трассеры, составлял $\pm35^\circ$. На рисунке 3.4 показаны гистограммы распределения разностей $\omega_{syn}^{ci} - \omega_{syn}^m$. Как и ожидается, распределение для униполярных активных областей (красная кривая) имеет моду около нуля. Гистограмма для биполярных трассеров явно смещена в сторону положительных значений, что говорит о том, что использование изображений в континууме приводят к получению больших значений скоростей вращения по сравнению с магнитограммами для одних и тех же объектов. Среднее значение разности $\omega_{syn}^{ci} - \omega_{syn}^m$ для всех биполярных трассеров равно $0.45^\circ\text{сут}^{-1}$.

Значения скоростей ω_{syn}^{ci} и ω_{syn}^m для биполярных активных областей могут принадлежать одному распределению и различаться лишь из-за ошибок изме-

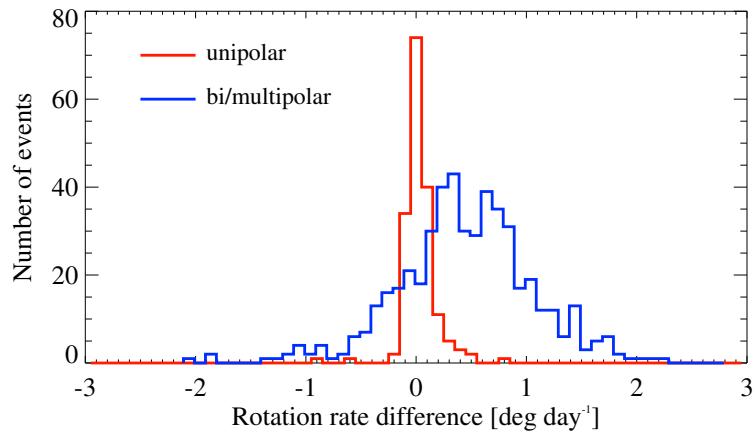


Рисунок 3.4 — Гистограммы распределения разностей $\omega_{syn}^{ci} - \omega_{syn}^m$ для униполярных (синяя кривая) и би-/мультиполярных (красная кривая) активных областей. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, 2022].

рений. Для проверки этой гипотезы был проведен статистический z-тест. Средние значения распределений $14.261 \text{ } ^\circ\text{сут}^{-1}$ для магнитограмм и $14.706 \text{ } ^\circ\text{сут}^{-1}$ для изображений в континууме, стандартные отклонения равны соответственно $0.293 \text{ } ^\circ\text{сут}^{-1}$ и $0.708 \text{ } ^\circ\text{сут}^{-1}$. Нулевая гипотеза предполагает, что средние значения распределений одинаковые, а численное несоответствие между ними обусловлено исключительно погрешностями измерений. Тривиальные расчеты дают значение $z = 12.9$ при числе точек $N = 496$, что больше критического значения $z \approx 3.3$ для доверительного интервала 99.9%. Следовательно, нулевая гипотеза должна быть отвергнута, а распределения скоростей, измеренных по магнитограммам и по изображениям в континууме, имеют статистически различные средние значения. Аппроксимация распределений формулой Фая 3.1 дает выражения

$$\omega_{sid}^{ci} = (14.69 \pm 0.02) - (1.17 \pm 0.51) \sin^2 \varphi - (4.79 \pm 2.44) \sin^4 \varphi \quad (3.2)$$

и

$$\omega_{sid}^m = (14.34 \pm 0.01) - (2.87 \pm 0.24) \sin^2 \varphi - (0.18 \pm 1.08) \sin^4 \varphi. \quad (3.3)$$

Как видно, использование изображений в континууме в качестве исходных данных приводит к завышенной скорости экваториального вращения.

Далее все трассеры были разделены по широте на двухградусные интервалы, в каждом рассчитывалось среднее значение и стандартная девиация скорости вращения. Результаты представлены на рисунке 3.5. Сплошные кривые показывают аппроксимацию распределений ω_{syn}^{ci} и ω_{syn}^m выражениями 3.2 и 3.3. Как видно, скорость вращения, определенная по изображениям в белом свете, выше для любых широт. Более того, разница между экваториальной скоростью $A^{ci} - A^m = 0.35^{\circ}\text{сут}^{-1}$ сопоставима с вариацией скоростей между экватором и наиболее высокими широтами, на которых вообще наблюдаются активные области. Также обращает на себя внимание больший разброс значений в бинах, рассчитанных по изображениям в континууме.

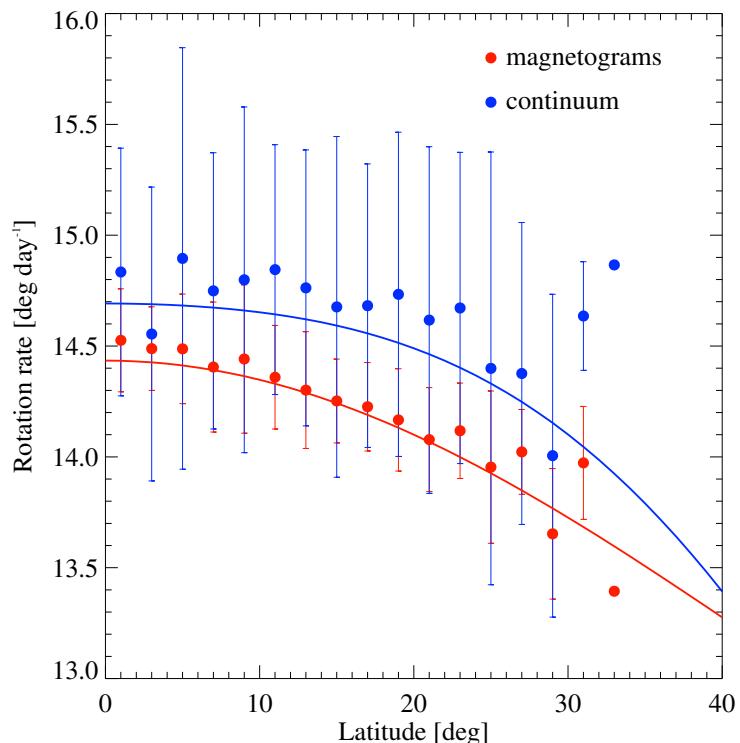


Рисунок 3.5 — Красные и синие кружки показывают средние значения скоростей вращения активных областей в двухградусных широтных интервалах, рассчитанных по магнитограммам продольного поля и по изображениям в континууме, соответственно. Для каждого интервала также показана стандартная девиация. Сплошные кривые показывают аппроксимацию распределений выражениями 3.2 и 3.3. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, 2022].

3.4 Вращение эфемерных и активных областей как магнитных структур

Как видно из проведенного в предыдущем параграфе § 3.3 исследования, ряд обнаруженных ранее закономерностей для вариации скоростей вращения групп пятен может быть объяснен только лишь морфологическими особенностями трассеров. Их влияние на конечные получаемые значения довольно существенно. Более медленное вращение плазмы по сравнению с группами пятен также, возможно, связано с особенностями исходных данных для анализа, что будет проверено в следующих параграфах. Основной вывод заключается в том, что группы пятен не являются оптимальными трассерами для изучения вращения по диску Солнца активных областей. Последние являются прежде всего магнитными образованиями, поэтому карты магнитных полей в качестве исходных данных должны приводить к более корректным результатам. Также важным является необходимость рассматривать активную область как единое образование – магнитный жгут в форме петли, проникающий через фотосферу в корону. Ниже применяется такой подход для анализа скоростей вращения и их вариаций для магнитных диполей различных пространственных масштабов.

3.4.1 Измерение скорости вращения активных и эфемерных областей

Для анализа использовались магнитограммы полного диска продольного поля, полученные инструментом SDO/HMI. Одним из существенных отличий от предыдущих работ [например, Lamb, 2017] является то, что измерялась скорость вращения эфемерной или активной области как единой магнитной структуры, которая может состоять из множества отдельных элементов, а не каждого элемента в отдельности. Такой подход исключал автоматическое распознавание магнитных диполей, поскольку подобные алгоритмы не всегда верно выделяют

активные области на фоне локальных концентраций магнитного потока, оставшегося на поверхности в результате диссипации «старых» активных областей. Под эфемерными областями понимались магнитные диполи, всплытие которых явно прослеживается визуально на участках невозмущенной фотосферы и которые не имели присвоенных NOAA или HARP номеров. Такой выбор объектов для исследования потребовал их ручного выделения на магнитограммах полного диска прямоугольным контуром. Как и для предыдущих работ, отслеживание эфемерной или активной области осуществлялся методом кросс-корреляции на предыдущих и последующих во времени картах продольного магнитного поля. Отслеживание прекращалось, если центр выделенной области удалялся более чем на 60° от центрального меридиана. Все трассеры были изолированными в том смысле, что за все время наблюдения границу рамки не пересекал сколь-либо значимый магнитный поток извне. Таким образом были выделены 864 активных области, наблюдавшиеся с 05 мая 2010 г. по 31 декабря 2016 г. Количество активных областей на Солнце значительно меньше количества эфемерных областей, однако было выбрано только 322 последних. Они выбирались преимущественно около центра диска на участках, свободных от остатков магнитного потока диссипировавших активных областей. Для каждого трассера рассчитывался его полный беззнаковый магнитный поток согласно выражению 2.4. Суммирование проводилось только для пикселей, абсолютная плотность магнитного потока в которых превышала 18 Мкс см^{-2} .

Измерение скорости вращения проводилось следующим образом. Для уменьшения влияния шумов, размер карт продольного поля каждого трассера уменьшался путем бинирования 2×2 пикселей. Затем вычислялись положения центроидов противоположных магнитных поллярностей с использованием выражения 2.5. В расчетах участвовали только пиксели, плотность магнитного потока в которых превышала по модулю 100 Мкс см^{-2} . Положения центроидов в координатах пикселей детектора переводились в гелиографические координаты (Stonyhurst Heliographic Coordinates), для чего использовалась библиотека World Coordinate System среды IDL. В соответствии с аргументами, приведенными в § 3.3 и работе [Petrovay, 1993], гелиографическая долгота трассера $\theta(t)$

определялась как *среднее арифметическое* долгот центроидов противоположных магнитных полярностей. Это также существенно отличается от предыдущих исследований, в которых обычно определялся взвешенный по площади пятен или по магнитному потоку всей активной области центр. На рисунке 3.6 красной и синей кривыми показаны вариации гелиографической долготы центроидов противоположных магнитных полярностей в активной области NOAA 11066. Зеленая кривая на рисунке показывает среднее арифметическое этих долгот, а черная – средневзвешенную по модулю плотности магнитного потока долготу всей активной области без разделения на полярности. Видно, что значения долгот могут различаться в зависимости от этапа эволюции активной области, что связано с обычно более быстрой диссипацией хвостовой полярности и, как следствие, смещением средневзвешенного по всей активной области центра ближе к ведущей полярности.

Для измерения синодической скорости вращения ω_{syn} кривая $\theta(t)$ аппроксимировалась линейной функцией, наклон аппроксимации принимался за ω_{syn} . Для уменьшения влияние собственных взаимных движений магнитных элементов внутри активной области на этапе всплытия, для аппроксимации использовался только участок $\theta(t)$, соответствующий интервалу наибольшего развития объекта, обычно от достижения максимального магнитного до его уменьшения приблизительно вдвое от максимального. Этот временной интервал для активной области NOAA 11066 показан на рисунке 3.6 вертикальными штриховыми линиями. Следовательно, ω_{syn} показывает усредненную скорость вращения эфемерной или активной области за время ее максимального развития. В униполярных активных областях (α по классификации Хейла) одна из полярностей обычно представлена на магнитограммах слабой сеткой магнитных элементов на границах супергранул (англ. network magnetic field), поэтому измерение положения центроида такой структуры затруднено. По этой причине для униполярных областей синодическая скорость рассчитывалась по движению только основной магнитной полярности. Также для каждой эфемерной или активной области измерялось значение максимального магнитного потока за все время наблюдений.

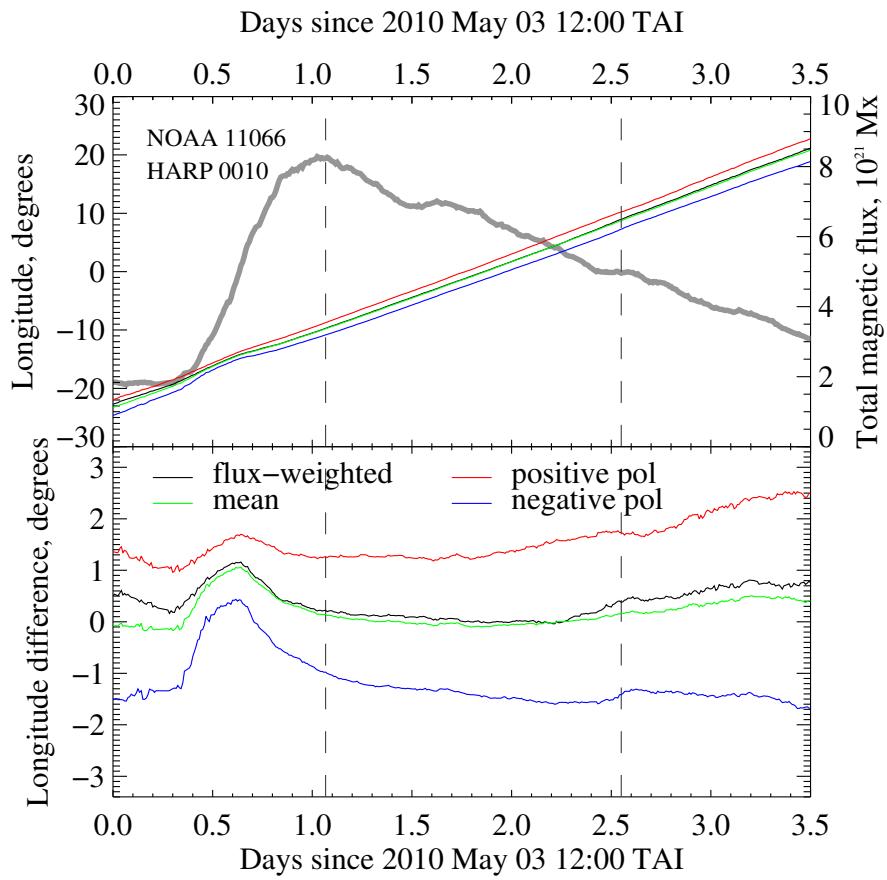


Рисунок 3.6 — Сверху – Полный магнитный поток (толстая серая кривая) активной области NOAA 11066. Цветные линии показывают долготу средневзвешенного по модулю плотности магнитного потока положительной (красная кривая) и отрицательной (синяя кривая) полярности активной области. Средняя долгота активной области и средневзвешенная по плотности магнитного потока без учета знака поля показаны зеленой и черной кривой, соответственно. Снизу – Разница между измеренными долготами активной области и опорной точкой, вращающейся с постоянной скоростью. Цветовая кодировка та же, что на верхней панели. Вертикальные штриховые линии на обеих панелях показывают временной интервал, для которого проводилась аппроксимация средней долготы линейной функцией для измерения скорости вращения. Иллюстрация из [Kutsenko, 2021].

Для расчета сидерической скорости применялась процедура, описанная в работах [Skokić et al., 2014; Lamb, 2017]. Сидерическая скорость трассера ω_{sid} определялась с помощью выражения

$$\omega_{sid} = \omega_{syn} + \frac{\omega_{Earth}}{r^2} \frac{\cos^2 \Psi}{\cos i}, \quad (3.4)$$

где ω_{Earth} – усредненная за год угловая скорость вращения Земли, r – расстояние между Солнцем и Землей в а.е., i – наклонение солнечного экватора к плоскости эклиптики, Ψ – угол между полюсом эклиптики и осью вращения Солнца. Расчет Ψ требует знания эфемерид, которые были найдены на сайте JPL Horizons (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>).

Как было сказано выше, в общей сложности было проанализировано 322 эфемерных и 864 активных области. Максимальный магнитный поток варьировался в пределах от $0.3 \cdot 10^{21}$ Мкс до $1.24 \cdot 10^{23}$ Мкс для активных областей и от $0.5 \cdot 10^{20}$ Мкс до $4.8 \cdot 10^{21}$ Мкс для эфемерных областей. Все трассеры наблюдались в пределах гелиографической широты $\pm 40^\circ$.

3.4.2 Связь скорости вращения и максимального магнитного потока

На рисунке 3.7 показаны измеренные сидерические скорости вращения активных и эфемерных областей. Ошибки показывают неопределенность σ_ω линейной аппроксимации $\theta(t)$ на уровне $1 \cdot \sigma$. Видно, что, как и ожидается, эфемерные области показывают больший разброс скоростей по сравнению с активными областями. По-видимому, это связано с большим влиянием турбулентных движений плазмы на поверхности на небольшие магнитные структуры эфемерных областей. Распределения были аппроксимированы выражением 3.1 методом Левенберга-Марквардта, вес точек в процедурах рассчитывался как $1/\sigma_\omega$. Численно аппроксимации описываются выражениями

$$\omega_{sid} = 14.369 - 2.54 \sin^2 \varphi - 1.77 \sin^4 \varphi \quad (3.5)$$

для активных областей и

$$\omega_{sid} = 14.47 - 1.62 \sin^2 \varphi - 3.32 \sin^4 \varphi \quad (3.6)$$

для эфемерных областей, где константы A , B и C измеряются в $^\circ\text{сут}^{-1}$. Погрешности в определении констант приведены на рисунке 3.7. Несмотря на зна-

чительный разброс скоростей, явно видно, что в среднем эфемерные области вращаются быстрее активных областей.

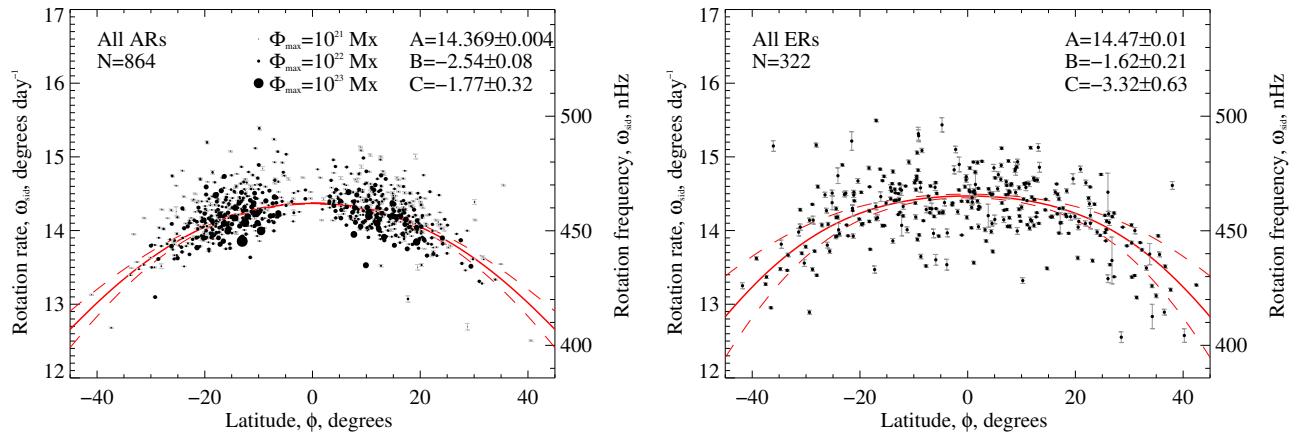


Рисунок 3.7 — Зависимость сидерической скорости вращения активных (левая панель) и эфемерных (справа) областей от гелиографической широты. Размер кружка на левой панели пропорционален максимальному магнитному потоку активной области. Ошибки показывают неопределенность линейной аппроксимации долготы $\theta(t)$ на уровне $1 \cdot \sigma$. Красная сплошная кривая показывает наилучшую аппроксимацию распределения выражением 3.1, штриховые красные кривые – доверительный интервал на уровне 2σ . Значения констант A , B , C и их ошибки определения представлены на панелях. Иллюстрация из [Kutsenko, 2021].

Площадь кружков на левой панели рисунка 3.7 пропорциональная максимальному магнитному потоку активных областей. Визуальный анализ показывает, что активные области с меньшим максимальным магнитным потоком показывают тенденцию более быстрого вращения. Для подтверждения этого вывода все активные области были разделены по отдельным широтным интервалам и построена зависимость скорости вращения от максимального магнитного потока, показанная на рисунке 3.8. Действительно, аппроксимация распределений линейной функцией (красные прямые) показывает отрицательный наклон, при этом коэффициент корреляции Пирсона для каждого интервала не превышает 0.25. Следовательно, активные области с большим магнитным потоком показывают тенденцию вращаться медленнее. Исключение для интервала 25° – 30° в северном полушарии на рисунке 3.7 скорее всего связано с недостатком данных для этой широты.

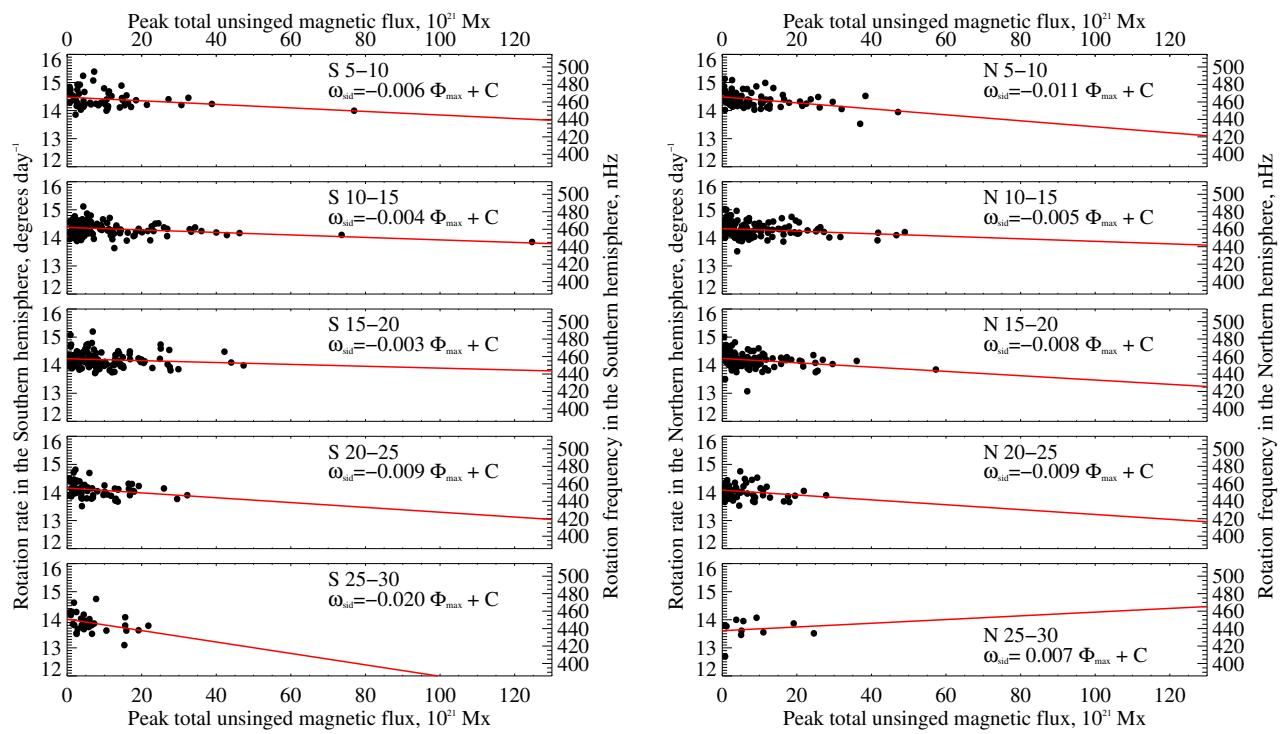


Рисунок 3.8 — Зависимость сидерической скорости вращения активных областей от максимального магнитного потока для различных широтных интервалов в южном (левые панели) и северном (правые панели) полушариях. Красная прямая на каждой панели показывает наилучшую аппроксимацию распределения линейной функцией, уравнение прямой приведено на панелях. Иллюстрация из [Kutsenko, 2021].

В таблице 3 приведены значения коэффициентов дифференциального вращения из выражения 3.1, полученные в данной работе для средней скорости активных и эфемерных областей и в предыдущих исследованиях других авторов различными методами. Из сопоставления видно, что наблюдается хорошее согласие между скоростями вращения проанализированных здесь активных областей и рекуррентных пятен, изученных Ньютоном и Нанном [Newton, Nunn, 1951]. В то же время, несмотря на то, что скорость вращения активных областей ниже, чем найденная для групп пятен во множестве предыдущих работ (см. таблицу 2 в § 3.1.1), она все еще превышает скорость плазмы, измеренную спектроскопическим методом. Можно заключить, что магнитные биполи перемещаются на поверхности Солнца все-таки быстрее, чем окружающая их плазма, что все еще не нашло своего общепринятого объяснения.

Таблица 3 — Сравнение коэффициентов из уравнения Фая 3.1, полученных в данной работе и в предыдущих исследованиях различными методами.

Метод	$A, {}^{\circ}\text{сут}^{-1}$	$B, {}^{\circ}\text{сут}^{-1}$	$C, {}^{\circ}\text{сут}^{-1}$	Источник
Активные области	14.369	−2.54	−1.77	Эта работа
Эфемерные области	14.47	−1.62	−3.32	Эта работа
Рекуррентные пятна	14.38	−2.96	—	[Newton, Nunn, 1951]
Спектроскопия	13.76	−1.74	−2.19	[Howard, Harvey, 1970]
Спектроскопия	14.05	−1.49	−2.61	[Snodgrass, 1984]
Спектроскопия	14.04	−2.03	−2.07	[Ulrich et al., 1988]

3.4.3 Связь скорости вращения и морфологии

Как было указано в § 3.3, различие в скоростях вращения групп пятен различной морфологии, найденная в ряде работ (см. § 3.2), может объясняться исключительно особенностями развития групп. С другой стороны, различие в магнитной структуре может быть связано с влиянием различных процессов или разной степенью их воздействия на формирование магнитного жгута, который после всплытия создает активную область. Иными словами, одной из нерешенных задач остается возникновение активных областей с совершенно различной морфологией, которая является основой для магнито-морфологической классификации, предложенной в работе [Abramenko, Zhukova, Kutsenko, 2018] и развитой в [Abramenko, Suleymanova, Zhukova, 2023] и [Zhukova, Abramenko, Suleymanova, 2024]. Согласно классификации, активные области разделяются на три класса:

- класс А – биполярные активные области, которые следуют закону полярности Хейла, показывают тилт в соответствии с законом Джоя и имеющие более крупную и когерентную ведущую полярность по сравнению с хвостовой;
- класс В – биполярные активные области, нарушающие хотя бы одну из указанных закономерностей для класса А или мультиполлярные структуры с сопоставимыми по размеру магнитными элементами;

Таблица 4 — Найденные константы дифференциального вращения для эфемерных и активных областей различных классов.

Тип трассера	Величина выборки	A , $^{\circ}\text{сут}^{-1}$	B , $^{\circ}\text{сут}^{-1}$	C , $^{\circ}\text{сут}^{-1}$
Все активные области	864	14.369 ± 0.004	-2.54 ± 0.08	-1.77 ± 0.32
Класс А	378	14.42 ± 0.01	-2.05 ± 0.14	-3.76 ± 0.55
Класс В	184	14.38 ± 0.01	-3.16 ± 0.26	-1.33 ± 1.37
Класс U	176	14.28 ± 0.01	-2.40 ± 0.15	-2.24 ± 0.60
Эфемерные области	322	14.47 ± 0.01	-1.62 ± 0.21	-3.32 ± 0.63
Анти-Хейловские	44	14.33	0.83	-10.6

- класс U – униполярные активные области.

Как видно из классификации, она опирается на морфологию именно магнитной структуры активной области, а не строение группы пятен. Статистически выборки классов А и В показывают различные свойства, касающиеся вспышечной продуктивности, удельной плотности потока, появление активных областей по фазе цикла и полушариям и др. Возникает вопрос: может ли отличие в морфологии быть следствием формирования магнитных жгутов на разных глубинах в конвективной зоне? Для поиска ответа были сопоставлены скорости вращения активных областей различных морфологических классов.

На рисунке 3.9 показаны скорости вращения для активных областей класса А, класса В и униполярных областей класса U. Из рисунка видно, что активные области класса А показывают в среднем наибольшую скорость вращения, а униполярные области класса U – наименьшую. Найденные константы дифференциального вращения сведены в таблице 4.

Распределение скоростей вращения для эфемерных областей и активных областей различных классов также может быть представлено в форме гистограмм, приведенных на рисунке 3.10. Гистограммы показывают разность между скоростью вращения отдельного трассера и средней скоростью вращения, определяемой выражением 3.5. Иными словами, на рисунке 3.10 компенсирована зависимость от гелиографической широты и может быть выявлено влияние морфологии на скорость вращения. Графики подтверждают, что униполярные

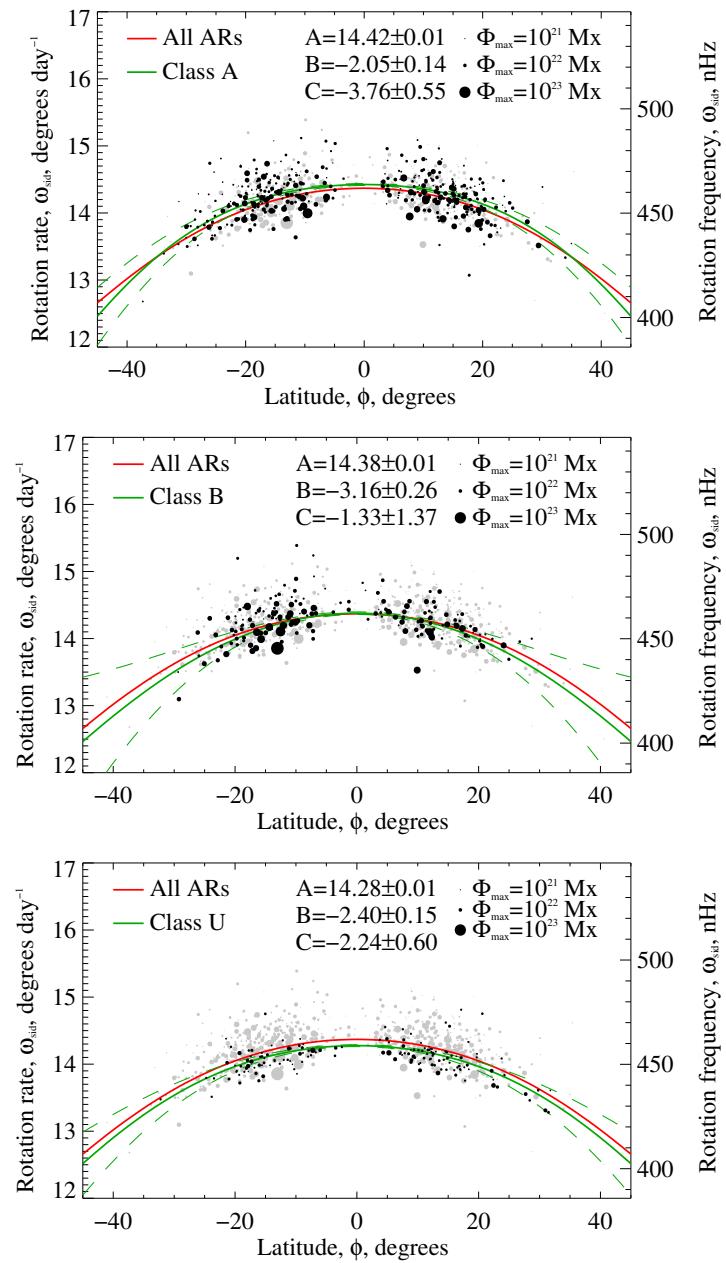


Рисунок 3.9 — Зависимость сидерической скорости вращения активных областей от гелиографической широты для активных областей магнито-морфологического класса А (верхняя панель), В (центральная панель) и У (нижняя панель). Серыми кружками показано распределение для всех активных областей. Размер кружка пропорционален максимальному магнитному потоку активной области. Зеленая сплошная кривая показывает наилучшую аппроксимацию распределения выражением 3.1, штриховые зеленые кривые — доверительный интервал на уровне 2σ . Красная кривая показывает среднюю скорость вращения для всего ансамбля активных областей, рассчитанную с помощью выражения 3.5. Значения констант A , B , C и их ошибки для каждого класса представлены на панелях. Иллюстрация из [Kutsenko, 2021].

активные области показывают наименьшую угловую скорость вращения: мода распределения смещена в левую сторону от нуля. Кроме того, разброс скоростей также наименьший среди всех остальных трассеров. Активные области классов А и В показывают близкие распределения, первые имеют немного большую среднюю скорость. Наиболее широкое распределение и наибольшая скорость вращения присуща эфемерным областям.

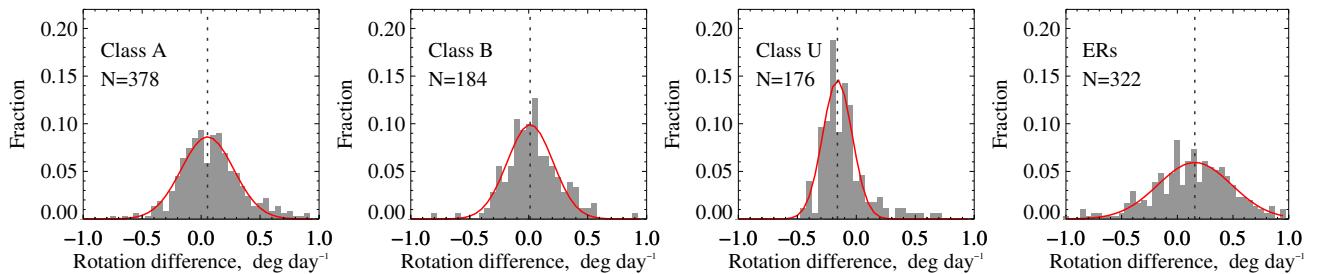


Рисунок 3.10 — Гистограммы распределения разности скорости вращения индивидуальных трассеров и средней скорости вращения всего ансамбля, рассчитанного с помощью выражения 3.5, для эфемерных и активных областей различных магнито-морфологических классов. Красная кривая показывает аппроксимацию распределения функцией Гаусса. Вертикальная штриховая прямая соответствует mode распределения. Иллюстрация из [Kutsenko, 2021].

На рисунке 3.11 показаны гистограммы распределения максимальных магнитных потоков в эфемерных и активных областях различных классов. Сопоставление распределений с гистограммами на рисунке 3.10 подтверждает вывод о том, что скорости вращения магнитных диполей имеет тенденцию увеличиваться с уменьшением их магнитного потока. В самом деле, активные области класса В показывают, в среднем, наибольший максимальный магнитный поток и вращаются медленнее по сравнению с эфемерными и активными областями класса А, которые показывают меньший максимальный магнитной поток. Следовательно, различия в скорости вращения между активными областями классов А и В скорее всего связаны с разницей в среднем магнитном потоке, но не с разной возможной глубиной формирования магнитных жгутов, образующих эти объекты.

Показанная в данной работе зависимость между максимальным магнитным потоком и скоростью вращения согласуется с результатами других авторов,

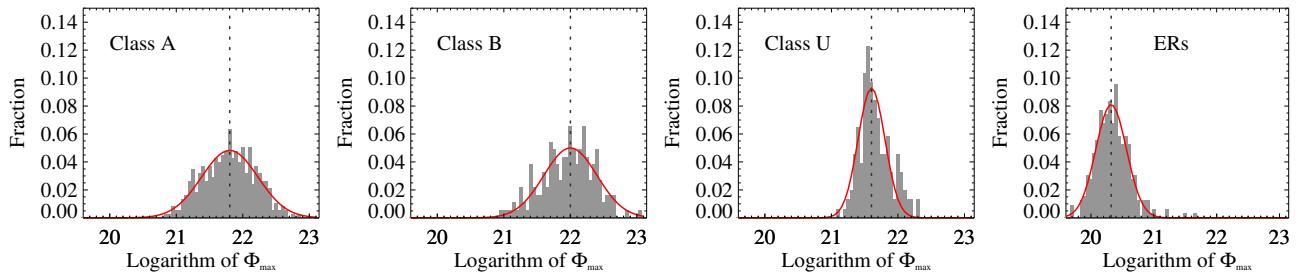


Рисунок 3.11 — Гистограммы распределения логарифма максимального магнитного потока эфемерных и активных областей различных магнито-морфологических классов. Красная кривая показывает аппроксимацию распределения функцией Гаусса. Вертикальная штриховая прямая соответствует mode распределения. Иллюстрация из [Kutsenko, 2021].

полученными как для вращения магнитных структур [например, Lamb, 2017], так и для групп пятен [например, Ward, 1966; Beck, 2000]. Предполагая, что рассуждения о связи между глубиной формирования и скоростью вращения трассеров на поверхности верны (см. § 3.2), можно сказать, что эфемерные области укоренены в наиболее быстро вращающихся слоях на небольших глубинах около $0.95 R_{\odot}$. Скорость вращения плазмы в конвективной зоне уменьшается как на больших глубинах, так и ближе к поверхности, следовательно укоренение магнитных жгутов, образующих активные области, может происходить как у самой поверхности, так и на больших глубинах. Учитывая относительные размеры эфемерных и активных областей, логичней предположить более глубокое формирование последних. Также большой разброс скоростей может указывать на то, что генерация и укоренение может происходить по всей толщине конвективной зоны, при этом более крупные магнитные жгуты формируются глубже (скорость вращения плазмы в конвективной зоне уменьшается с ростом глубины для широт, на которых наблюдаются активные области, см. рисунок 3.1). С другой стороны, не выявлено существенной разницы в распределениях скоростей вращения активных областей классов А и В: разница в коэффициенте экваториального вращения на $0.04^{\circ}\text{сут}^{-1}$ связана, скорее всего, с различием в средней величине максимальных магнитных потоков (две левые панели на рисунке 3.11). Из общей картины выбиваются униполярные активные области, которые при относительно небольшом магнитном потоке показывают

наименьшую среднюю скорость вращения по сравнению с другими трассерами. Возможное объяснение такого несоответствия будет дано в параграфе § 3.4.5.

Помимо указанных трех классов, соискателем и соавторами [Litvishko, Kutsenko, Abramenko, 2024] было проанализировано вращения активных областей, нарушающих только закон полярности Хейла (анти-Хейловские активные области). В общей сложности было выбрано 44 трассера, наблюдавшихся с 2010 по 2018 гг. Использовался каталог анти-Хейловских активных областей, подготовленный в работе [Zhukova et al., 2020]. Вычисление скорости вращения проводилось тем же методом, что и для активных областей остальных классов. Результаты расчета показаны на левой панели рисунка 3.12. Как видно, вращение в приэкваториальной зоне напоминает твердотельное. Аппроксимация скоростей формулой Фая 3.1 приводит к положительному коэффициенту $B = 0.83^{\circ}\text{сут}^{-1}$ дифференциального вращения, а штриховая кривая аппроксимации на левой панели близка к прямой для низких широт. Такой результат мог бы свидетельствовать о неком уникальном механизме формирования анти-Хейловских активных областей, однако реальная причина состоит в большом разбросе скоростей и относительно небольшой выборке. При наложении полученных значений на распределение скоростей всех активных областей (правая панель рисунка 3.12) становится понятно, что распределения не различаются. Статистический тест χ^2 также показал, что все трассеры принадлежат одной популяции. Более подробно исследование описано в [Litvishko, Kutsenko, Abramenko, 2024].

3.4.4 Вариации скорости вращения всплывающих активных областей

Как описано в параграфе § 3.2, другими авторами для групп пятачков обнаружены систематические вариации их скорости вращения. Так, для групп с временем жизни около недели и более, в работах [Javaraiah, Gokhale, 1997] и [Hiremath, 2002] было выявлено ускорение на самых ранних этапах эволю-

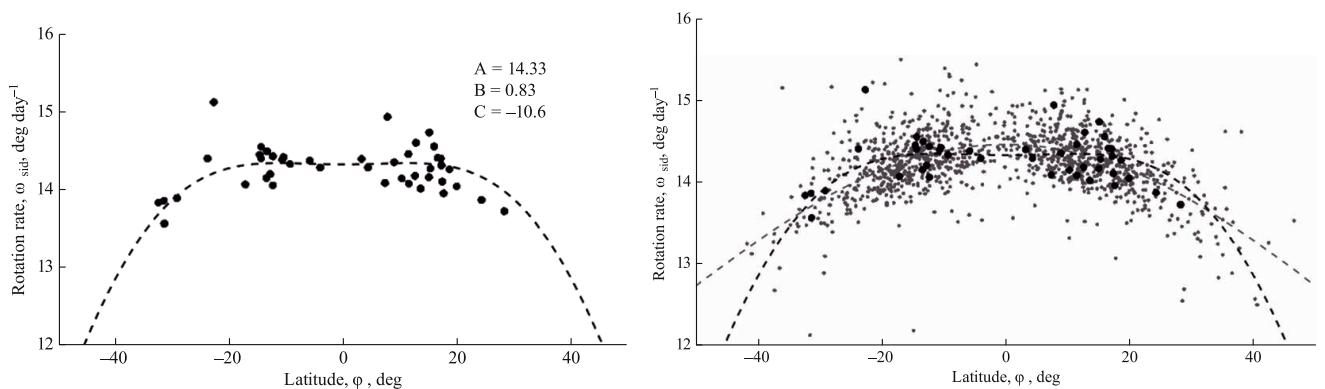


Рисунок 3.12 — Скорости вращения анти-Хейловских (большие черные кружки) и остальных активных областей (серые маленькие кружки, только на правой панели) в зависимости от гелиографической широты. Черная штриховая кривая показывает наилучшую аппроксимацию распределения для анти-Хейловских активных областей выражением 3.1, серая штриховая кривая — уравнение 3.5.

Иллюстрация из [Litvishko, Kutsenko, Abramenko, 2024].

ции. В статье [Pulkkinen, Tuominen, 1998] и многих других, наоборот, найдено уменьшение скорости перемещения по диску со временем. Ускорение или замедление вращения может интерпретироваться как изменение глубины укоренения магнитного жгута. С другой стороны, сами измеряемые вариации могут быть недостатком метода при измерении скорости вращения групп пятен [Petrovay, 1993; Kutsenko, Abramenko, 2022]. Использование карт магнитного поля для подобных исследований должно быть более корректной процедурой. В этом и в следующем параграфах анализируются вариации скорости углового вращения активных областей на этапе всплытия и во время диссипации.

Для исследования скорости вращения всплывающих активных областей применялись методы, описанные в § 3.4.1, с тем лишь отличием, что вычислялась «мгновенная» скорость, а не усредненная за время максимального развития области. Из общей выборки было выделено 65 трассеров, которые удовлетворяли следующим критериям: 1) активная область должна всплывать на видимой стороне диска на участках спокойного Солнца без значительного предсуществующего магнитного потока; 2) должен наблюдаться преимущественно одиночный эпизод всплытия. Последний критерий крайне важен, поскольку всплытие нового магнитного потока внутри уже сформировавшейся структуры может привести к резкому изменению координат центроидов магнитных по-

лярностей, результатом чего будет видимое смещение всей активной области. Даже появление относительно небольшого магнитного потока внутри рассматриваемого участка или резкая диссипация одной из поллярностей приводит к заметному смещению центра и к соответствующим изменениям видимой скорости вращения. Оценки показали, что погрешность ее измерения не превосходит $0.3^{\circ}\text{сут}^{-1}$ для крупных трассеров.

В данных SDO/HMI присутствует хорошо известный артефакт в измерениях, который проявляется в изменении амплитуды величин магнитных полей с периодом 12 часов [Liu et al., 2012; Kutsenko, Abramenko, 2016]. Соответственно, осцилляции также обнаруживаются в некоторой мере во всех производных величинах, в том числе в координатах центра активной области. По этой причине для расчета скорости вращения выполнялось не дифференцирование долготы трассера по времени, а ее аппроксимация линейной функцией во временном окне шириной 12 часов. Результаты измерения для трех активных областей показаны на рисунке 3.13. Верхние панели демонстрируют изменение полного магнитного потока, средние – расстояние между центроидами противоположных магнитных поллярностей. Вариации угловой скорости вращения с шагом 12 часов показаны на нижних панелях рисунка 3.13.

Было обнаружено, что активные области из выборки можно разделить на три подмножества, опираясь на одну из трех возможных качественных картин изменения угловой скорости вращения на этапе всплытия. В первом подмножестве скорость увеличивается, что наблюдалось для 15 из 65 случаев. Соответствующий профиль с ускорением показан на левой нижней панели рисунка 3.13. Для 25 активных областей из 65, наоборот, наблюдалось замедление, что продемонстрировано на нижней центральной панели рисунка 3.13. Еще для 25 случаев угловая скорость вращения не показывала какого-либо тренда, изменяясь со временем около некоторого среднего значения. Пример такой активной области NOAA 11855 приведен на нижней правой панели рисунка 3.13. Интересно, что количество трассеров в каждом подмножестве сопоставимо. Следовательно, нельзя говорить о неком систематическом изменении скорости вращения активных областей на стадиях всплытия.

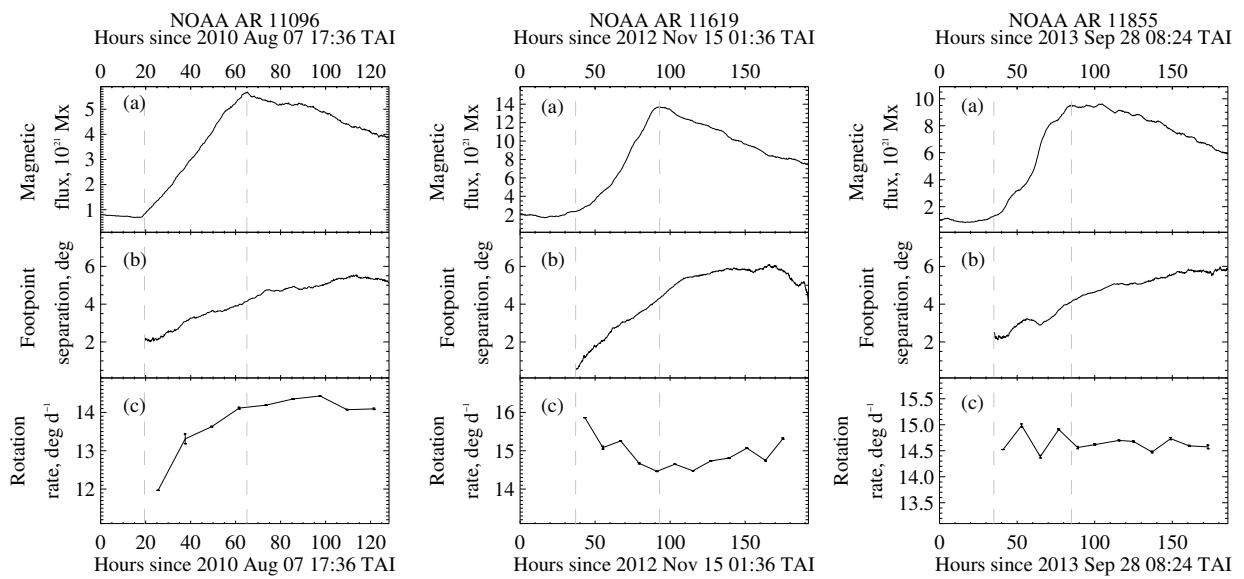


Рисунок 3.13 — Вариации полного магнитного потока (верхние панели), расстояния между центроидами противоположных полярностей (центральные панели) и угловой скорости вращения (нижние панели) активных областей NOAA 11096 (слева), 11619 (в середине) и 11855 (справа). Вертикальные штриховые линии показывают момент достижения максимального магнитного потока. Ошибки на нижних панелях рассчитывались как погрешность наклона аппроксимации долготы трассера линейной функцией за 12-часовой интервал. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Litvishko, 2023].

Внимательное изучение профилей, показанных на рисунке 3.13 для всей выборки, также позволило заключить следующее. Во-первых, разделение противоположных полярностей продолжается после достижения активной областью максимального магнитного потока. Этот результат может быть важен для эволюции токовой спиральности в магнитном жгуте, что будет обсуждаться в следующей главе 4. Во-вторых, после достижения максимального магнитного потока, явное ускорение или замедление активной области практически останавливается и скорость вращения начинает флюктуировать вокруг некоторой средней величины несмотря на дальнейшее увеличение ее геометрических размеров. По-видимому, с этого момента расхождение магнитных полярностей происходит симметрично относительно центра магнитной петли.

Ускорение или замедление активной области на стадии всплытия может быть вызвано геометрическим наклоном магнитного жгута (в форме Ω -петли) к радиальному направлению в восточную или западную сторону, что продемон-

стрировано на рисунке 3.14. Плоскость петли практически параллельна плоскости экватора, что обычно наблюдается в реальных активных областях. Как можно понять из рисунка, в случае наклона в восточном направлении (левая панель), при всплытии на скорость всей магнитной структуры как единого целого будет накладываться собственное движение ее геометрического центра, который будет смещаться в западном направлении от точки выхода вершины магнитной петли. Следовательно, видимая скорость будет больше реальной. С течением времени на поверхности появится симметричная часть петли, видимая скорость уменьшится и будет совпадать в реальной. Как результат, наблюдатель заметит замедление вращения. Легко понять, что в случае исходного подповерхностного наклона в западном направлении, возможно зарегистрировать ускорение активной области на стадии всплытия.

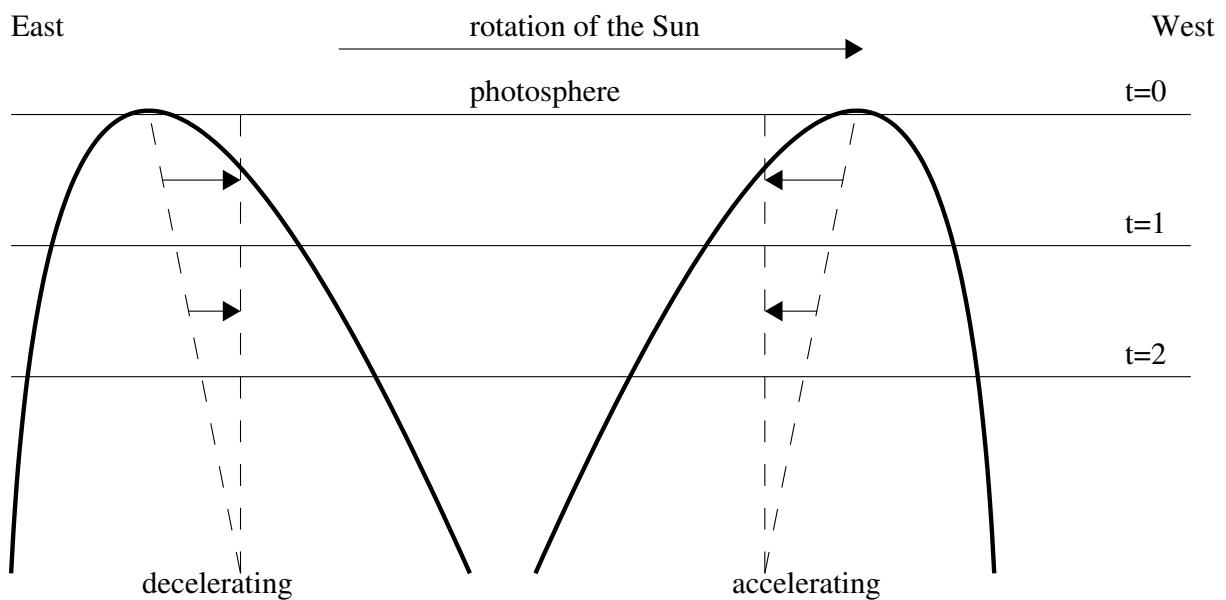


Рисунок 3.14 — Схематический рисунок возможной геометрии магнитной петли под фотосферой перед началом всплытия на поверхность. Наклон оси в западном или восточном направлении будет приводить к видимому ускорению или замедлению видимой скорости вращения на первых этапах появления активной области. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Litvishko, 2023].

Авторы работы [Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995] утверждали, что асимметрия магнитной петли в направлении восток-запад может быть обнаружена по собственному движению (англ. proper motion) ведущей и хвостовой по-

лярностей во время всплытия. Так, в исследовании [van Driel-Gesztelyi, Petrovay, 1990] было показано, что ведущая часть группы пятен обычно показывает более быстрое движение по отношению к кэррингтоновской долготе, что было интерпретировано как систематический наклон магнитных петель в восточном направлении. Другое исследование [Schunker et al., 2016], опирающееся на карты магнитных полей активных областей, подтвердило вывод о более быстром смещении ведущей полярности от точки первого появления вершины петли по сравнению с хвостовой. Однако, движение опять определялось относительно кэррингтоновских координат. При использовании локальной скорости плазмы для конкретной широты в качестве нулевой, расхождение полярностей становилось симметричным.

Западно-восточная асимметрия поднимающейся магнитной петли в конвективной зоне была получена в ряде работ при проведении численного моделирования процесса всплытия активных областей [см. главу 5 в Fan, 2021]. Так, в статьях [Moreno-Insertis, Caligari, Schuessler, 1994] и [Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995] рассматривалась магнитная трубка, часть которой в форме Ω -петли поднималась со дна конвективной зоны. Вследствие сохранения углового момента, эффект Кориолиса приводил к смещению вершины петли в сторону, противоположной направлению вращения Солнца. Результатом становился наклон всей структуры в восточном направлении с более наклоненной от радиального направления ведущей «ногой» [см. рисунок 3 в Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995]. С другой стороны, во время подъема к поверхности и всплытия плазма стекает вдоль магнитной трубки из вершины в более глубокие слои. Снова, из-за сохранения углового момента и действия эффекта Кориолиса, плазма будет перетекать из ведущей части петли через вершину в хвостовую, что показано в работе [Fan, Fisher, Deluca, 1993]. Как следствие, плотность в западной части петли уменьшается, она становится более плавучей и быстрее поднимается к поверхности. Этот процесс приводит к формированию более вертикальной ведущей «ноги», что продемонстрировано на рисунке 8 в работе [Fan, 2008]. Истечение плазмы должно приводить к увеличению плотности магнитного потока в ведущей части активной области. В рамках данной работы была рассчитана

эта величина для рассмотренных подмножеств всплывающих активных областей, однако распределения оказались статистически неразличимы. В работе [Caligari, Moreno-Insertis, Schussler, 1995] также указывается на то, что наклон петли может определяться величиной полного магнитного потока. Гипотеза была проверена и не нашла подтверждения, что более подробно описано в [Kutsenko, Abramenko, Litvishko, 2023]. По-видимому, итоговая асимметрия магнитного жгута может определяться как конкуренцией описанных механизмов, так и другими процессами.

3.4.5 Вариации скорости вращения затухающих активных областей

Из рисунка 3.13 становится понятно, что после вспышки и прохождения максимума магнитного потока скорость вращения активных областей остается практически постоянной в течение нескольких дней, однако проследить возможный тренд до конца диссипации часто не представляется возможным. Небольшие активные области, для которых доступны наблюдения от первых до последних часов их жизни, малоинформативны, поскольку погрешность измерения скорости для таких трассеров довольно высока и вариации могут быть обусловлены исключительно шумами. Следовательно, систематическое ускорение или замедление во время эволюции может быть надежно выявлено для относительно долгоживущих структур, но время наблюдения ограничено интервалом их нахождения на видимой стороне Солнца и не превышает 10-12 суток в лучшем случае. К тому же, количество крупных трассеров ограничено просто в силу распределения размеров (или максимальных магнитных потоков) активных областей. Одним из вариантов решения этой проблемы является анализ не одного трассера в разные моменты эволюции, а многих трассеров, наблюдающихся на различных стадиях существования.

Для исследования использовалась изначальная выборка 864 активных областей, описанная в § 3.4.1. Следует напомнить, что для каждого трассера изме-

рялась средняя скорость вращения ω_{sid} , определенная за время его наибольшего развития, т.е. не рассчитывалась мгновенная скорость подобно всплывающим активным областям. Прямое сопоставление ω_{sid} не имеет смысла, поскольку эта величина прежде всего зависит от гелиографической широты. Возможно разделение всех трассеров по широтным интервалам и дальнейший анализ внутри каждого из них, но в этом случае количество точек в выборках будет невелико, что не позволит надежно выявить возможные тренды. По этим причинам, далее рассматривается разница между скоростью вращения индивидуального i -го трассера ω_{sid}^i и ожидаемой скоростью вращения для данной широты, описываемой выражением 3.5. Зависимость таких разностей от измеренного максимального магнитного потока активных областей показана кружками на рисунке 3.15. Положительные значения означают, что трассер вращается быстрее ожидаемой средней скорости, отрицательные – медленнее. Размер кружков на рисунке пропорционален максимальному магнитному потоку. Черная штриховая кривая показывает линейную аппроксимацию распределения. Ее отрицательный наклон подтверждает сделанный ранее вывод, что активные области с большим магнитным потоком в среднем вращаются медленнее.

Цветными кружками на рисунке 3.15 показаны несколько идентифицированных рекуррентных активных областей, одинаковый цвет выбран для разных оборотов. Количество таких трассеров невелико, однако заметна явная тенденция: магнитный поток, как и ожидается, уменьшается со временем, что приводит к смещению кружка на графике в левую сторону. В то же время, скорость вращения на соседних оборотах меняется незначительно (изменение не превышает погрешность определения) и на рисунке не наблюдается заметного смещения трассеров в вертикальном направлении. Такой результат может быть обусловлен случайным совпадением, поскольку основан только на анализе четырех активных областей. Тем не менее, он позволяет предположить, что скорость угловая вращения активных областей остается неизменной после окончания всплытия магнитного потока.

Униполярные активные области составляют более значительное подмножество из 176 объектов в общей выборке. Они показаны на рисунке 3.15 черны-

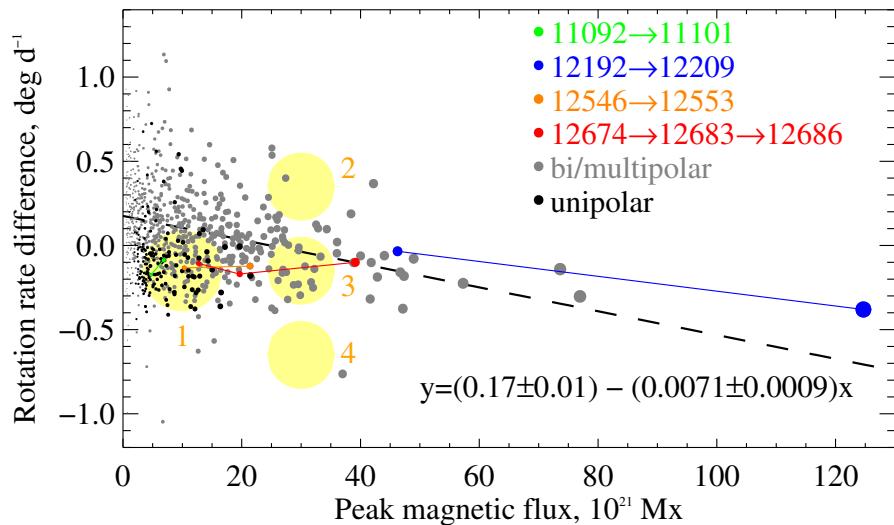


Рисунок 3.15 — Разность между скоростью вращения индивидуального i -го трассера ω_{sid}^i и ожидаемой скоростью вращения для данной широты, описываемую выражением 3.5, от максимального магнитного потока активной области. Би- и мультипольные активные области показаны серыми кружками, униполярные — черными. Площадь кружка пропорциональна максимальному магнитному потоку. Рекуррентные активные области показаны цветными кружками, соединенными линиями, цвет на соседних оборотах сохраняется. Штриховая линия показывает наилучшую аппроксимацию распределения линейной функцией. Большой желтый круг, обозначенный цифрой 1, показывает преимущественное расположение униполярных активных областей на диаграмме. Большие желтые круги, обозначенные цифрами 2-4, показывают возможные зоны, в которых униполярные активные области концентрировались на этапах своего максимального развития (см. текст). Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, Litvishko, 2023].

ми кружками. Можно видеть, что большинство этих трассеров концентрируется в нижнем левом углу диаграммы. Для удобства эта зона выделена большим желтым кругом, обозначенным на рисунке цифрой 1. Как акцентировалось ранее, униполярные активные области показывают небольшой магнитный поток и одновременно низкую скорость вращения, что не соответствует ранее полученным выводам. Объяснить это противоречие можно следующим образом. Униполярные активные области являются завершающей стадией развития биполярной магнитной структуры, за время эволюции они потеряли не менее половины от своего максимального магнитного потока. На диаграмме, показанной на рисун-

ке 3.15, уменьшение магнитного потока соответствует перемещению кружка в левую сторону, что наблюдается, например, для рекуррентных активных областей. Предположим, что в максимуме развития их полный магнитные поток приблизительно в два раза превышал наблюдаемый. В этом случае большинство этих трассеров концентрировалось в одном из желтых кругов на графике, обозначенными цифрами 2-4 и смещенными вправо, в сторону больших потоков. В случае, если скорость вращения активных областей уменьшилась за время эволюции, то они должны были переместиться вниз по вертикали, наиболее вероятное место их изначального расположения показано желтым кругом с цифрой 2. Аналогично, в случае относительно стабильного вращения можно ожидать их исходную концентрацию в круге с цифрой 3, а при ускорении – в круге, обозначенным цифрой 4. Анализируя рисунок 3.15, можно заключить, что наиболее «населенной» зоной является желтый круг с цифрой 3. Принимая во внимание, что фаза развития, на которую приходятся наблюдения активной области, случайна, неизбежен вывод о том, что униполярные активные области исходно располагались в зоне круга 3, а во время диссипации их положение по вертикали практически не изменилось. Следовательно, угловая скорость вращения активных областей после окончания всплытия остается постоянной.

3.5 Выводы к главе 3

Несмотря на многолетние исследования, все еще необъясненным остается различие в скорости вращения по диску Солнца различных магнитных структур и невозмущенной плазмы: последняя перемещается медленнее, что установлено достоверно. Этот наблюдательный факт часто объясняется с помощью гипотезы об удержании каким-либо образом магнитных жгутов в более глубоких и быстровращающихся по сравнению с поверхностью слоях конвективной зоны. Как показано в данном исследовании, большая скорость и вариации скорости вращения групп пятен, найденные во множестве предыдущих работ, могут

быть следствием особенностей развития групп, когда хвостовая часть обычно фрагментируется и диссирирует существенно быстрее ведущей. Это приводит к видимому смещению центра группы в сторону ведущей полярности и искусственно увеличению скорости. Более корректным методом является использование карт магнитных полей для измерения положения активной области.

Выполненный в диссертационной работе анализ магнитограмм позволил подтвердить, что

- скорость вращения активных областей по диску Солнца показывает тенденцию к уменьшению с увеличением максимального магнитного потока и,
- хотя реальная скорость вращения активных областей ниже, чем найдено ранее по наблюдениями групп пятен, она все еще остается выше скорости перемещения фоновой невозмущенной плазмы по поверхности.

Вместе с тем показано, что скорость вращения активных областей после достижения максимума их развития не меняется в течение последующей жизни, что не согласуется с выводами предыдущих работ других исследователей. Если гипотеза укоренения верна, то глубина удержания «корней» магнитного жгута остается неизменной.

Также не выявлено систематического уменьшения или увеличения скорости вращения всплывающих активных областей: практически с равной вероятностью может наблюдаться замедление, ускорение или движение с постоянной скоростью. Поскольку такие вариации могут интерпретироваться как проявление подповерхностного изгиба петли магнитного жгута в восточном или западном направлении, можно заключить, что такой систематической деформации в том или ином направлении перед всплытием нет.

Глава 4. Токовая спиральность и электрические токи в активных областях

Магнитные поля в активных областях в общем случае находятся в непотенциальном состоянии, что связано с текущими в них электрическими токами. Наблюдения показывают, что последние выносятся из-под фотосферы вместе с всплывающим магнитным потоком. Электрические токи различных пространственных масштабов играют значительную роль в эволюции активных областей, приводя, в том числе, к формированию сложных δ -структур. Предполагается, что энергия, расходуемая во время вспышек, черпается из так называемой свободной магнитной энергии, связанной с присутствующими в атмосфере электрическими токами.

Еще одной характеристикой, неразрывно связанной с текущими в активной области электрическими токами, является спиральность. Она, упрощенно говоря, описывает скрученность магнитных силовых линий вокруг оси магнитного жгута. Многочисленные наблюдения показывают, что знак спиральности (закрутки) магнитных полей противоположный для северного и южного полушарий, что проявляется в форме корональных петель, волокон, хромосферных структур, солнечном ветре и в других образованиях. Эта совокупность наблюдений упоминается обычно как правило для знака спиральности в полушариях. Спиральность оказывается важной во множестве аспектов генерации и эволюции магнитных полей на Солнце. Модели динамо выделяют ее особую роль в конвективной зоне для поддержания цикла активности. Часто предполагается, что правило знака связано с подфотосферной генерацией магнитного потока в результате циклонических движений намагниченной плазмы (α -эффект). Теоретические исследования показывают, что скрученность магнитных жгутов напрямую влияет на их способность противостоять фрагментации турбулентными движениями плазмы и подниматься сквозь конвективную оболочку. Сопоставление модельных результатов с наблюдениями дает возможность лучше диагностировать эволюцию магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца.

4.1 Измерение электрических токов в активных областях

Вычисление электрических токов в атмосфере Солнца проводят, опираясь на измеренные величины магнитного поля. Поскольку плазма на пространственных масштабах, превышающих радиус Дебая, считается нейтральной и электрическим полем можно пренебречь, из уравнений Максвелла следует связь между плотностью электрического тока \vec{j} и магнитным полем:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad (4.1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная. Существенным ограничением является то, что магнитные поля в большинстве случаев измеряются для какой-либо определенной высоты в атмосфере, на которой происходит формирование используемой спектральной линии. Это приводит к невозможности определить полный вектор плотности электрического тока, поскольку не удается найти производную в радиальном направлении от магнитного поля в уравнении 4.1. По этой причине в большинстве работ ограничиваются расчетом вертикальной (радиальной) составляющей плотности тока j_z , которая в декартовой системе координат может быть записана как

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} [\nabla \times \vec{B}]_z. \quad (4.2)$$

Соответственно, вертикальный электрический ток в активной области может быть найден как интеграл от плотности тока по ее площади:

$$J_z = \int_S j_z ds. \quad (4.3)$$

Оценка горизонтального тока, в свою очередь, может быть выполнена с помощью некоторых приближений, см., например, работу [Fursyak, Abramenko, 2017].

Выражение 4.2 в явном виде может быть записано как

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right], \quad (4.4)$$

где B_x и B_y – составляющие поперечного магнитного поля. Отсюда следует, что для вычисления плотности электрического тока требуется найти производную от магнитного поля, что может быть не вполне корректной процедурой при работе с реальными магнитограммами [Parker, 1996]. В обзоре [Fleishman, Pevtsov, 2018] указывалось, что взятие частных производных также приводит к существенному росту ошибок определения вычисляемой величины. Свою роль играет 180-градусная неопределенность (англ. 180-degree ambiguity) в направлении вектора поперечного магнитного поля, связанная с невозможностью установить однозначно его азимут из измеряемых параметров Стокса [Rayrole, Semel, 1970]. В выражении 4.2 операция ротора может быть заменена на интегрирование по замкнутому контуру с помощью теоремы Кельвина-Стокса, что приводит к следующему выражению для плотности вертикального электрического тока:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0 s} \oint_L \vec{B}_t d\vec{r}, \quad (4.5)$$

где интегрирование производится по замкнутому контуру L , охватывающему часть магнитограммы площадью s , \vec{B}_t – вектор поперечного магнитного поля. Такой подход для вычисления j_z был независимо использован в работах [Rayrole, Semel, 1970] и [Абраменко, Гопасюк, 1987; Абраменко, Гопасюк, Огирь, 1988]. В исследовании [Fursyak, 2018] метод был подробно проанализирован в применении к магнитограммам инструмента SDO/HMI. В частности было установлено, что наилучшее соотношение сигнал/шум без заметной потери пространственного разрешения в картах j_z получается при выборе в качестве контура L квадрата с длиной стороны 5 пикселей. В этом случае для вычисления одного значения j_z используется информация в 16 точках магнитограммы. В данной работе для расчета плотности электрического тока используется выражение 4.5, интегрирование осуществляется с помощью формулы Симпсона. Пример распределения j_z в нескольких активных областях показан на рисунке 4.1. Из карт видно, что электрический ток представляет собой более мелкомасштабную и неоднородную структуру по сравнению с магнитным полем. Сильные токи чаще возникают вдоль линии раздела поларностей.

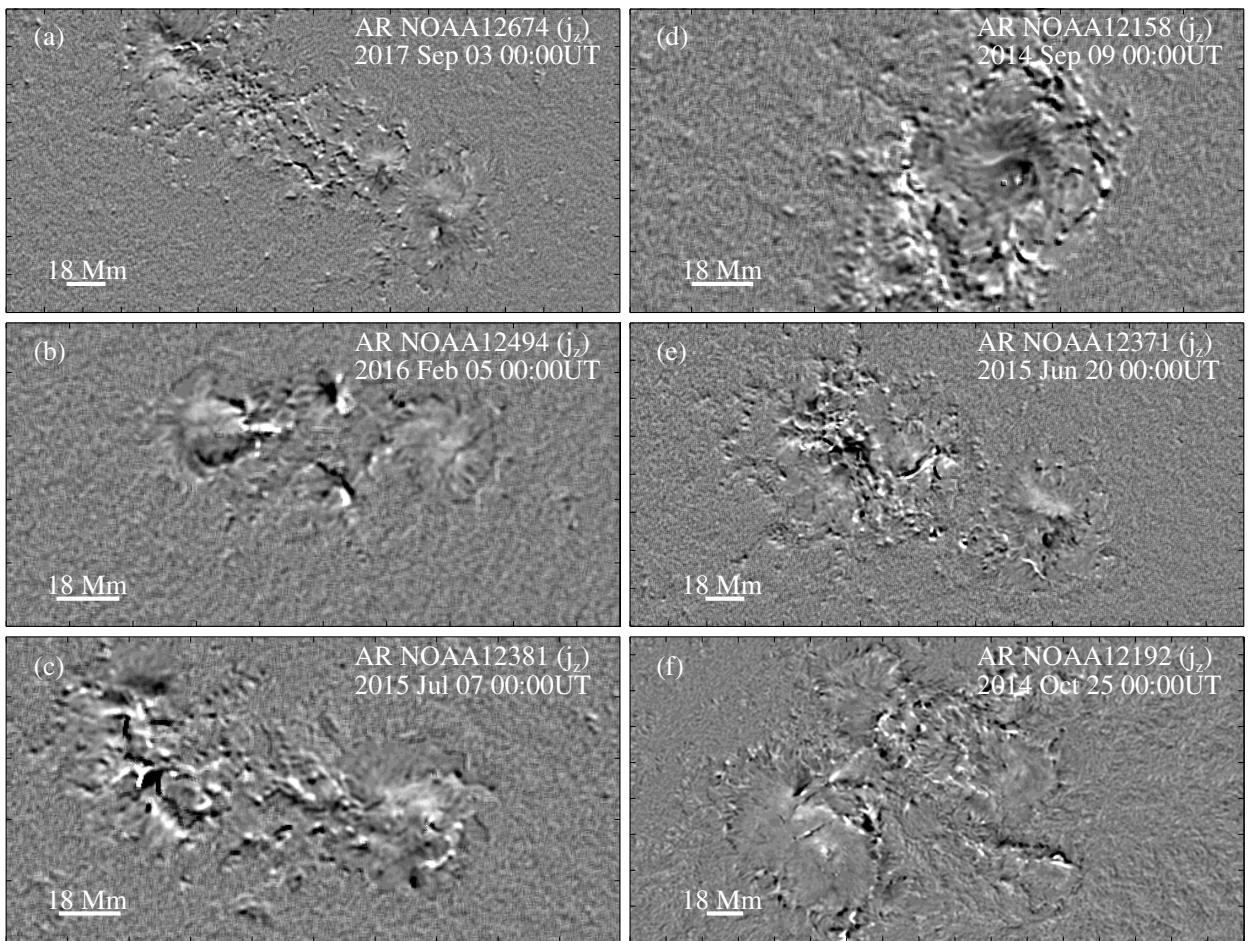


Рисунок 4.1 — Карты плотности вертикального электрического тока j_z в активных областях NOAA 12674, 12494, 12381, 12158, 12371 и 12192. Черный и белый цвет соответствует плотности тока -0.02 A m^{-2} и 0.02 A m^{-2} . Иллюстрация из работы [Fursyak, Kutsenko, Abramenko, 2020].

Интересно, что дисбаланс плотности вертикального электрического тока, рассчитанный с помощью формулы

$$\rho_{j_z} = \frac{\sum_{S+} |j_z(i, j)| - \sum_{S-} |j_z(i, j)|}{\sum_{S+} |j_z(i, j)| + \sum_{S-} |j_z(i, j)|} \times 100\%, \quad (4.6)$$

не превышает 0.1%. В выражении 4.6 $S+$ ($S-$) обозначают пиксели (i, j) , в которых величина j_z положительна (отрицательна). В то же время, дисбаланс магнитного потока в активной области может достигать десятков процентов. По-видимому, это говорит о том, что петли электрического тока мелкомасштабны и замкнуты внутри активной области, тогда как силовые линии магнитного поля могут пересоединяться с соседними активными областями или магнитными элементами супергрануляционной сетки, образуя сложную систему замкнутых магнитных петель, наблюдаемых на изображениях в УФ диапазоне. Можно

предположить, что такие магнитные петли будут потенциальными, поскольку в них не течет электрический ток.

В активных областях также обнаруживаются крупномасштабные электрические токи, которые, предположительно, поднимаются в хромосферу и корону, замыкая ведущую и хвостовую части. Метод для выявления таких токов был предложен в работе [Абраменко, Гопасюк, 1987] и далее развит в [Fursyak, Kutsenko, Abramenko, 2020]. Суть подхода заключается в сопоставлении поперечных наблюдаемого магнитного поля и рассчитанного в потенциальном приближении. Из-за наличия в системе электрических токов, вектор поперечного поля будет отклоняться от потенциального. Построив карту отклонений [например, рисунок 2 в Fursyak, 2018], можно выделить зоны с сильным крупномасштабным током, который особенно явно регистрируется вокруг крупных пятен в активных областях. Интересно, что интеграл от плотности электрического тока по таким зонам, охватывающим ведущую или хвостовую полярности, часто имеет ненулевое значение даже с учетом погрешностей измерений. Учитывая, что дисбаланс электрического тока во всей активной области равен нулю, можно сделать вывод о том, что крупномасштабный электрический ток течет из ведущей части в хвостовую через хромосферу и корону. Этот ток может участвовать как в нагреве корональной плазмы [Fursyak, 2024], так и в поддержании вспышечной процессов [Fursyak, Kutsenko, Abramenko, 2020].

Вопрос о дисбалансе электрического тока в пределах магнитного элемента одной полярности вызывает много споров. Если рассматривать активную область как магнитную трубку (или магнитный жгут), которая поднимается над поверхностью Солнца, то суммарный электрический ток в любом ее сечении должен быть нулевым, что показано в теоретических работах Мелроуза [Melrose, 1991], Паркера [Parker, 1996], Соловьева [Solov'ev, Kirichek, 2021] и других. Как следствие, в границах одной магнитной полярности (ведущей или хвостовой части) должны существовать прямые и возвратные токи одинаковой величины. Это предположение не удается подтвердить при анализе наблюдательных данных. Мелроуз [Melrose, 1991] аргументировал это тем, что возвратные токи могут быть или крайне слабыми, ниже порога детектирования, или

сконцентрированы на очень небольших пространственных масштабах, которые заметно меньше разрешения доступных инструментов. В качестве альтернативной гипотезы он предположил, что возвратные токи могут течь под уровнем фотосферы [Melrose, 1995]. Теоретическое 3D МГД моделирование приводит к противоречивым результатам. С одной стороны, в работе [Aulanier, Démoulin, Grappin, 2005] были получены возвратные токи, возникающие диффузно вокруг основных магнитных элементов моделируемого магнитного диполя. С другой стороны, расчеты в [Török et al., 2014] и [Dalmasse et al., 2015] показали, что на уровне фотосферы появляются преимущественно прямые электрические токи, что связано с их сложным распределением в атмосфере и в приповерхностных слоях. Согласно выводам этих работ, появление активной области с нулевым дисбалансом тока является скорее исключением, что подтверждается множеством наблюдательных исследований [например, Ravindra et al., 2011; Georgoulis, Titov, Mikić, 2012].

4.2 Спиральность в активных областях

Спиральность определяет степень скрученности магнитного поля. Для любого векторного поля \vec{F} она может быть найдена как интеграл по объему от скалярного произведения самого поля на его ротор:

$$H = \int_V \vec{F} \cdot [\nabla \times \vec{F}] dV. \quad (4.7)$$

В физике Солнца в применении к магнитным жгутам часто рассматривают магнитную спиральность [Berger, 1999]

$$H_M = \int_V \vec{A} \cdot [\nabla \times \vec{A}] dV, \quad (4.8)$$

где \vec{A} – вектор-потенциал магнитного поля. Учитывая, что $\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$, выражение можно записать в виде

$$H_M = \int_V \vec{A} \cdot \vec{B} dV. \quad (4.9)$$

Величина H_M не поддается прямым наблюдениям вследствие практической невозможности измерить величину вектор-потенциала. Тем не менее, разработаны методы для измерения относительной магнитной спиральности [Yang, Zhang, Büchner, 2009]

$$H_R = \int_V (\vec{A} + \vec{A}_p) \cdot (\vec{B} - \vec{P}) dV, \quad (4.10)$$

где \vec{P} – потенциальное магнитное поле и \vec{A}_p – соответствующий вектор-потенциал. Поток относительной магнитной спиральности через открытую границу площади S в идеальном МГД случае может быть найден как

$$\frac{dH_r}{dt} = -2 \int_S ((\vec{A}_p \cdot \vec{U}) \vec{B} - (\vec{A}_p \cdot \vec{B}) \vec{U}) dS, \quad (4.11)$$

где \vec{U} – поле скоростей. Выражение может быть преобразовано к виду

$$\frac{dH_r}{dt} = 2 \int_S (\vec{A}_p \cdot \vec{B}_t) U_n dS - 2 \int_S (\vec{A}_p \cdot \vec{U}_t) B_n dS, \quad (4.12)$$

где \vec{B}_t – вектор поперечного магнитного поля, U_n и B_n – нормальные составляющие скорости и магнитного поля, соответственно, \vec{U}_t – вектор поперечной скорости. Последняя величина может быть найдена с помощью локального корреляционного трекинга (англ. local correlation tracking) структур на поверхности Солнца.

Первый член в правой части выражения 4.12 описывает прохождение спиральности через поверхность S , в практических случаях – через фотосферу. Второй член связан с генерацией спиральности в результате поверхностных (шировых) движений магнитных элементов. Измерив вклад обоих слагаемых в общий поток магнитной спиральности, возможно оценить роль одного и второго механизма в генерацию скрученности магнитных полей в активных областях. В то же время, формула 4.12 описывает лишь поток спиральности и не дает возможности измерить ее абсолютное значение. Кроме того, проведение вычислений требует измерения полного вектора скорости, что может быть выполнено лишь косвенными методами.

4.2.1 Токовая спиральность и ее вычисление

Еще одной мерой закрутки силовых линий в магнитном жгуте является токовая спиральность H_C , определяемая с помощью выражения

$$H_C = \int_V \vec{B} \cdot [\nabla \times \vec{B}] dV, \quad (4.13)$$

которое, с учетом 4.1, может быть с точностью до константы переписано в виде

$$H_C = \int_V \vec{B} \cdot \vec{j} dV. \quad (4.14)$$

Как понятно из 4.14, вычисление токовой спиральности также затруднено из-за сложности измерения полного вектора электрического тока (см. предыдущий параграф § 4.1). По этой причине обычно определяют лишь часть H_C , связанную с вертикальным (радиальным) направлением (не z -компоненту, поскольку спиральность является скаляром, а не вектором) в плоскости фотосферы:

$$H_C^z = \int_S B_z j_z dS. \quad (4.15)$$

Естественно, что такая процедура является крайне некорректной, но получаемая величина все же имеет отношение к состоянию магнитного поля в активной области. Одним из аргументов в пользу этого утверждения является соответствие знака интегральной токовой спиральности эмпирическому правилу полуширий, что будет описано в следующем параграфе § 4.2.2.

Часто предполагается, что магнитное поле в атмосфере Солнца большую часть времени находится в бессиловом (англ. force-free) состоянии [Seehafer, 1990], когда выполняется условие

$$\vec{j} = \alpha_{ff} \vec{B}, \quad (4.16)$$

где α_{ff} – псевдо-тензор. Для величины α_{ff} в англоязычной литературе используется термин твист (англ. twist), в данной работе для обозначения этой величины будет применяться термин «скрученность». Сравнивая выражения 4.15 и

4.16, можно увидеть, что скрученность и токовая спиральность тесно связаны друг с другом:

$$\vec{j} \cdot \vec{B} = H_c = \alpha_{ff} \vec{B}^2. \quad (4.17)$$

Для расчета H_C^z необходимы измерения вектора магнитного поля. В данной работе использовались наблюдения инструментов SDO/HMI, Hinode/SOT-SP и HSOS/SMFT. Вертикальная компонента электрического поля вычислялась с помощью выражения 4.5, а H_C^z для каждого пикселя магнитограммы по формуле 4.15. Полученные карты магнитного поля и токовой спиральности для активной области NOAA 11158 приведены на рисунке 4.2. Поскольку распределение H_C^z фактически отражает распределение сильно перемежаемого вертикального электрического тока в фотосфере, взвешенного с более плавно меняющимся магнитным полем, карты на рисунках 4.2 и 4.1 довольно схожи по пространственной структуре. Также необходимо учитывать, что помимо самой некорректной процедуры расчета только части скаляра H_C^z , ошибки вносят и неопределенности в измерении j_z . Тем не менее, из сопоставления центральных панелей рисунка 4.2, видно, что карты токовой спиральности, полученные по данным двух различных инструментов, довольно хорошо согласуются. Коэффициент корреляции между значениями H_C^z в пикселях достигает 0.86. Оба инструмента проводят наблюдения Солнца с орбиты, однако имеют разное пространственное разрешение, используют различные спектральные линии и методики для измерения профилей Стокса и извлечения информации о магнитном поле.

Еще одно сопоставление карт токовой спиральности показано на рисунке 4.3. Здесь использовались наблюдения космической обсерватории SDO/HMI и наземного инструмента HSOS/SMFT. Как и в предыдущем примере, для измерения магнитного поля применяются различные спектральные линии и процедуры обработки. Несмотря на негативное влияние атмосферы на изображения Солнца, получаемые наземным телескопом, а также использование различных процедур для устранения 180-градусной неопределенности азимута поперечного магнитного поля, в целом карты спиральности согласуются, коэффициент корреляции достигает 0.54. Из приведенных сравнений можно сделать вывод,

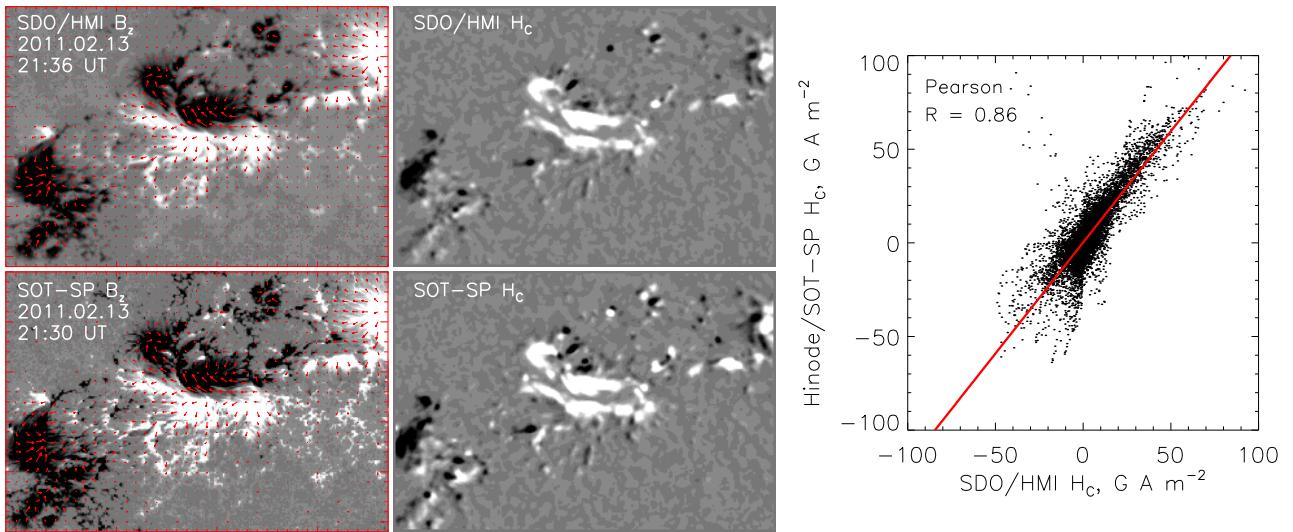


Рисунок 4.2 — Слева — Продольное магнитное поле активной области NOAA 11158, полученное инструментами SDO/HMI (верхняя панель) и Hinode/SOT-SP (нижняя панель) 13 февраля 2011 г. Красными стрелками показаны величина и направление поперечного магнитного поля. В центре — Карты токовой спиральности H_C^z , рассчитанные по магнитограммам на левых панелях. Справа — Сопоставление значений токовой спиральности в пикселях по данным двух инструментов. Красная линия показывает наилучшую линейную аппроксимацию распределения. Иллюстрация из работы [Kutsenko et al., 2018].

что получаемая величина — токовая спиральность H_C^z — пригодна для дальнейшего анализа как ее интегральных характеристик, так и ее пространственного распределения в фотосфере.

4.2.2 Правило полушарий для знака токовой спиральности

На рисунке 4.4 схематически показаны явления солнечной активности, которые проявляют сегрегацию по северному и южному полушариям в смысле закрутки силовых линий магнитного поля по или против часовой стрелки [Pevtsov et al., 2014]. К ним можно отнести различные направления волоконец активных областей в хромосфере, морфологию корональных петель в ультрафиолетовом или в рентгеновском диапазонах, форму протуберанцев и линии раздела полярностей в активных областях и другие. Причина сегрегации заключается в том,

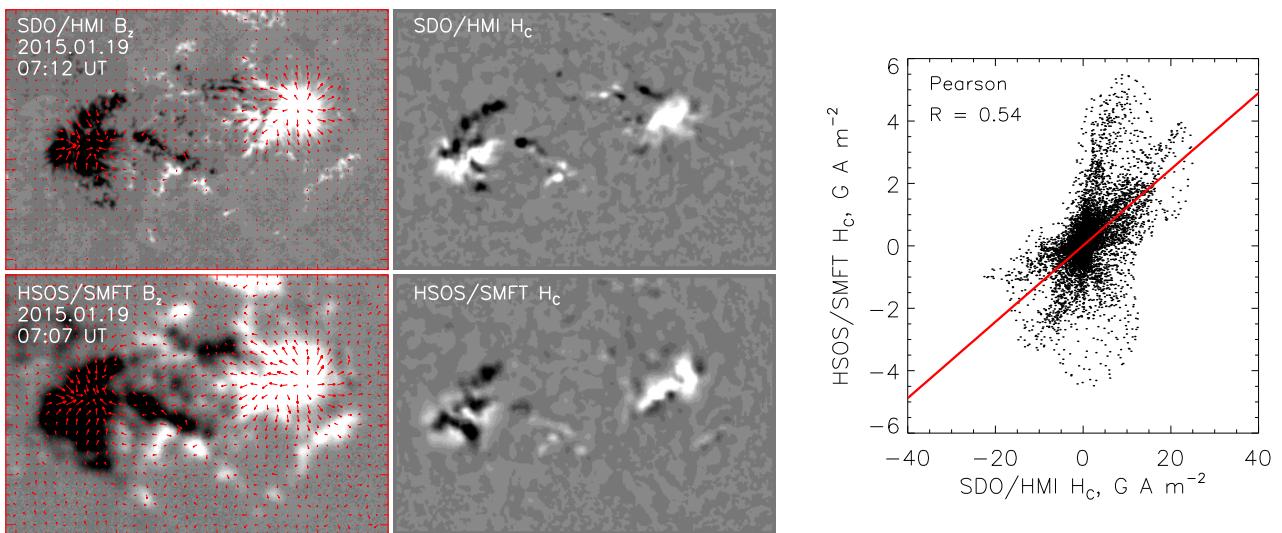


Рисунок 4.3 — То же, что на рисунке 4.2, для активной области NOAA 12266 (19 января 2015 г.) по данным инструментов SDO/HMI и HSOS/SMFT. Иллюстрация из работы [Kutsenko et al., 2018].

что все эти образования связаны с магнитным полем, которое чаще всего показывает отрицательную спиральность в северном полушарии и положительную в южном, т.е. закрутку силовых линий магнитного поля вокруг оси жгута против часовой или по часовой стрелке. Для обобщенного обозначения этих наблюдений в англоязычной литературе используют термины *hemispheric sign preference* или *hemispheric helicity rule*, далее по тексту будет применяться словосочетание «правило полушарий для знака спиральности». Правило не является строгим в том смысле, что оно выполняется лишь статистически для значительной части (в пределах 60-90%) явлений.

Наблюдения показывают, что знак спиральности не зависит от номера (четный или нечетный) солнечного цикла, т.е. от полярности магнитного поля. Следовательно, возникновение сегрегации определяется внешними по отношению к магнитному полю механизмами, зеркально симметричными относительно экватора. Наиболее часто формирование закрутки в определенном направлении связывают с опосредованным или прямым действием эффекта Кориолиса на магнитные жгуты в конвективной зоне Солнца. Спиральность, соответствующая правилу, возникает в поднимающихся через конвективную зону магнитных трубках в моделях, основанных на приближении тонких трубок [D'Silva, Choudhuri, 1993; Fan, Fisher, Deluca, 1993]. Из-за воздействия эффекта Кориолиса

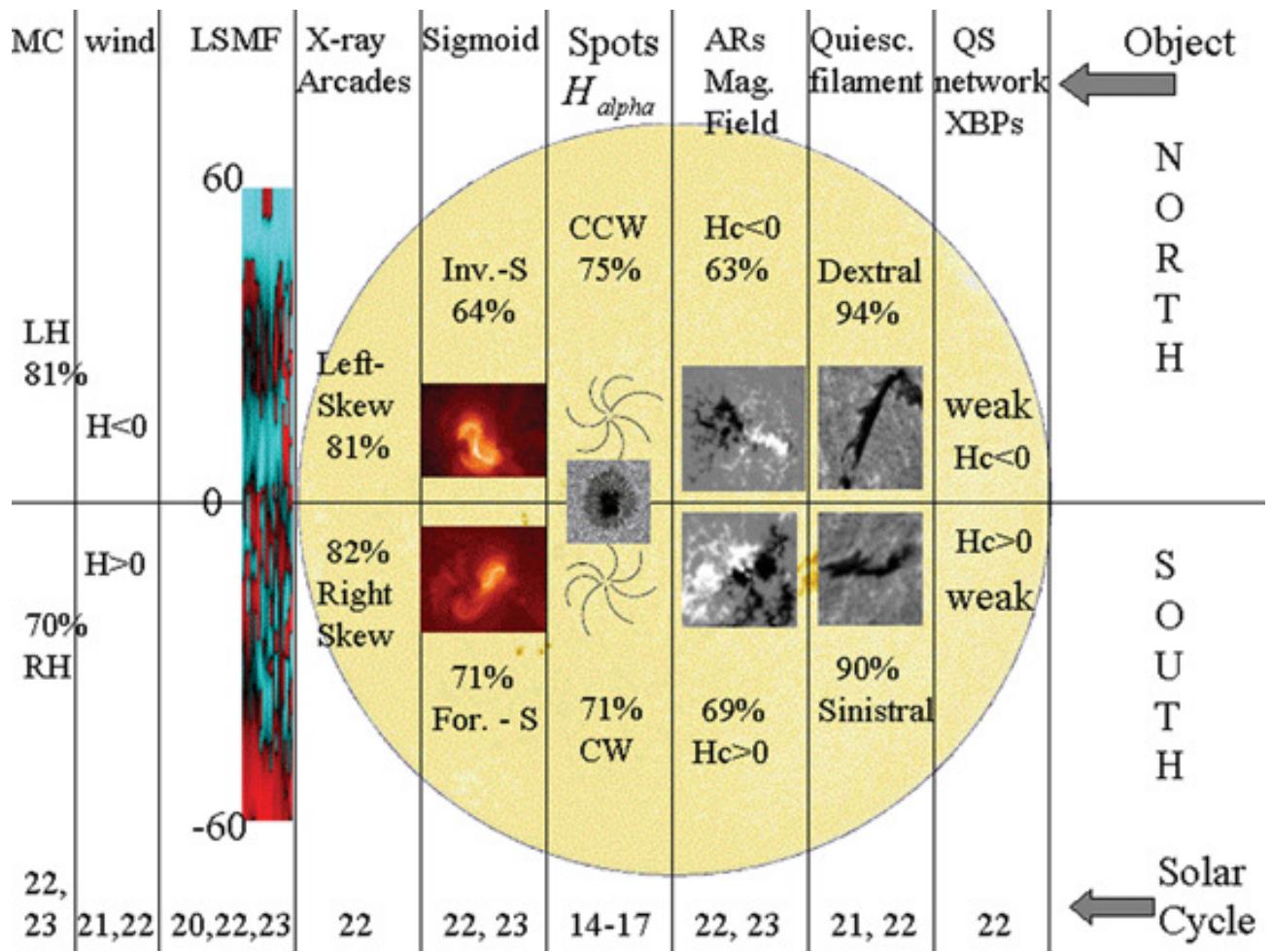


Рисунок 4.4 — Схематическое изображение явлений солнечной активности, которые следуют правилу полушарий для знака спиральности (противоположное направление закрутки магнитных силовых линий вокруг магнитных жгутов для северного и южного полушарий). Иллюстрация из работы [Pevtsov et al., 2014].

лиса, вершина Ω -петли изгибаются, что приводит к смещению ведущей (западной) части петли к экватору, а хвостовой – в противоположном направлении в сторону полюса. Такая крупномасштабная изгибная деформация (англ. writhe) вследствие закона сохранения спиральности приводит к генерации мелкомасштабной спиральности противоположного знака [например, Liu, Hoeksema, Sun, 2014]. Сама величина изгиба W может определяться из измеренного тилта активной области Θ как

$$W = -\Theta/d, \quad (4.18)$$

где d – расстояние между центрами противоположных поларностей. Следует указать, что обратное влияние мелкомасштабной спиральности на форму пет-

ли также возможно. В работе [Linton, Longcope, Fisher, 1996] показано, что значительная закрутка магнитных силовых линий вокруг оси жгута, вызванная какими-либо сторонними механизмами, может вызывать неустойчивость (англ. *kink instability*), приводящую к крупномасштабному изгибу жгута. В этом случае на поверхности формируется δ -структура, у которой величины W и α_{ff} имеют один знак, что действительно часто наблюдается.

Еще одним механизмом формирования спиральности может быть упорядоченное действие конвективных потоков плазмы на магнитный жгут в конвективной зоне (Σ -эффект), что описано в работе [Longcope, Fisher, Pevtsov, 1998]. Согласно моделям, влияние эффекта Кориолиса приводит к формированию циклонических движений плазмы, которые имеют противоположные направления вращения в разных полушариях. Взаимодействие этих вихрей с поднимающимся магнитным жгутом приводит к формированию спиральности у последнего. Недавно в работе [Manek, Brummell, 2024] был предложен еще один механизм сегрегации. Согласно исследованию, в конвективной зоне может происходить формирование магнитных жгутов со случайным направлением закрутки, однако во время подъема через конвективную зону жгут взаимодействует с фоновым магнитным полем. При определенных взаимных ориентациях фонового поля и поля, генерируемого текущими в жгуте электрическими токами, подъем останавливается. Как результат, на поверхности оказываются только активные области с выбранным знаком спиральности. Нельзя не отметить, что спиральность также возникает для крупномасштабных магнитных полей в моделях глобального динамо в результате работы α и Ω -механизмов [например, Berger, Ruzmaikin, 2000]

Помимо подповерхностных механизмов, в скручивании магнитных жгутов также могут принимать участие процессы в атмосфере. Они связаны со сдвиговыми движениями магнитных элементов относительно друг друга. Для численной оценки их вклада возможно использовать уравнение 4.12. Например, в работе [Liu et al., 2014] было показано, что вклад в поток спиральности от поверхностных движений превосходит долю потока спиральности, связанного со всплытием магнитного поля. Более того, вклады от двух составляющих могут

компенсировать друг друга. В исследовании [Yang, Zhang, Büchner, 2009] анализировалась связь между изменением тилта всплывающих активных областей и потоком магнитной спиральности в них. Результаты показали, что сдвиговый член доминирует. Работа [Sun et al., 2024] также продемонстрировала решающее влияние поверхностных движений на генерацию магнитной спиральности в активной области. С другой стороны, в уравнение 4.12 входит магнитное поле, поэтому поток спиральности будет масштабироваться вместе с его величиной. Для устранения этого недостатка в статье [MacTaggart et al., 2021] был предложен несколько иной подход для оценки скрученности магнитного жгута. Результаты анализа показали, что как сдвиговый член, так и член, связанный со всплытием, могут вносить решающий вклад в итоговую спиральность в зависимости от конкретной рассматриваемой активной области.

4.3 Токовая спиральность всплывающих активных областей

Как упоминалось выше, в отличие от магнитной спиральности, для которой доступно измерение только ее потока, значение токовой спиральности может быть оценено хотя бы частично. В общем случае знаки этих величин не должны быть одинаковыми, однако в большинстве исследованных случаев они все же совпадают [Seehafer, 1990; Liu et al., 2014]. Многочисленные измерения токовой спиральности показывают, что правило полушарий выполняется в среднем для 70-80% активных областей [например, Seehafer, 1990; Pevtsov, Canfield, Metcalf, 1995; Abramenko, Wang, Yurchishin, 1996]. Отклонения наблюдаются для фаз минимумов активности [Gao et al., 2013], что находит объяснение в моделях глобального динамо [Pipin et al., 2013].

Для 423 всплывающих активных областей, описанных в § 2.6, в данной работе был проанализирована средняя скрученность, которая рассчитывалась по формуле

$$\alpha_{av} = \frac{\sum j_z(i,j) B_z(i,j)}{\sum B_z^2(i,j)}, \quad (4.19)$$

где суммирование проводится по пикселям (i,j) с абсолютной плотностью магнитного потока, превышающей 300 Мкс см^{-2} . Из выражения 4.17 понятно, что знаки токовой спиральности и скрученности совпадают, поэтому последняя также должна выполнять правило знака для полушарий. Вместе со скрученностью анализировалось значение изгиба магнитных диполей (выражение 4.18), который должен показывать противоположный знак.

Зависимости тилта (§ 2.6), скрученности и величины W от широты показаны на рисунке 4.5. Значения измерены в момент достижения активными областями максимального магнитного потока. Как видно, к этому времени тилт уже показывает значения в соответствии с законом Джоя, имея в среднем противоположный знак в северном и южном полушариях и увеличиваясь к высоким широтам. Соответственно, крупномасштабный изгиб, напрямую вычисляемый из значений тилта, показывает ожидаемую зависимость от широты. В то же время, правило полушарий для знака токовой спиральности выражено крайне слабо (черные прямые на рисунке 4.5 имеют близкий к нулю наклон). Из 234 активных областей, расположенных в северном полушарии, только 134 (57%) показывают отрицательный знак α_{av} . Для южного полушария ожидаемая положительная скрученность обнаружена у 76 из 189 объектов (40%). В среднем по выборке только 50% выполняют правило, т.е. не обнаруживается никакой сегрегации. Причина может быть в большом влиянии шумов на вычисляемые значения плотности электрических токов, что особенно сильно может влиять на результаты для небольших активных областей. Учет только крупных магнитных диполей с максимальным магнитным потоком, превышающим $5 \cdot 10^{21} \text{ Мкс}$, приводит к тем же выводам: только 55 из оставшихся 110 объектов показывают знак скрученности в соответствии с правилом.

Для более подробного изучения вопроса был проведен еще один эксперимент. Было выбрано 99 всплывающих активных областей, наблюдавшихся с 2010 по 2018 гг. Морфологически все объекты представляли собой простые магнитные диполи (класс β согласно классификации Маунт-Вилсон). Согласно критериям отбора, после достижения максимального магнитного потока, объект должен был находиться не дальше 60° от центрального меридиана в течение

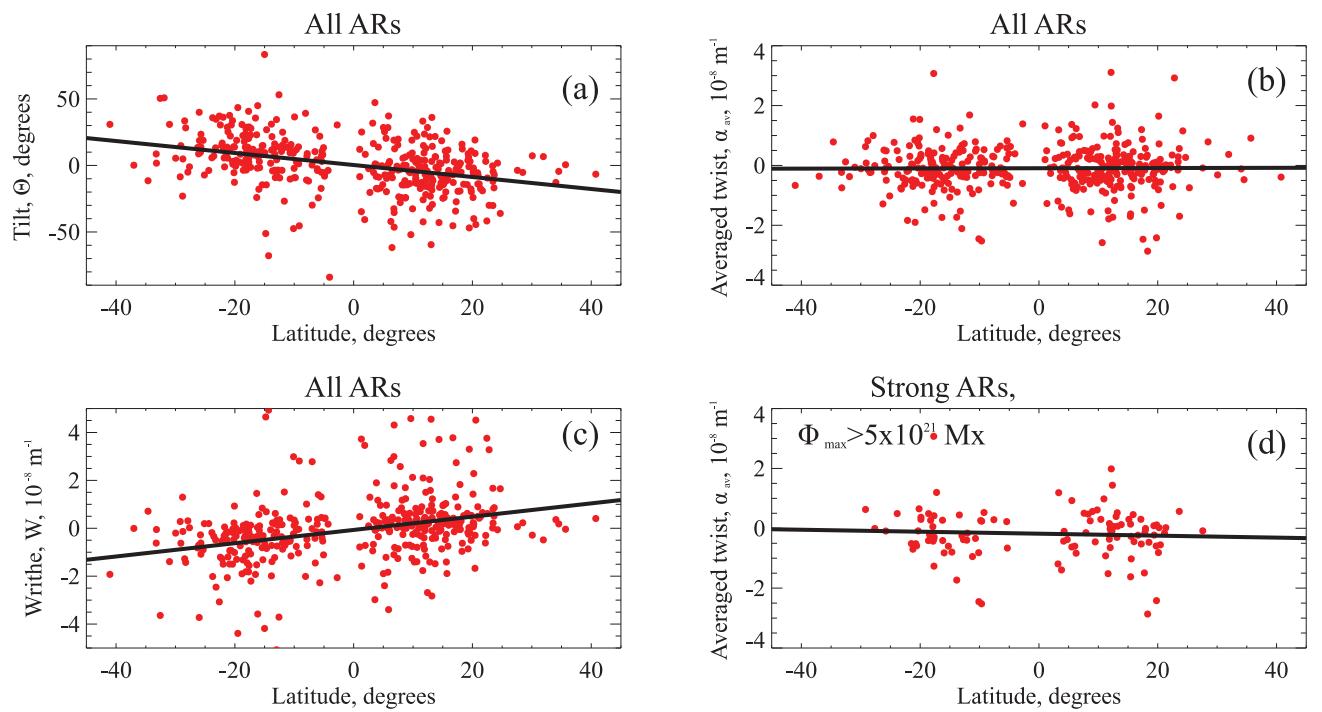


Рисунок 4.5 — Зависимость тилта Θ (панель а), средней скрученности α_{av} (панели б, д) и крупномасштабного изгиба W от широты для 243 всплывающих активных областей в момент достижения максимального магнитного потока. Черными прямыми показаны линейные аппроксимации распределений. На панели (д) приведены только активные области с максимальным магнитным потоком, превышающим $5 \cdot 10^{21}$ Мкс.

трех дней, что необходимо для изучения его дальнейшей эволюции. Из исходной выборки было выделено 72 активных области, магнитный поток в которых монотонно увеличивался на этапе всплытия и убывал на этапе диссипации. Вместе с полным магнитным потоком рассчитывалось расстояние между центрами противоположных полярностей. Типичные кривые изменения этих величин для активной области NOAA 11824 показаны на рисунке 4.6. Из иллюстрации видно, что после окончания всплытия, расстояние между центрами противоположных полярностей продолжают увеличиваться. Для каждой активной области из выборки рассчитывалась два значения скрученности — в моменты достижения максимального магнитного потока и максимального размера, затем знак скрученности сопоставлялся с широтой.

Результаты анализа показали, что к моменту окончания всплытия направление закрутки магнитных силовых линий соответствует ожидаемому согласно правилу полушарий только в 36 (50%) активных областях, т.е. ровно в полу-

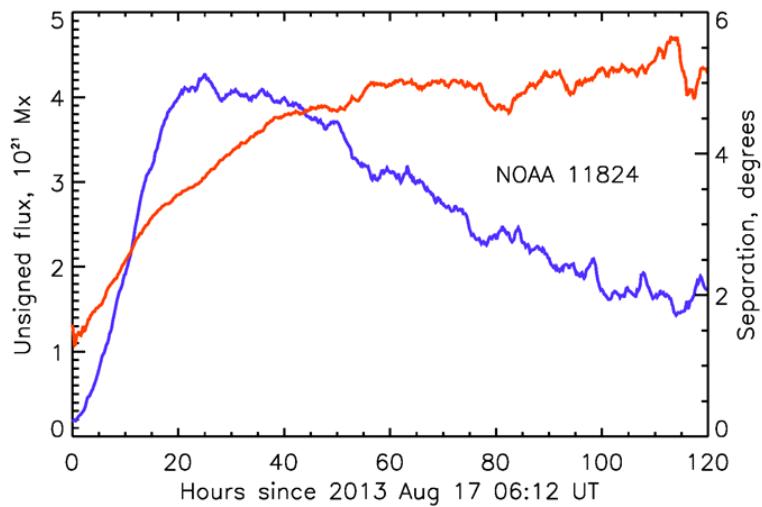


Рисунок 4.6 — Изменение полного магнитного потока (синяя кривая) и расстояния между центрами противоположных поллярностей (красная кривая) во всплывающей активной области NOAA 11824, наблюдавшейся в августе 2013 года.

вине выборки. Во время достижения максимального расстояния между центрами противоположных поллярностей, их количество увеличивается до 49 из 72, т.е. до 68%. Дальнейший анализ эволюции спиральности для этой выборки был затруднен из-за ограниченности времени нахождения активных областей на видимой стороне диска. С другой стороны, возможно исследовать заведомо «старые» объекты, которыми являются униполярные магнитные структуры (класс α согласно классификации Маунт-Вилсон). Расчеты знака скрученности были выполнены для 21 активной области такой морфологии. Было установлено, что 20 из них, т.е. 95%, показывают направление закрутки в соответствии с правилом полушарий.

Из исследования можно сделать вывод, что ожидаемый знак усредненной спиральности возникает в активной области не на этапе всплытия, а во время последующей эволюции. Увеличение расстояния между центрами противоположных поллярностей после окончания нарастания магнитного потока может интерпретироваться как дальнейший подъем магнитной петли. Поскольку сегрегация уже возникает к моменту достижения максимального геометрического размера, можно предположить, что причиной этому и является действие эффекта Кориолиса на поднимающуюся в атмосфере петлю. Ее крупномасштаб-

ный изгиб приводит к возникновению скрученности обратного знака. Важным отличием от описанных выше моделей генерации спиральности в приближении тонких трубок является то, что механизм работает в атмосфере, где магнитное давление превалирует над плазменным, но не в конвективной зоне. Поскольку магнитные жгуты всплывают как структуры, которые выносят электрические токи в атмосферу [Leka et al., 1996; MacTaggart et al., 2021], можно предположить, что спиральность действительно возникает в конвективной зоне, но ее знак не зависит от полушария. Сегрегация возникает только после всплытия магнитного жгута в атмосферу и его деформации в определенном направлении эффектом Кориолиса. Доминирующий вклад сдвигового члена в поток спиральности, что найдено в упомянутых выше исследованиях, работает в пользу этого утверждения.

Альтернативным объяснением может быть запаздывание в увеличении спиральности по сравнению с магнитным потоком. В работе [Pevtsov, Maleev, Longcope, 2003] было показано, что спиральность продолжает увеличиваться по мере изменения геометрических размеров всплывающей активной области даже после достижения максимального магнитного потока. Связано это с некоторой задержкой между появлением магнитной петли и инжекцией спиральности в ней. Также отсутствие сегрегации на этапе всплытия может быть связано с невозможностью корректно измерить электрические токи в активной области на этом этапе.

В случае, если гипотеза о «поверхностном» механизме формирования правила полушарий верна, это ставит новые вопросы для моделей динамо, которые указывают на существенную роль спиральности в поддержании циклической генерации магнитного поля. С другой стороны, предположение относится к локальным магнитным полям, которые могут напрямую не быть связанными с глобальной магнитной системой. Также результат снова указывает на решающее влияние турбулентных потоков плазмы на магнитное поле в конвективной зоне и незначительное действие эффекта Кориолиса.

4.3.1 Связь скрученности и скорости нарастания потока

Согласно многим модельным расчетам, скорость нарастания магнитного потока всплывающей активной области тесно связана с ее скрученностью. Первые подобные результаты были получены в работе [Schuessler, 1979], в которой проводилось двумерное МГД моделирование подъема магнитной трубы через верхние слои конвективной зоны. Автором было установлено, что магнитный жгут во время подъема фрагментируется, а вокруг него возникают вихревые структуры плазмы. Все это в конечном итоге может привести к остановке подъема и неудавшемуся всплытию (англ. failed emergence). Подобные результаты были получены также в работе [Longcope, Fisher, Arendt, 1996]. Стабилизирующим фактором, который препятствует фрагментации, может быть скрученность магнитного жгута, что показано в исследованиях [Moreno-Insertis, Emonet, 1996] и [Emonet, Moreno-Insertis, 1998]. Согласно анализу, достаточная величина азимутального магнитного поля в жгуте, превышающая определенный порог, приводит к подавлению разделения на отдельные фрагменты. Относительная доля магнитного потока, дошедшего до поверхности тем выше, чем больше скрученность исходного магнитного жгута.

Трехмерное МГД моделирование всплывающих магнитных жгутов в работах [Murray et al., 2006] и [Murray, Hood, 2008] показало, что структуры с небольшой скрученностью неспособны преодолеть границу конвективная зона–атмосфера, тогда как сильно скрученные активные области всплывают, даже имея небольшой магнитный поток. Распределение магнитного поля в сечении магнитных жгутов с различной скрученностью из работы [Toriumi, Yokoyama, 2011] показано на рисунке 4.7. Результаты были получены в рамках трехмерного МГД моделирования подъема магнитных трубок через верхние слои конвективной зоны. Трубы исходно имели одинаковое круглое сечение, однако различную величину скрученности. Видно, что с уменьшением скрученности сечение жгута увеличивается по мере подъема, намагниченная плазма растекается в горизонтальном направлении. Высокая скрученность, наоборот, способствует удержа-

нию компактной структуры. Общим результатом всех упомянутых работ является то, что скорость нарастания магнитного потока должна быть больше для активных областей с большей степенью скрученностей.

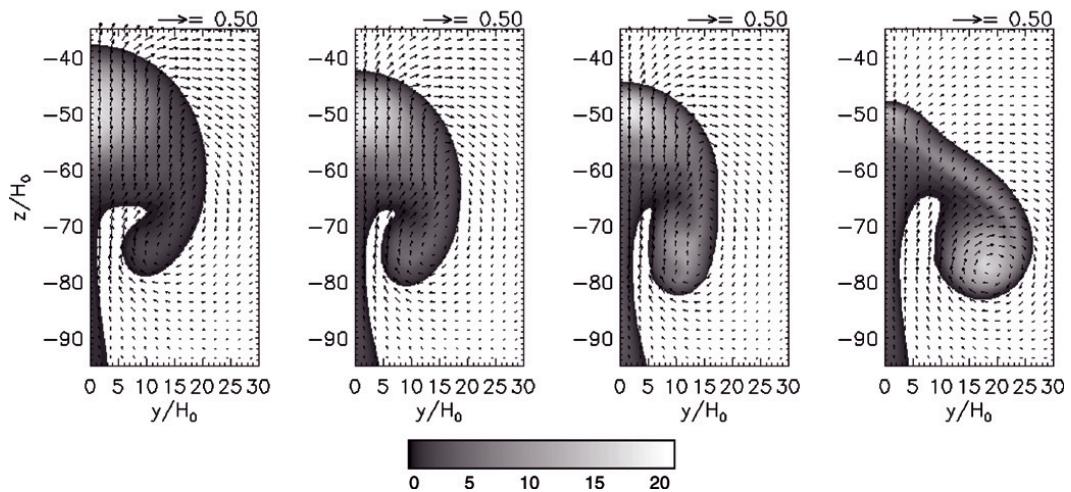


Рисунок 4.7 — Магнитное поле в сечении магнитных жгутов, поднимающихся через верхние слои конвективной зоны. Скрученност жгутов уменьшается слева направо. Стрелками показано поле скоростей плазмы вокруг жгутов. Иллюстрация из работы [Toriumi, Yokoyama, 2011].

С другой стороны, в более реалистичной модели всплытия магнитных жгутов, представленной в работе [Rempel, Cheung, 2014], было показано, что ненулевая скрученност не является необходимым условием для формирования активной области на поверхности. Скорость подъема жгута не зависит от его скрученностей, что получено в модели, представленной в [Knizhnik, Linton, Leake, 2022]. В недавнем исследовании [Toriumi, Hotta, Kusano, 2024] более подробно изучалось влияние скрученностей исходного магнитного жгута на скорость нарастания потока и на формирование активной области. Было получено, что, независимо от степени скрученностей, магнитный поток проникает в атмосферу под действием поднимающихся конвективных потоков и формирует пятна. Однако, низкое значение скрученностей приводило к быстрой фрагментации активной области, тогда как высокая скрученност делала ее более когерентной и долгоживущей. Даже в отсутствие изначальной закрутки, на поверхности возникала структура с ненулевой спиральностью, которая генерировалась турбулентностью ненамагнитной плазмы. В ряде исследований появление группы пятен в фотосфере возможно даже в результате подъема через конвективную

зону части изначально горизонтального магнитного слоя под действием восходящих потоков плазмы.

Противоречивые результаты теоретических работ не дают однозначно установить роль скрученности (α_{av}) в скорости нарастания магнитного потока (R_{av}) и в целом его необходимость для формирования активной области. В данном исследовании было проведено сопоставление величины α_{av} и нормированной скорости нарастания потока $R_n = R_{av}/\Phi_{max}$, для чего использовалась выборка из 423 всплывающих активных областей, описанная в § 2.6. Нормированный поток показывает, какая относительная доля потока всплывает за единицу времени, что позволяет сравнивать активные области с отличающимся на порядки максимальным магнитным потоком. Средняя скрученность вычислялась по формуле 4.19. Результаты представлены на рисунке 4.8. Видно, что нет однозначной связи между величинами, наблюдается лишь слабая тенденция увеличения скорости нарастания потока с ростом скрученности. С другой стороны, подавляющая часть точек лежит выше штриховой наклонной прямой, что подчеркивает отсутствие активных областей с высокой величиной α_{av} и низкой R_n . Измерение скрученности может иметь значительные неопределенности для небольших активных областей, что связано с существенными шумами при измерении поперечного магнитного поля. Для более корректного сравнения на правой панели рисунка 4.8 рассмотрены только активные области с максимальным магнитным потоком $\Phi_{max} > 5 \cdot 10^{21}$ Мкс. Как видно, тенденция стала более выраженной: скорость нарастания потока в среднем возрастает при увеличении скрученности магнитного жгута, формирующего активную область, хотя и не выявлено однозначной связи между α_{av} и R_n .

4.4 Возмущение токовой системы активной области всплывающим магнитным потоком

Как показано в § 4.2.1, карты токовой спиральности, полученные по наблюдениям различных инструментов, достаточно хорошо согласуются, что поз-

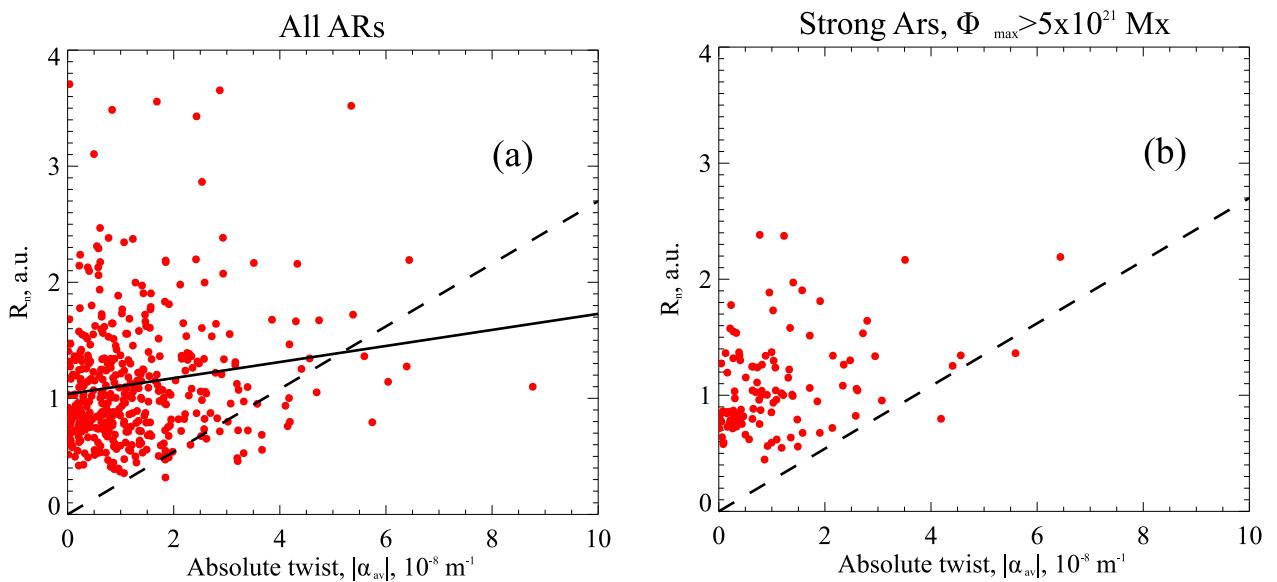


Рисунок 4.8 — Зависимость между нормированной скоростью нарастания магнитного потока R_n и средней скрученностью α_{av} для всей выборки из 423 активных областей (слева) и для активных областей с $\Phi_{max} > 5 \cdot 10^{21}$ Мкс. Большинство точек на обеих панелях лежит выше наклонной пунктирной прямой. Сплошная прямая на левой панели показывает линейную аппроксимацию распределения. Иллюстрация из работы [Kutsenko, Abramenko, Pevtsov, 2019].

воляет говорить о том, что они показывают реальное распределение этого физического параметра по активной области, а не случайные структуры, связанные с ошибками измерений и некорректностью методов для расчета. Пространственное распределение H_C^z фактически определяется распределением электрических токов, поскольку они более мелкомасштабны по сравнению с магнитными элементами. В данном исследовании был впервые проведен анализ структурных функций токовой спиральности.

Использованный метод структурных функций описан в работах [Frisch, 1995; Abramenko и др., 2002; Abramenko, 2005b]. Функции были введены Колмогоровым [Колмогоров, 1941] и представляют собой статистические моменты степени q приращения любого двумерного (для данного случая) поля:

$$S_q(r) = \langle |u(\vec{x} + \vec{r}) - u(\vec{x})|^q \rangle, \quad (4.20)$$

где \vec{x} — точка в пространстве и \vec{r} — вектор разности между двумя точками, между которыми измеряется приращение функции $u(\vec{x})$. Усреднение проводит-

ся по всей карте двумерного поля. Степень статистического момента q может принимать реальные значения.

Структурные функции позволяют определить пространственный масштаб, на котором исследуемое двумерное поле перемежаемо, а также определить характер этой перемежаемости. Для этого вычисляется флэтнесс-функция, равная отношению шестого статистического момента к кубу второго [Abramenko, 2005b]:

$$F(r) = S_6(r)/(S_2(r))^3 \propto r^{-\kappa}. \quad (4.21)$$

Для перемежаемого поля $F(r)$ связана степенным законом с пространственным масштабом r . В двойном логарифмическом масштабе наклон κ флэтнесс-функции в некотором интервале Δr , где $F(r)$ линейна, характеризует перемежаемость поля: чем он выше, тем более сложная пространственная структура у поля [Abramenko, 2005b]. Для наклона флэтнесс-функции различных полей будет далее использоваться соответствующий индекс, например, κ_{H_C} для токовой спиральности.

Перемежаемость (англ. intermittency) подразумевает тенденцию физических полей концентрироваться в мелкомасштабные структуры высокой интенсивности, окруженные протяженными областями со значительно более слабыми возмущениями. В отличие от гауссовских процессов, большие флюктуации в перемежаемом процессе не редки как во времени, так и в пространстве, они вносят существенный вклад в высшие статистические моменты и показывают мультифрактальность поля [Frisch, 1995].

Для исследования использовались векторные магнитограммы, полученные инструментом SDO/HMI. Были выбраны три активные области (NOAA 11158, 12494 и 12673), которые отслеживались в течение 5-6 суток в пределах $\pm 30^\circ$ от центрального меридиана. По этой причине не проводился учет эффекта проекции. Использовалась серия наблюдений SHARP [Bobra et al., 2014; Hoeksema et al., 2014], предоставляющая карты модуля вектора магнитного поля, распределение его азимута и наклона к лучу зрения. Продольное и поперечное магнитные поля рассчитывались в предположении, что нормаль к поверхности Солнца совпадает с лучом зрения. Для расчета плотности вертикального

электрического тока по формуле 4.5 использовался квадратный контур со стороной 5 пикселей или 2.5 угл.сек., что соответствует приблизительно 2 Мм на поверхности Солнца. Перед расчетом структурных функций, карты сглаживались двумерной гауссовой функцией с шириной, эквивалентной 5 пикселям.

Анализ показал, что характерный линейный размер структур токовой спиральности редко превышает 10 Мм, что согласуется с оценками из работы [Pevtsov, Canfield, Metcalf, 1994]. Элементы с размером менее 2 Мм находятся ниже предела разрешения из-за выбранного контура интегрирования в 4.5 и не могут быть исследованы с достаточной степенью достоверности. По этой причине, наклон флэтнесс-функции токовой спиральности определялся путем ее линейной аппроксимации в интервале масштабов 2–10 Мм.

Примеры флэтнесс-функций для активных областей NOAA 11158, 12494 и 12673 показаны на рисунке 4.9. Можно видеть, что их наклон на интервале 10–40 Мм практически одинаковый для всех случаев и не меняется со временем, что связано с характерными размерами структур токовой спиральности. На меньшем масштабе 2–10 Мм величина κ_{H_C} меняется значительно как для разных активных областей, так и для разных моментов времени. На интервале менее 2 Мм наблюдается насыщение флэтнесс-функции. Помимо κ_{H_C} , рассчитывались флэтнесс-функции для продольного и поперечного магнитных полей. Показатели экспоненты, которые будут обозначаться κ_{B_z} κ_{B_t} , соответственно, определялись в интервале масштабов 5–40 Мм согласно работе [Abra- menko, Yurchyshyn, 2010]. Также для каждой активной области измерялся ее полный магнитный поток $\Phi(t)$ и дисбаланс токовой спиральности (англ. net current helicity) как интеграл H_C^z по всей активной области.

Кривые изменения полного магнитного потока $\Phi(t)$, наклонов флэтнесс-функций κ_{H_C} , κ_{B_z} , κ_{B_t} и дисбаланса токовой спиральности показаны на рисунке 4.10 для активных областей NOAA 1158 и 12494 и на рисунке 4.11 для активной области NOAA 12673.

Активная область NOAA 11158 (рисунок 4.2) наблюдалась в феврале 2011 года. Она начала всплывать 10 февраля в южном полушарии как два отдельных магнитных диполя, которые постепенно образовали квадрупольную структуру.

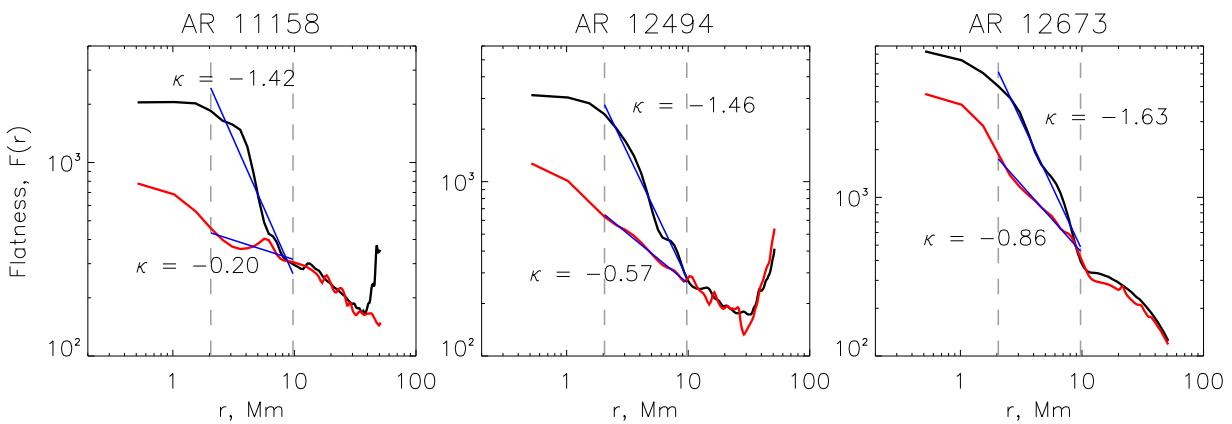


Рисунок 4.9 — Типичные флэтнесс-функции (черные и красные кривые) токовой спиральности для активных областей NOAA 11158, 12494 и 12673. Черные кривые показывают флэтнесс-функцию во время резкого увеличения ее наклона перед всплытием нового магнитного потока в активной области, красные — вне этого интервала. Синие прямые показывают линейную аппроксимацию флэтнесс-функции на пространственном масштабе 2–10 Мм, обозначенном штриховыми вертикальными линиями. Иллюстрация из работы [Kutsenko et al., 2018].

К началу 12 февраля, полный магнитный поток составлял $5 \cdot 10^{21}$ Мкс и оставался неизменным почти в течение суток (левая часть черной кривой на верхней левой панели рисунка 4.10). После этого, в пределах активной области началось интенсивное всплытие нового магнитного потока, которое продолжалось не менее двух суток. Максимальный наблюдавшийся магнитный поток достигал $3 \cdot 10^{22}$ Мкс к концу 15 февраля 2011 г.

На кривой изменения наклона флэтнесс-функции токовой спиральности можно видеть резкое увеличение абсолютной величины до $|\kappa_{H_C}| \approx 1.4$ приблизительно за 10 часов до начала нового всплытия, а затем ее уменьшение до значений меньше единицы. Соответствующие графики флэтнесс-функции, полученные в моменты, показанные штриховыми вертикальными прямыми на панелях (b) рисунков 4.10 и 4.11, приведены на иллюстрации 4.9. Резкое увеличение наклона непродолжительно, длится около 5 часов. Интересно, что величины κ_{B_z} и κ_{B_t} , показанные на панелях (c), имеют небольшое абсолютное значение и не показывают существенных вариаций до начала увеличения магнитного потока. Их резкий рост наблюдается вместе с новым интенсивным всплытием, результатом которого станут сильные вспышки классов M6.6 и X2.2. Этот ре-

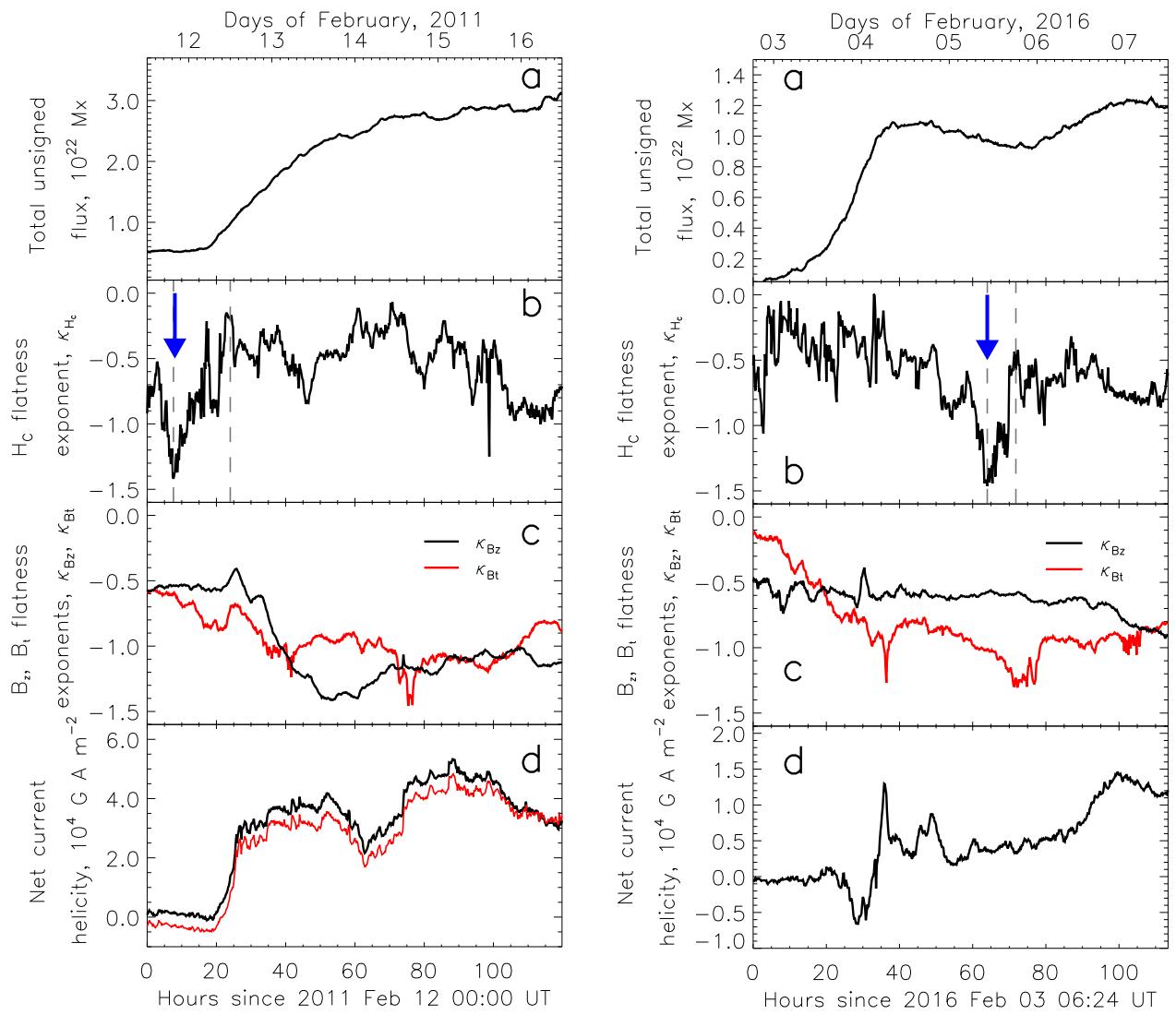


Рисунок 4.10 — Изменение полного магнитного потока (панель а), наклонов флэтнесс-функции токовой спиральности (панель б), продольного (панель с, черная кривая) и поперечного (панель с, красная кривая) магнитных полей, дисбаланса токовой спиральности для активных областей NOAA 11158 (слева) и 12494 (справа). На панели (д) слева красной кривой показан дисбаланс токовой спиральности, получаемый в заголовках FITS-файлов серии SHARP данных SDO/HMI. Синими стрелками на панелях (б) показаны моменты резкого увеличения наклона флэтнесс-функции токовой спиральности перед вспышкой нового магнитного потока в активной области. Иллюстрация из работы [Kutsenko et al., 2018].

зультат согласуется с выводами работы [Abramenko, Yurchyshyn, 2010], авторы которой нашли, что наклон флэтнесс-функции продольного магнитного поля часто увеличивается по абсолютной величине перед сильными вспышечными событиями.

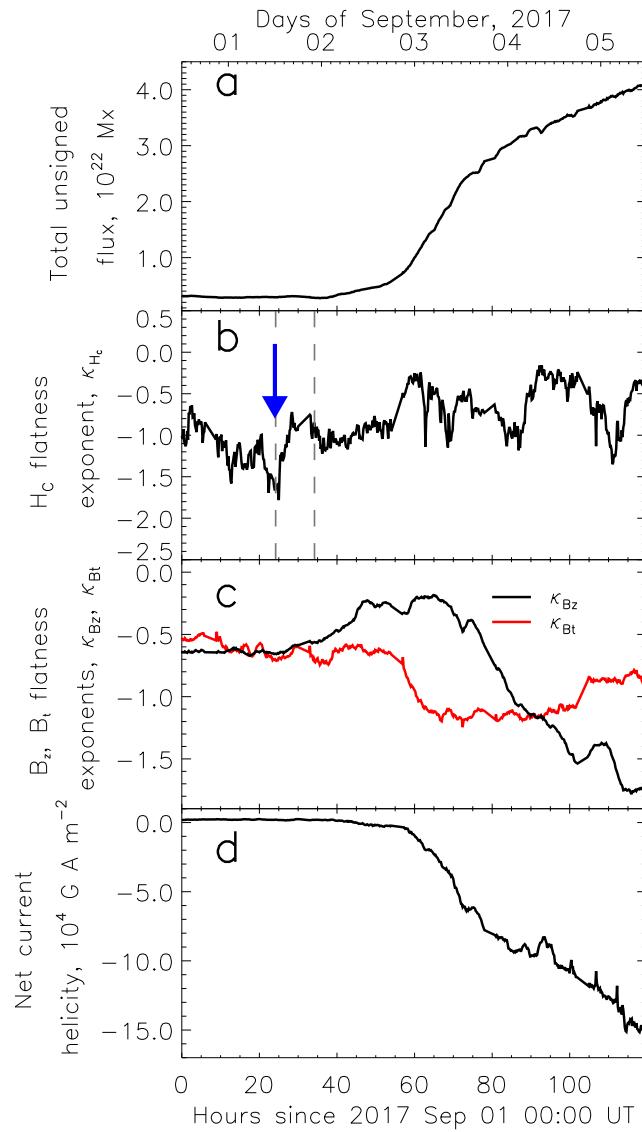


Рисунок 4.11 — То же, что на рисунке 4.10, для активной области NOAA 12673.

Иллюстрация из работы [Kutsenko et al., 2018].

Кривая изменения дисбаланса токовой спиральности в активной области (нижняя левая панель рисунка 4.10) показывает близкие к нулю значения перед началом второго эпизода всплытия и резкое увеличение вместе с инжекцией нового магнитного потока. Красной кривой на панели показан дисбаланс токовой спиральности, который рассчитывается группой SDO/HMI и содержится в заголовках FITS-файлов данных. Видно отличное согласие кривых (график, показанный красным цветом, искусственно смещен вниз), что говорит о верности расчетов.

Подобную картину эволюции показывала активная область NOAA 12494. Она начала всплытие на видимой стороне диска и достигла полного магнитного

потока около $1.1 \cdot 10^{22}$ Мкс к началу 5 февраля 2016 г. Активная область имела хорошо сформированные ведущую и хвостовую полярности, образующие простую дипольную структуру. В начале 5 февраля область начала диссирировать, что сопровождалось уменьшением ее полного магнитного потока. Через сутки началось новое всплытие. Анализ магнитограмм показал появление небольшого магнитного диполя вблизи хвостовой полярности. Как и в предыдущем случае, приблизительно за 10 часов до второго эпизода всплытия, наклон флетнесс-функции токовой спиральности резко увеличился по модулю до $|\kappa_{H_C}| \approx 1.4$, а затем вернулся к прежним значениям $|\kappa_{H_C}| \approx 0.5$ (левая панель b на рисунке 4.10). Кривые $\kappa_{B_z}(t)$ и $\kappa_{B_t}(t)$ не показывали в это время каких-либо особенностей, дисбаланс спиральности также изменялся плавно.

Наконец, третья исследованная активная область NOAA 12673, представляет особый интерес, поскольку она произвела наиболее сильные вспышки 24-го цикла активности. Активная область появилась на восточном лимбе в конце августа 2017 года как небольшое диссирирующее униполярное пятно с магнитным потоком около $3 \cdot 10^{21}$ Мкс. По мере ее движения к западу, к юго-востоку от пятна началось интенсивное всплытие нового магнитного потока, скорость нарастания которого была одна из наибольших среди зафиксированных (см. § 2.7.1). Новая сложная магнитная структура произвела серию вспышек класса X. На рисунке 4.11 можно видеть как резкое увеличение перемежаемости продольного и поперечного магнитных полей (панель c), так и значительный дисбаланс спиральности при всплытии нового магнитного потока. Хотя наклон флетнесс-функции токовой спиральности показывал в среднем большее по модулю значение, чем в предыдущих двух случаях, тем не менее на панели (b) рисунка 4.11 видно его увеличение за 15-20 часов до начала нового всплытия. Никакие другие измеренные характеристики в этот интервал времени не показывают каких-либо значимых изменений.

Был проведен дополнительный эксперимент: наклон флетнесс-функции токовой спиральности рассчитывался только для небольшой области вокруг исходного униполярного пятна, в которую не проникал новый магнитный поток даже некоторое время после начала интенсивного всплытия. В этом случае рез-

кое увеличение $|\kappa_{H_C}|$ за 15 часов до появления нового потока было обнаружено еще более явно, чем показанное на панели (b) рисунка 4.11.

Все три исследованные активные области имели одну общую черту – всплытие нового магнитного потока в непосредственной близости от уже существующей магнитной структуры. В каждом случае за 10-15 часов до события в кривой изменения наклона флэтнесс-функции токовой спиральности наблюдалось резкий «провал», абсолютное значение $|\kappa_{H_C}|$ увеличивалось в 2-3 раза. Интересно, что в эти моменты не наблюдалось каких-либо существенных вариаций во флэтнесс-функциях продольного и поперечного магнитных полей. Возрастание наклона κ_{H_C} означает увеличение перемежаемости или сложности пространственной структуры токовой спиральности. Сама интегральная величина H_C остается неизменной, что говорит именно об изменении ее распределения по фотосфере. Визуальный анализ магнитограмм показал, что изменения во флэтнесс-функции токовой спиральности происходят еще до того, как на поверхности обнаруживаются первые элементы нового всплывающего магнитного потока.

Можно предположить, что увеличение перемежаемости перед всплытием отражает резкие изменения в системе электрических токов активной области, в том числе их фрагментацию и перестройку. Возмущение может создаваться (наведенными) электрическими токами всплывающего магнитного потока, появление которых на поверхности опережает магнитное поле. Если гипотеза верна, то можно сделать два вывода. Во-первых, электрические токи активных областей распространяются дальше в пространстве, чем магнитное поле, в том числе проникая на некоторую глубину в конвективную зону. Во-вторых, резкие изменения структуры токовой спиральности может быть диагностическим средством, свидетельствующим о скором всплытии нового магнитного в уже сформированной активности области. Такие события часто приводят к возникновению вспышечных событий.

4.5 Выводы к главе 4

В результате анализа усредненной токовой спиральности всплывающих активных областей установлено, что к моменту окончания нарастания магнитного потока они не показывают предпочтение в знаке спиральности, что ожидается согласно правилу полушарий. Сегрегация возникает на более поздних этапах, когда активная область продолжает увеличиваться уже в атмосфере, достигая максимального размера. Такой результат может свидетельствовать о том, что правило полушарий относится уже к видимой на поверхности эволюции активной области, а спиральность магнитного жгута внутри конвективной зоны хотя и не является нулевой, но ее знак оказывается случайным.

Также впервые обнаружено, что токовая система активной области возмущается перед всплытием нового магнитного потока внутри или в непосредственной близости от нее. Это может объясняться подповерхностным взаимодействием магнитных структур через взаимную индукцию или подобные механизмы.

Высокая скрученность магнитного жгута в ранних моделях всплытия играла значительную роль и в целом определяла способность магнитного поля подняться через конвективную зону на поверхность как когерентная структура, поскольку препятствовала ее фрагментации турбулентными потоками плазмы. В более развитых моделях, наоборот, указывается на несущественное влияние спиральности на появление активных областей на поверхности. Анализ наблюдательных данных показал, что некоторая связь между скоростью нарастания магнитного потока выявляется: сильно скрученные активные области показывают высокую скорость, тогда как скрученные слабо могут увеличивать свой поток как быстро, так и медленно. По-видимому, спиральность все-таки является одним из факторов, определяющих способность магнитной структуры сохранять когерентность и противостоять фрагментации конвективными потоками плазмы.

Глава 5. Локальные магнитные поля как причина дисбаланса магнитного потока видимого диска Солнца

Продольное магнитное поле, усредненное по всему видимому диску, оказывается хотя и довольно слабым – не более нескольких гаусс, но в общем случае отличным от нуля с хорошей достоверностью. Иными словами, интегральное продольное (с учетом знака) магнитное поле Солнца не является сбалансированным. Исследования показывают, что его знак коррелирует с полярностью межпланетного магнитного поля, измеряемого на орбите Земли. Такой важный фактор для космической погоды вызывает интерес к изучению этой величины. Также есть указания на то, что по колебаниям его амплитуды можно регистрировать корональные выбросы массы. Среднее магнитное поле Солнца измеряется солнечной обсерваторией Виллокса (англ. Wilcox Solar Observatory, WSO) и рядом других учреждений. С начала активного исследования усредненного магнитного поля в 1960-70-х годах предполагалось, что оно определяется униполярными протяженными областями на поверхности Солнца. В данной работе приводятся аргументы в пользу того, что ненулевая величина среднего магнитного поля связана с локальными концентрациями магнитного потока, которые образуются в результате диссипации активных областей и распределяются на большие площади адвективными потоками плазмы, но суммарная площадь этих концентраций не превышает 10% площади видимого диска.

5.1 Среднее магнитное поле как индикатор межпланетного магнитного поля

Среднее магнитное поле Солнца B_{SMMF} (англ. solar mean magnetic field) показывает дисбаланс магнитного продольного поля по всему видимому диску. Эта величина составляет всего несколько гаусс, но в общем случае отлична от нуля и является одним из индексов активности. Она измеряется для интеграль-

ного солнечного света, т.е. показывает магнитное поле Солнца как звезды (англ. the Sun-as-a-star magnetic field). Этот аспект важен для солнечно-звездных аналогий, поскольку позволяет изучать локальные магнитные поля на звездах, используя наблюдения Солнца как опорные.

Выполненные в 1970-х годах работы показали, что знак среднего магнитного поля Солнца определяет направление межпланетного магнитного поля, измеренное на орбите Земли. Последнее меняет знак на противоположный через 4-7 суток после того, как меняется полярность B_{SMMF} [Severny et al., 1970; Scherrer et al., 1977b]. Этот результат показывает возможность прогнозировать состояние ионосферы заблаговременно по измерениям среднего магнитного поля [Bremer, 1996]. Также эта величина, предположительно, может быть использована для регистрации корональных выбросов массы. Согласно ряду работ, последние приводят к перестройке глобальной магнитной системы в атмосфере Солнца [Luhmann et al., 1998], что может быть продетектировано по изменению B_{SMMF} . Поиск таких изменений проводился в нескольких исследованиях и были получены некоторые положительные результаты [Boberg, Lundstedt, 2000], однако однозначной связи между колебаниями среднего поля и произошедшими корональными выбросами массы не обнаружено [Chaplin et al., 2004]. Тем не менее, в B_{SMMF} обнаруживаются короткопериодичные осцилляции с периодом десятки минут [Demidov, 1995], их природа окончательно не установлена.

Одним из вопросов, который вызывает споры, являются конкретные источники дисбаланса магнитного потока по всему видимому диску. Согласно Северному [Severny, 1971], на эту роль не подходят активные области (включая зоны повышенной хромосферной активности – факелы), поскольку их вклад в магнитный поток всего диска с учетом знака крайне незначителен, а площадь изменяется не синфазно с B_{SMMF} . Кроме того, связь среднего магнитного поля с межпланетным подразумевает, что силовые линии магнитного поля в атмосфере Солнца постепенно вытягиваются солнечным ветром до орбиты Земли. Магнитные поля активных областей при этом достаточно сильные, чтобы не подвергаться влиянию частиц, покидающих звезду. Северным было заключено, что B_{SMMF} определяется магнитными полями протяженных областей невозмущен-

ной атмосфера, площадь которых составляет около 80% от всей поверхности. К подобным результатам пришли авторы работ [Котов, Степанян, Щербакова, 1977; Xiang, Qu, 2016; Bose, Nagaraju, 2018]. В данном исследовании демонстрируется, что магнитные структуры, вносящие наибольший вклад в дисбаланс магнитного потока всего Солнца, занимают не более 10% площади диска, что более подробно изложено в следующих параграфах.

5.2 Измерение среднего магнитного поля с помощью магнитографов полного диска

Для измерения магнитного поля Солнца-как-звезды необходимо усреднить наблюдаемое магнитное поле по всему видимому диску. Возможно условно выделить два метода для этого. Первый – усреднение оптическим способом, когда параллельный пучок от Солнца направляется на входную щель спектрополяриметра и проводится регистрация поляризованных компонент вектора Стокса $I \pm V$. Этот метод использовался в Крымской астрофизической обсерватории с 1968 по 2016 годы [например, Severny, 1969]. В разные интервалы времени многие наблюдательные пункты, включая обсерваторию Маунт-Вилсон [Howard, 1974], Саянскую солнечную обсерваторию [Grigor'ev, Demidov, 1987], сеть обсерваторий BiSON [Chaplin et al., 2003], инструмент GOLF [Garcia et al., 1999] на борту космической обсерватории SOHO, выполняли измерения B_{SMMF} . До настоящего времени проводятся наблюдения в обсерватории WSO, ряд данных которой на сегодняшний день является наиболее полным и продолжительным. Для измерения продольного магнитного поля используется магнитограф Бэббока [Babcock, 1953] совместно со спектрографом по схеме Литтрова [Scherrer et al., 1977a]. Установка запитывается целостатной установкой диаметром 33 см через линзу, что позволяет повысить эффективность по сравнению с использованием параллельного пучка. Щель спектрографа установлена не в фокусе линзы для того, чтобы любая точка щели освещалась всем диском Солнца [Grigor'ev, Demidov, 1987]. Электрооптический модулятор на основе кристал-

ла KDP попеременно изменяет фазовую задержку на $\pm\lambda/4$, выделяя, таким образом, круговую поляризацию. Величина магнитного поля пропорциональна разности сигналов, измеренных в крыле спектральной линии Fe I 5250.2 Å при разных состояниях модулятора.

Второй подход – измерение распределения магнитного поля по диску с некоторым пространственным разрешением, а затем его усреднение с помощью математических процедур. Такой способ применялся в исследовании [Boberg et al., 2002] для измерения B_{SMMF} по наблюдениям магнитографа SOHO/MDI. Этот же способ используется и в данной работе в применении к данным инструмента SDO/HMI. Его пространственное разрешение составляет около 1'', что позволяет оценить вклад различных участков солнечной поверхности в общий дисбаланс магнитного потока. Основной вопрос, который исследуется в данном параграфе – установить, насколько правомочны измерения B_{SMMF} путем усреднения плотности магнитного потока по всем пикселям магнитограмм полного диска.

Для вычисления B_{SMMF} использовались магнитограммы продольного поля полного диска, полученные с временным разрешением 720 с (серия `m720s`). Шум в данных оценивался по гистограмме распределения плотности магнитного потока в пикселях и составил около 5.9 Мкс см⁻², что согласуется с величиной 6.3 Мкс см⁻², полученной в работе [Liu et al., 2012]. На данных серии `m720s` магнитограмма Солнца окружена кольцом пикселей, принадлежащих короне, значение плотности магнитного потока в которых имеет аномальные значения и связаны с рассеянным светом и шумами. По этой причине усреднение проводилось по пикселям, которые находились внутри окружности с центром, совпадающим с центром Солнца на изображении, и соответствующим солнечным радиусом. Эта информация предоставляется в заголовке FITS-файлов магнитограмм.

Измерения среднего магнитного поля проводятся в WSO ежедневно около 20:00 УТ. Для сравнения использовались одновременные наблюдения SDO/HMI. В общей сложности получено 1507 точек за временной интервал с мая 2010 года по декабрь 2015 года, диаграмма рассеяния показана на ри-

сунке 5.1. Несмотря на то, что для измерения значения B_{SMMF} используются различные спектральные линии и подходы, коэффициент регрессии составляет 0.99 ± 0.02 , а корреляции – 0.86.

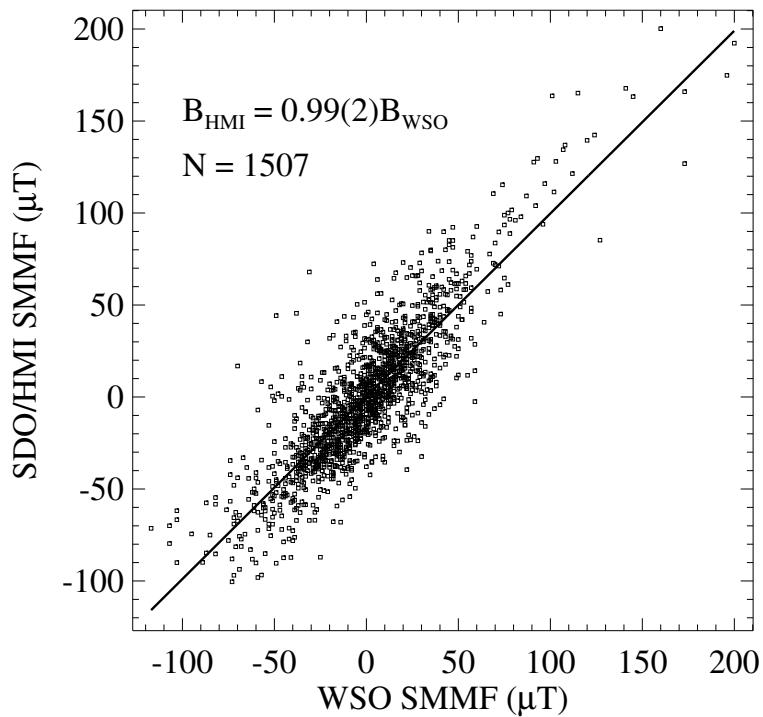


Рисунок 5.1 — Сравнение среднего магнитного поля B_{SMMF} , полученного по данным полнодискового магнитографа SDO/HMI и измеренного обсерваторией WSO. Коэффициенты линейной регрессии и корреляции составляют 0.99 ± 0.02 и 0.86 для 1507 точек, соответственно. Прямая линия показывает линейную аппроксимацию распределения. Иллюстрация из [Kutsenko, Abramenko, 2016].

Сравнение изменения B_{SMMF} по данным SDO/HMI и WSO показано на рисунке 5.2 для одного года наблюдений с июля 2014 г. по июнь 2015 г. Видно преимущество орбитальной обсерватории, заключающееся в существенно лучшем временном заполнении данных, не зависящих от смены времени суток и погодных условий. Например, резкое увеличение амплитуды среднего магнитного поля в декабре 2014 года не было зарегистрировано WSO из-за пропусков в наблюдениях. Используя данные SDO/HMI, можно видеть, что амплитуда изменения B_{SMMF} в этот период достигала 3.5 Гс.

Также было проведено сравнение уровня высокочастотного шума в B_{SMMF} , который достигается при использовании серий `m45s` (временное разре-

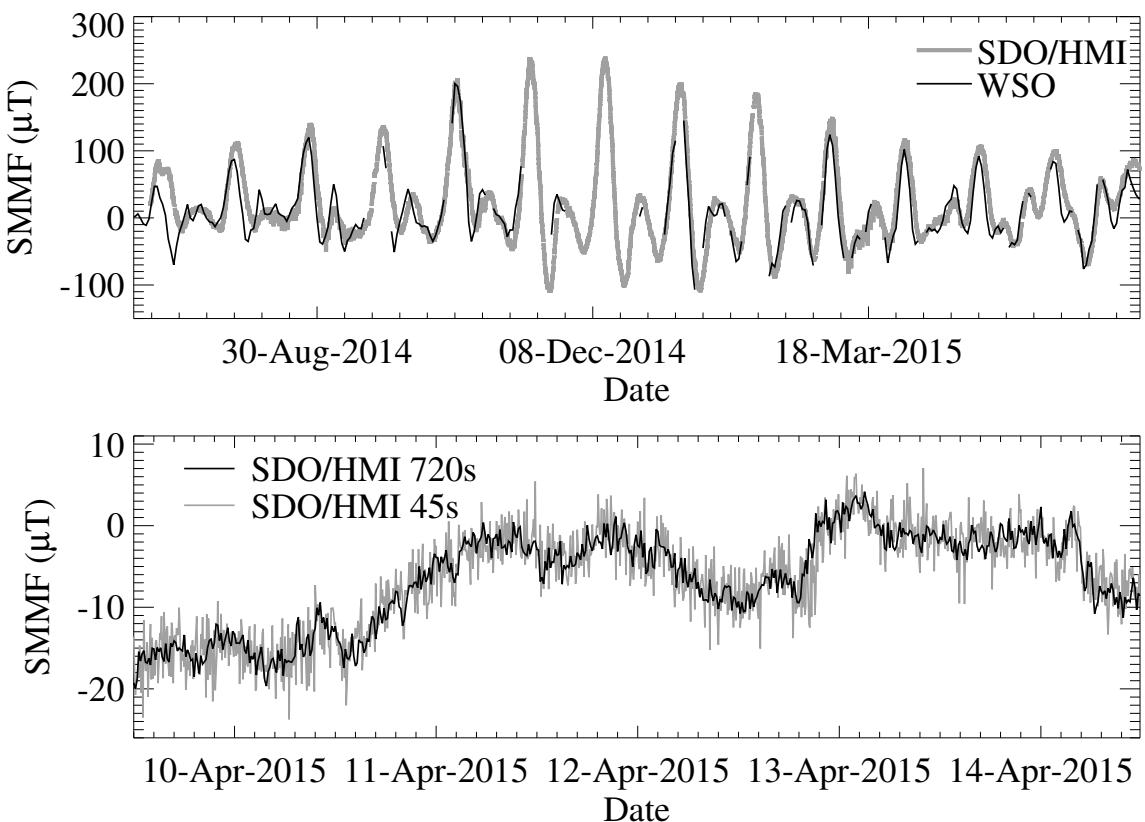


Рисунок 5.2 – Сверху – Сравнение измерений B_{SMMF} по данным WSO (черная тонкая кривая) и SDO/HMI (серая толстая кривая) за временной интервал с июля 2014 г. по июнь 2015 г. Снизу – Изменение среднего магнитного поля Солнца в течение 5 дней в апреле 2015 года, полученное по магнитограммам полного диска SDO/HMI с временным разрешением 45 с (черная кривая) и 720 с (серая кривая). Уровень шума для серии m720s составляет около 0.03 Гс.

Иллюстрация из работы [Kutsenko, Abramenko, 2016].

шение 45 с) и m720s, что показано на нижней панели рисунка 5.2. Для данных с временным разрешением 720 с шум не превышает 0.03 Гс, что ниже погрешности измерения среднего магнитного поля обсерваторией WSO, достигающей 0.05 Гс. Для серии m45s шум в 2.4 раза больше, что согласуется с результатами работы [Liu et al., 2012].

Как описывалось в параграфе § 1.6.1, существенным недостатком инструмента SDO/HMI является присутствие искусственных вариаций измеряемого магнитного поля с периодом 24 ч, связанным с движением обсерватории по орбите. Артефакт наиболее явно регистрируется при анализе сильных магнитных полей активных областей, что связано с методом измерения продольного магнитного поля. Искусственные вариации также были выявлены в данной работе

и в B_{SMMF} , что согласуется с результатами исследования [Smirnova et al., 2013]. Суточные инструментальные вариации среднего магнитного поля с уровнем, превышающим шум в три раза, наблюдаются не менее 30% времени, особенно выделяясь в периоды высокой солнечной активности. Их амплитуда может достигать 0.2 Гс, а фаза остается неизменной и связана с положениями спутника на орбите: наибольшие возмущения наблюдаются в 00:00 и 12:00 UT. Следовательно, наиболее точные измерения B_{SMMF} по данным SDO/HMI следует проводить около 06:00 и 18:00 UT. С другой стороны, артефакты делают затруднительным поиск осцилляций среднего магнитного поля с периодами около суток.

В целом, B_{SMMF} , рассчитанное по данным SDO/HMI, показывает хорошее согласие с измерениями WSO. Такой результат делает возможным анализ вклада различных участков солнечной поверхности в среднее магнитное поле Солнца, чему посвящен следующий параграф.

5.3 Вклад различных участков солнечной поверхности в дисбаланс магнитного потока

Для оценки вклада различных магнитных структур в B_{SMMF} использовались магнитограммы продольного поля полного диска, получаемые инструментом SDO/HMI, серия `m720s`. Полагалось, что пиксель принадлежит магнитной структуре, если плотность магнитного потока в нем превышает пятикратный уровень шума для данных, т.е. 30 Мкс см^{-2} . Применяя указанный порог к магнитограммам, строилась маска распределения магнитных элементов по диску. Размер маски равнялся размеру магнитограммы, а значения в пикселях присваивались единице для магнитных элементов и нулю для невозмущенной атмосферы. Затем запускался алгоритм, который проводил идентификацию каждой связной области из ненулевых пикселей уникальным номером. Согласно критериям, размер элемента должен составлять не менее трех пикселей, расположенных в пределах 0.95 солнечного радиуса от центра диска. Результатом работы

алгоритма становилась карта отдельных магнитных элементов на поверхности, каждый из которых имел свой уникальный идентификатор. Для каждой такой структуры рассчитывался магнитный поток как сумма потоков в пикселе, умноженная на суммарную площадь. Пример магнитограммы и получаемой маски показан на рисунке 5.3.

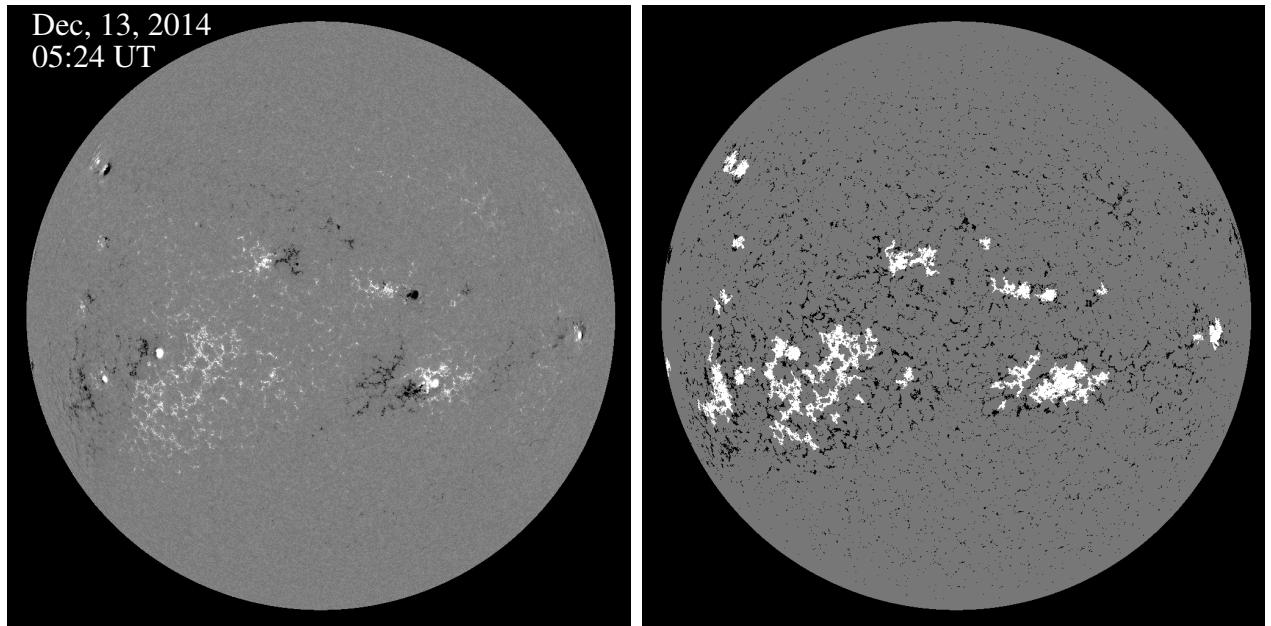


Рисунок 5.3 — Магнитограмма продольного поля полного диска (слева), полученная инструментом SDO/HMI 13 декабря 2014 года и соответствующая маска (справа), показывающая распределение магнитных элементов. Магнитные элементы, идентифицированные как активные области, показаны белым цветом, остальные — черным. Иллюстрация из работы [Kutsenko, Abramenko, Yurchyshyn, 2017].

Затем все магнитные элементы были разделены на два типа — активные области и остальные элементы. Для разделения опять применялся пороговый метод. Согласно работе [Hagenaar, Schrijver, Title, 2003], к активным областям были отнесены магнитные элементы с полным магнитным потоком, превышающим $3 \cdot 10^{20}$ Мкс. Следует отметить, что такие структуры могут быть относительно протяженными и включать магнитные полярности разных знаков. Вклад в среднее магнитное поле от этих элементов будет обозначаться B_S . Доля остальных магнитных элементов будет записываться как B_I (от англ. intermediate). Наконец, вклад от невозмущенных участков фотосферы, плотность магнитного потока в которых не превышает 30 Мкс см^{-2} , обозначается B_W . Очевидно, что

такое разделение является условным и не всегда приводит к однозначно верной идентификации типа магнитной структуры. Например, фрагментация активной области, взаимное движение полярностей или всплытие нового магнитного потока может приводить к переобозначению магнитного элемента как принадлежащему к разным типам на последовательных магнитограммах. Однако, как будет показано ниже, это не влияет на основные выводы исследования.

Из анализа маски на рисунке 5.3 можно понять, что магнитные элементы, не принадлежащие активным областям, чаще всего создают сетку на поверхности Солнца, т.е. сконцентрированы на границах супергранул. Эти элементы представлены, прежде всего, фрагментированными остатками активных областей и эфемерными областями. Часть наиболее крупных таких структур все же ошибочно отнесена к активным областям, что привело к частично неверным выводам в исходной публикации [Kutsenko, Abramenko, Yurchyshyn, 2017]. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен ниже.

Для оценки вклада различных структур, отдельно рассчитывался суммарный магнитный поток (с учетом знака) от каждого типа элементов, который нормировался на всю площадь солнечного диска. Иными словами, вычислялся дисбаланс магнитного потока, который создают структуры определенного типа в отсутствие других магнитных элементов. Естественно, что B_{SMMF} будет равняться сумме долей, т.е. $B_{SMMF} = B_W + B_I + B_S$.

В общей сложности было обработано 2392 магнитограммы полного диска за временной интервал с 2010 по 2016 годы. Кривая изменения среднего магнитного поля B_{SMMF} с апреля 2014 года по март 2015 года показана черным цветом на рисунке 5.4, периодические колебания определяются вращением Солнца. Видно, что величина B_W относительно слабо меняется около нуля, в то время как B_I и B_S показывают значительные, часто сопоставимые амплитуды. Дополнительный регрессионный анализ показал, что вклад B_W в среднее магнитное поле составляет около 17% за весь рассмотренный интервал наблюдений, тогда как суммарная доля $B_I + B_S$ достигает, соответственно, 83%.

Для анализа вклада компонент в B_{SMMF} на различных фазах солнечного цикла был проведен следующий эксперимент. Из общего ряда данных выделял-

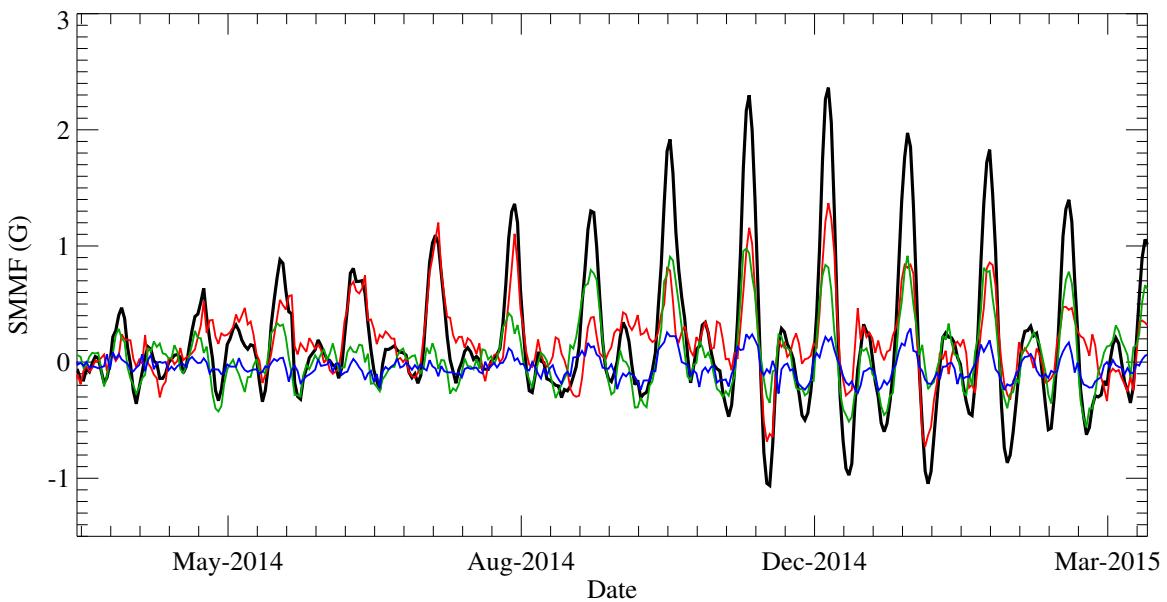


Рисунок 5.4 — Изменение среднего магнитного поля B_{SMMF} (черная кривая) и его долей B_W (синяя кривая), B_I (зеленая кривая) и B_S (красная кривая) за временной интервал с апреля 2014 по март 2015 г. Иллюстрация из работы [Kutsenko, Abramenko, Yurchyshyn, 2017].

ся интервал длительностью 150 суток, для которого с помощью регрессионного анализа рассчитывался вклад B_W , B_I и B_S в B_{SMMF} . Затем временное окно сдвигалось вправо на одни сутки и процедура повторялась. В общей сложности было получено 2241 точка для доли каждой компоненты. Подход позволил эффективно нивелировать влияние 27-дневной модуляции B_{SMMF} , связанной с вращением Солнца. Результаты представлены на рисунке 5.5. Черной кривой показана амплитуда B_{SMMF} (всегда положительная), которая рассчитывалась с помощью метода, предложенного в [Sheeley, Wang, 2015]. Она определялась как разность между максимальным и минимальным значением среднего поля за один оборот Солнца, при этом центр временного окна совпадает с датой, для которой проводится расчет. После этого выполняется усреднение полученной кривой скользящим средним с шириной окна 28 дней. Цветами на верхней панели рисунка 5.5 показаны доли B_W , B_I и B_S в среднем магнитном поле Солнца. Видно, что в течение рассмотренных фаз минимума и роста активности доля слабых магнитных полей в B_{SMMF} незначительна, в то время как суммарный вклад $B_I + B_S$ колеблется от 65% до 95%. Резкое увеличение среднего магнитного поля, наблюдавшегося в декабре 2014, связан с постоянной

инжекцией нового магнитного потока и его последующим распределением по поверхности адвективными потоками, что рассматривается подробно в работе [Sheeley, Wang, 2015]. Согласно замечаниям авторов, это типичное поведение B_{SMMF} , за которым следует нисходящая фаза цикла. На значительный вклад магнитных полей активных областей в среднее магнитное поле в определенных случаях также указывалось Демидовым в [Demidov, 2010].

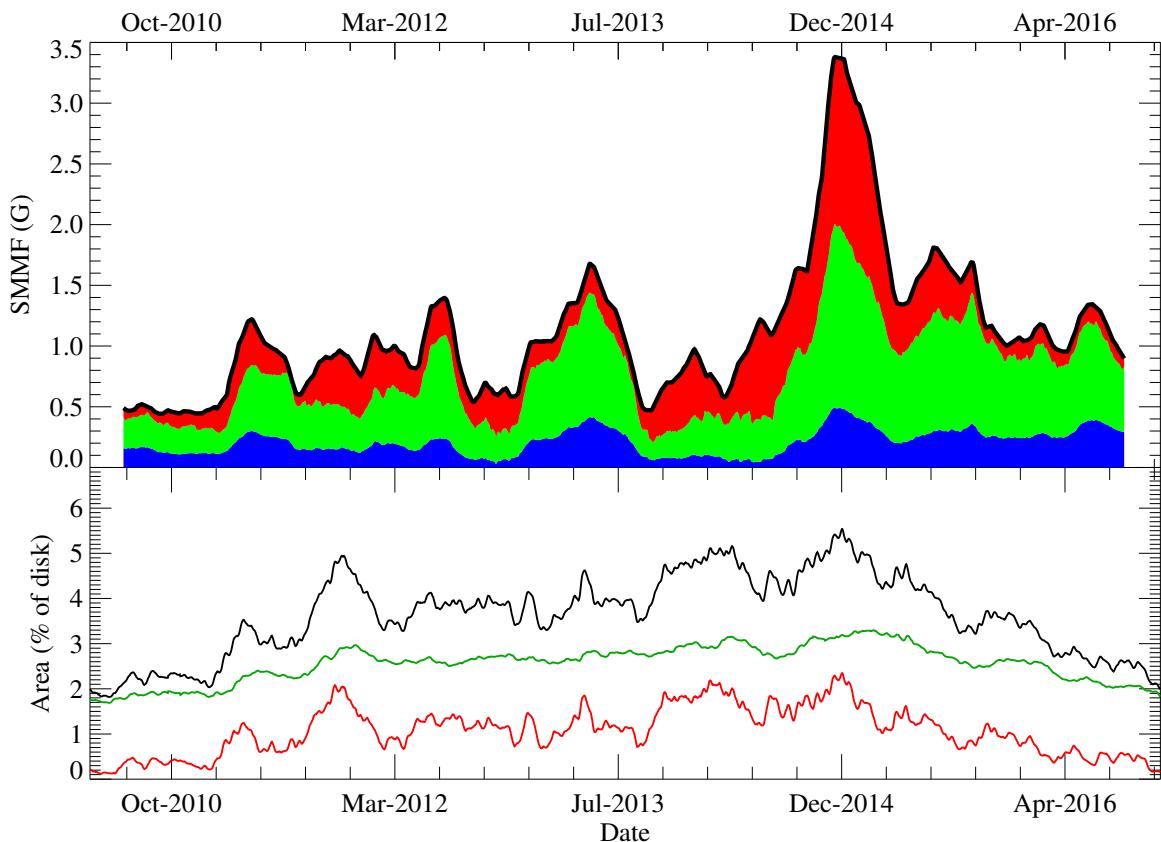


Рисунок 5.5 — Сверху – Пиковые вариации среднего магнитного поля (черная кривая) и вклад различных компонент в него в течение 2010-2016 гг. Доли B_W , B_I и B_S показаны, соответственно, синими, зеленым и красным цветом. Снизу – Суммарная площадь (в процентах от площади диска), занимаемая магнитными элементами, отнесенными к B_I (зеленая кривая), B_S (красная кривая) и $B_I + B_S$ (черная кривая). Иллюстрация из работы [Kutsenko, Abramenko, Yurchyshyn, 2017].

На нижней панели рисунка 5.5 показана доля, занимаемая пикселями, отнесенными к B_I и B_S . Видно, что в минимуме активности площадь B_S , как и ожидается, близка к нулю, тогда как B_I показывает более плавное изменение

в течение цикла. Суммарная площадь магнитных элементов, плотность потока в которых превышает пятикратный уровень шума, не превосходит 6% от площади диска в течение всего проанализированного интервала. Также сравнение верхней и нижней панелей показывает, что вариации площади и вклада компонент в B_{SMMF} не синфазны.

Указанная площадь, занимая структурами, входящими в B_I и B_S , безусловно зависит от порога разделения на элементы невозмущенной атмосферы и магнитные элементы. Для более подробного анализа этого вопроса были рассчитаны вклады первого и второго подмножества в среднее магнитное поле для разных порогов. Результаты представлены на рисунке 5.6. Видно, что площадь резко уменьшается при увеличении порога и составляет 15% при пороге $2\sigma = 12 \text{ Mx cm}^{-2}$. Вклад в B_{SMMF} при этом снижается более плавно и не опускается ниже 0.7. Следовательно, полученный результат не чувствителен к выбору порога в разумных пределах.

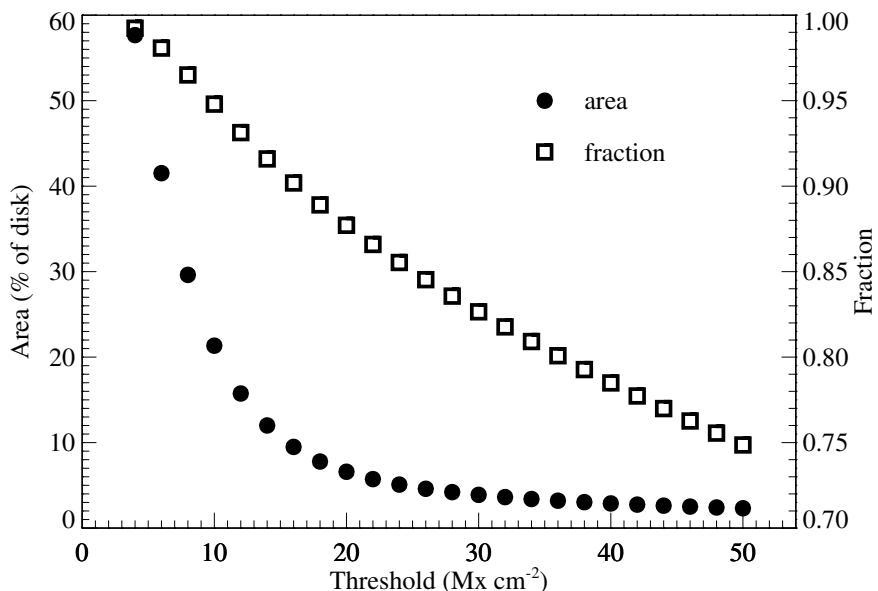


Рисунок 5.6 — Площадь (в процентах от площади диска, закрашенные кружки) и относительная доля в B_{SMMF} (пустые квадраты) магнитных элементов в зависимости от выбранного порога (по горизонтальной оси) разделения на невозмущенную и активную фотосферу. Данные усреднены за семилетний интервал (2010-2016 годы), проанализированный в данной работе. Иллюстрация из работы [Kutsenko, Abramenko, Yurchyshyn, 2017].

В исходной публикации [Kutsenko, Abramenko, Yurchyshyn, 2017] были не полностью верно определены магнитные элементы, которые идентифицировались как активные области. Следует напомнить, что к таковым относились связанные магнитные структуры с полным магнитным потоком более $3 \cdot 10^{20}$ Мкс. Такое определение приводило к тому, что сильная супергрануляционная сетка магнитных полей (англ. network field), которая на маске формировалась большую по площади фигуру, имела магнитный поток, превышающий это значение, и неверно идентифицировалась как активная область. Это привело, в частности, к тому, что на рисунке 5.5 вклад магнитных полей активных областей (красный цвет) в B_{SMMF} довольно значительный и часто завышен. Более корректная процедура была применена в последовавшей позже работе [Bose, Nagaraju, 2018], авторы которой использовали изображения в ультрафиолетовом диапазоне для определения размеров активных областей по повышенному излучению в хромосфере, т.е. по хромосферным факелам. Разделяя вклад от выделенных таким образом активных областей и других участков, они пришли к выводу, что 89% среднего магнитного поля определяется магнитными полями невозмущенной атмосферы, т.е. доля B_S , оцененная в этой работе, кажется значительно завышенной.

Тем не менее, среднее магнитное поле или дисбаланс магнитного потока по всему видимому диску Солнца определяется преимущественно локальными магнитными структурами, суммарная площадь которых не превышает 10% от площади диска. Эти магнитные элементы – остатки активных областей, которые в виде небольших локальных концентраций магнитного потока распределяются на большие площади диффузией, меридиональной циркуляцией и дифференциальным вращением. В пользу связи между активными областями и величиной среднего магнитного поля указывает еще два очевидных наблюдательных факта:

- Среднее магнитное поле в целом меняется с фазой цикла, достигая максимума синхронно или с небольшой задержкой после максимума площади пятен [например, Boberg et al., 2002; Xiang, Qu, 2016]. Величина

B_{SMMF} минимальна в годы минимума активности, когда количество появляющихся активных областей на Солнце невелико.

- Среднее магнитное поле показывает осцилляции с периодом около 13.5 и 27 суток (например, [Haneychuk, Kotov, Tsap, 2003; Xiang, Qu, 2016] и рисунок 5.2), что связано с наличием активных долгот, на которых происходит преимущественное всплытие нового магнитного потока активных областей. Последние, распадаясь, дают вклад в B_{SMMF} [Sheeley, DeVore, 1986b].

Также в поддержку данного утверждения выступает серия исследований [Sheeley, DeVore, Boris, 1985; Sheeley, DeVore, 1986a,b], в которых авторы рассматривали поверхностный перенос магнитного потока на Солнце, источником которого выступали наблюдавшиеся активные области. Было найдено хорошее согласие между модельным средним магнитным полем и измеренным для длительного интервала наблюдений. В этих работах по сопоставлению расчетов и наблюдаемого B_{SMMF} удалось подтвердить наличие меридиональной циркуляции [Wang, Nash, Sheeley, 1989].

Основной результат о небольшой суммарной площади магнитных элементов, определяющих среднее магнитное поле, не вполне согласуется с представлениями о том, что B_{SMMF} определяется крупными, распределенными по большим площадям структурами слабых (фоновых) магнитных полей. Такая точка зрения возникла вследствие отсутствия достаточно качественных наблюдений Солнца в 1960-70-х, когда среднее магнитное поле активно исследовалось. Действительно, наблюдаемое распределение магнитных полей по диску Солнца напрямую зависит от пространственного разрешения инструмента, на что указывал Северный в работе [Severny, 1971]. Он утверждал, что магнитные поля вне активных областей показывает различные знаки, а «униполярность» протяженных участков спокойного Солнца проявляется лишь в смысле ненулевой средней величины. Еще более наглядно эффект разрешения продемонстрирован в работе Шибаловой, Обридко и Соколова [Shibalova, Obridko, Sokoloff, 2017]. На рисунке 5.7 приведена иллюстрация из их статьи, показывающая магнитограмму полного диска инструмента SOHO/MDI при пространственном усреднении

ния квадратным окном разного размера. Видно, что при хорошем разрешении поверхность Солнца представляет собой перемежаемую структуру, заполненную магнитными концентрациями противоположных знаков. Современные наблюдения с пространственным разрешением порядка десятых и сотых долей угловой секунды показывает присутствие магнитных элементов разных полярностей (англ. «salt-and-pepper») на мельчайших масштабах до нескольких десятков километров. Такие магнитные структуры наблюдаются как на границах супергранул, так и внутри них (англ. internetwork field). Увеличение размера окна сглаживания приводит к постепенному видимому появлению крупномасштабных магнитных полей одного знака, занимающих большие площади на диске, что видно из иллюстрации 5.7.

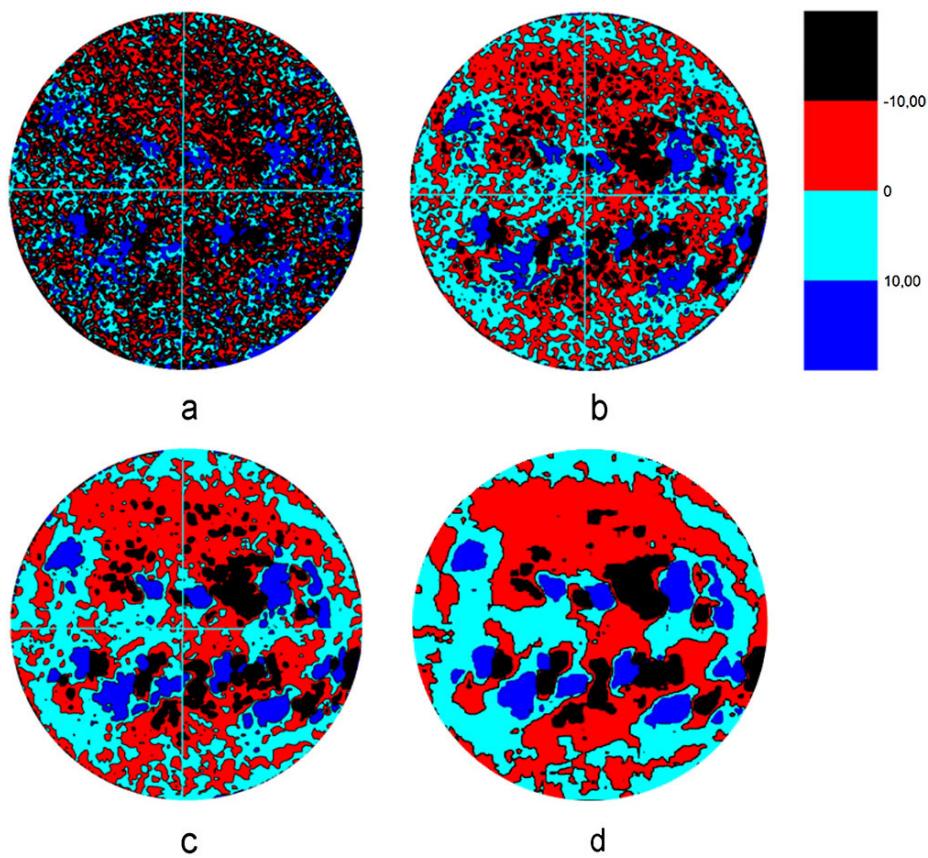


Рисунок 5.7 — Магнитограмма полного диска инструмента SOHO/MDI после пространственного усреднения квадратным окном с длиной стороны $20''$ (а), $40''$ (б), $80''$ (с) и $160''$ (д). Иллюстрация из работы [Shibalova, Obridko, Sokoloff, 2017].

Поскольку межпланетное магнитное поле показывает корреляцию со знаком среднего магнитного поля, то последнее является не просто оценкой дис-

баланса магнитного потока по видимому диску, но и связано с открытыми силовыми линиями. Интерпретируя результаты данного исследования, можно предположить, что большинство магнитных структур невозмущенной атмосферы замыкается невысоко в хромосфере или нижней короне, не внося вклада в дисбаланс. Источниками открытого магнитного поля выступают локальные концентрации магнитного потока, возникшие в результате распада активных областей и распределяемые по поверхности адвективными течениями. Развивая дальше картину, эти концентрации формируют, например, явно выраженные корональные стримеры на полюсах в минимумах активности, куда они переносятся меридиональной циркуляцией.

5.4 Выводы к главе 5

Дисбаланс магнитного потока всего видимого диска Солнца определяется небольшими магнитными элементами, суммарная площадь которых не превышает 10% от площади солнечного диска. Эти элементы возникают в результате диссипации активных областей, что объясняет цикличность среднего магнитного поля и 27-дневные вариации его амплитуды. Элементы распространяются по поверхности Солнца диффузией и адвективными течениями (меридиональная циркуляция и дифференциальное вращение) на протяженные участки невозмущенной атмосферы. Связь среднего магнитного поля Солнца с межпланетным магнитным полем указывает на открытость силовых линий этих магнитных элементов. Вездесущие магнитные структуры остальной поверхности Солнца, по-видимому, образуют низкие петли с закрытой конфигурацией, которые не вносят значительного вклада в дисбаланс. В определенные моменты времени доля магнитных полей активных областей в общем дисбалансе магнитного потока может быть существенна.

Заключение

В диссертационной работе проведен анализ появления и эволюции локальных магнитных полей различных пространственных масштабов в атмосфере Солнца. Основной целью было выявление закономерностей их развития, которые могут указать на механизмы их возникновения и особенности существования в конвективной зоне звезды. Исходя из полученных результатов, можно предположить следующую качественную картину их подповерхностной эволюции:

- На некоторой глубине в конвективной зоне магнитный жгут, формирующий впоследствии активную область в атмосфере, представляет собой относительно когерентную структуру. Хотя всплытие происходит путем дробления жгута на тонкие магнитные волокна, сечения которых сопоставимы с размером грануляции, и их последующего перехода через слой резкого падения плотности плазмы у поверхности, в наблюдаемой атмосфере «монолитность» магнитных элементов восстанавливается. Зависимость между скоростью нарастания магнитного потока и максимальным магнитным потоком описывается степенным законом с показателем степени около 0.5, что может объясняться примитивной моделью подъема магнитной трубы прямоугольного сечения через границу конвективная зона–фотосфера с постоянной линейной скоростью. Такое согласие хоть и косвенно, но указывает на правомерность рассмотрения магнитного жгута под поверхностью Солнца как уже достаточно когерентной структуры.
- На этапах выхода магнитного потока на поверхность может наблюдаться как всплытие одиночного магнитного диполя, так и последовательное, разнесенное во времени и пространстве появление нескольких магнитных петель. Крупные магнитные элементы в последнем случае, тем не менее, наиболее часто объединяются в единые ведущую и хвостовую полярности. Такая картина, скорее всего, свидетельствует о подфото-

сферной фрагментации вершины поднимающегося магнитного жгута, которая исходно представляла собой «монолитную» структуру. В этом случае отдельные его составляющие последовательно появляются на поверхности, что и наблюдается как всплытие нескольких магнитных диполей. Фрагментация может быть связана с взаимодействием магнитного поля и турбулентных течений плазмы в верхних слоях конвективной зоны.

- Магнитные жгуты не показывают систематического подповерхностного наклона своей оси в восточном или западном направлении, что определяется по движению на поверхности ведущей и хвостовой полярностей всплывающих активных областей. Указанный наклон должен возникать в результате воздействия ряда механизмов на поднимающуюся через конвективную зону магнитную петлю, что получено в ряде модельных расчетов и объясняется, в первую очередь, эффектом Кориолиса. Равновероятно наблюдается как наклон в одном либо в другом направлении, так и его отсутствие (симметричное расхождение ведущей и хвостовой полярности относительно места первого появления магнитного жгута на поверхности).
- Угловая скорость вращения активных областей на поверхности Солнца превосходит скорость движения фоновой (ненамагниченной) плазмы, определяемую по измерению доплеровских смещений спектральных линий. Крупные активные области показывают тенденцию вращаться медленнее, чем небольшие, при этом угловая скорость остается постоянной после окончания всплытия в течение всей последующей эволюции магнитной структуры. Учитывая, что магнитные силовые линии являются замкнутыми и каким-либо образом продолжаются внутри конвективной зоны, это наблюдение можно интерпретировать как влияние подповерхностного магнитного «каркаса» активной области на ее движение на поверхности. Общепринятое объяснение зависимости угловой скорости вращения от размера активной области все еще не дано, однако может быть связано с вариациями скоростей плазмы с глубиной.

- Спиральность магнитных жгутов формируется внутри конвективной зоны, о чем свидетельствует всплытие активных областей с уже текущими в них электрическими токами. Высокая степень скрученности является одним из факторов, благоприятствующих быстрой скорости нарастания магнитного потока при появлении магнитных структур на поверхности. В то же время, направление закрутки магнитного поля вокруг оси жгута (или знак спиральности) является случайным. Доминирование определенного знака (отрицательного для северного полушария и положительного для южного) возникает только в результате последующей эволюции активной области уже в атмосфере Солнца. В целом, результаты работы показывают, что роль эффекта Кориолиса в формировании и эволюции магнитных жгутов внутри конвективной зоны преувеличена в модельных расчетах; существенно большее влияние может оказывать взаимодействие магнитных полей с турбулентными потоками плазмы.
- Предстоящее всплытие нового магнитного потока вблизи уже существующей активной области может быть обнаружено по изменению пространственной структуры электрических вертикальных токов последней, что проявляется как резкое увеличение перемежаемости элементов токовой спиральности. По-видимому, это связано с подповерхностным взаимодействием магнитных жгутов через токовые системы, генерируемые этими магнитными жгутами.

Результаты исследования могут быть использованы при разработке моделей генерации и эволюции магнитных полей в конвективной зоне и атмосфере Солнца. В дальнейшем необходимо продолжить поиск закономерностей, связанных с такими малопонятными, но в то же время исключительно важными для понимания солнечного динамо явлениями как активные долготы, торсионные колебания, протяженный 22-летний солнечный цикл. Также все еще отсутствует консенсус о том, на какой глубине в конвективной зоне происходит формирование магнитных жгутов, что также требует проведения новых исследований. Перспективным представляется более подробный анализ роли электрических

токов в эволюции магнитных полей, который может быть выполнен, в том числе, при помощи нового инструмента для спектрополяриметрии Солнца, разработанного и созданного в КрАО РАН в рамках данной работы.

Автор выражает благодарность своему научному консультанту, доктору физ.-мат. наук Валентине Изосимовне Абраменко, благодаря которой стала возможна данная работа, а также всем своим соавторам и коллегам.

Список литературы

1. Abramenko V. et al. Magnetic Power Spectra Derived from Ground and Space Measurements of the Solar Magnetic Fields // *Solar Physics*. — 2001. — July. — Vol. 201, no. 2. — P. 225—240.
2. Abramenko V. I. Relationship between Magnetic Power Spectrum and Flare Productivity in Solar Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 2005a. — Aug. — Vol. 629, no. 2. — P. 1141—1149.
3. Abramenko V. I., Tikhonova O. I., Kutsenko A. S. Diagnostics of Turbulent Dynamo from the Flux Emergence Rate in Solar Active Regions // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2017. — Dec. — Vol. 57, no. 7. — P. 792—797.
4. Abramenko V. I., Wang T., Yurchishin V. B. Analysis of Electric Current Helicity in Active Regions on the Basis of Vector Magnetograms // *Solar Physics*. — 1996. — Sept. — Vol. 168, no. 1. — P. 75—89.
5. Abramenko V. I., Zhukova A. V., Kutsenko A. S. Contributions from Different-Type Active Regions Into the Total Solar Unsigned Magnetic Flux // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2018. — Dec. — Vol. 58, no. 8. — P. 1159—1169.
6. Abramenko V. I. и др. Scaling Behavior of Structure Functions of the Longitudinal Magnetic Field in Active Regions on the Sun // *Astrophysical Journal*. — 2002. — Сент. — Т. 577, № 1. — С. 487—495.
7. Abramenko V. I. et al. Analysis of the Flux Growth Rate in Emerging Active Regions on the Sun // *Solar Physics*. — 2017. — Apr. — Vol. 292, no. 4. — P. 48.
8. Abramenko V. I., Suleymanova R. A., Zhukova A. V. Magnetic fluxes of solar active regions of different magneto-morphological classes - I. Cyclic variations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — Jan. — Vol. 518, no. 3. — P. 4746—4754.
9. Abramenko V., Yurchyshyn V. Intermittency and Multifractality Spectra of the Magnetic Field in Solar Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Oct. — Vol. 722, no. 1. — P. 122—130.

10. *Abramenko V. I.* Multifractal Analysis Of Solar Magnetograms // *Solar Physics*. — 2005b. — May. — Vol. 228, no. 1/2. — P. 29—42.
11. *Adams W. S.* Spectroscopic Investigations of the Rotation of the Sun during the Year 1908 // *Astrophysical Journal*. — 1909. — Mar. — Vol. 29. — P. 110.
12. *Ai G. X.* Solar magnetic field telescope. // *Publications of the Beijing Astronomical Observatory*. — 1987. — Jan. — Vol. 9. — P. 27—36.
13. *Ai G. X., Hu Y. F.* Principles of a solar magnetic field telescope. // *Acta Astronomica Sinica*. — 1986. — Jan. — Vol. 27, no. 2. — P. 173—180.
14. *Ai G. X., Li W., Zhang H. Q.* FeI lambda 5324.19 Å line forms in the solar magnetic field and the theoretical calibration of the solar magnetic field telescope // *Acta Astronomica Sinica*. — 1982. — Mar. — Vol. 23. — P. 39—48.
15. *Akasofu S. .-* An essay on sunspots and solar flares // *Planetary and Space Science*. — 1984. — Nov. — Vol. 32, no. 11. — P. 1469—1496.
16. *Allende Prieto C., Garcia Lopez R. J.* A catalogue of accurate wavelengths in the optical spectrum of the Sun // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. — 1998. — Sept. — Vol. 131. — P. 431—433.
17. *Archontis V.* Magnetic flux emergence and associated dynamic phenomena in the Sun // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*. — 2012. — July. — Vol. 370, no. 1970. — P. 3088—3113.
18. *Archontis V.* et al. Emergence of magnetic flux from the convection zone into the corona // *Astronomy and Astrophysics*. — 2004. — Nov. — Vol. 426. — P. 1047—1063.
19. *Augustson K.* et al. Grand Minima and Equatorward Propagation in a Cycling Stellar Convective Dynamo // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Aug. — Vol. 809, no. 2. — P. 149.
20. *Aulanier G., Démoulin P., Grappin R.* Equilibrium and observational properties of line-tied twisted flux tubes // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Feb. — Vol. 430. — P. 1067—1087.
21. *Babcock H. W.* The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-Year Cycle. // *Astrophysical Journal*. — 1961. — Mar. — Vol. 133. — P. 572.

22. *Babcock H. W.* The Solar Magnetograph. // *Astrophysical Journal*. — 1953. — Nov. — Vol. 118. — P. 387.
23. *Badalyan O. G., Obridko V. N.* Magnetic Field as a Tracer for Studying the Differential Rotation of the Solar Corona // *Solar Physics*. — 2018. — Sept. — Vol. 293, no. 9. — P. 128.
24. *Bagnulo S.* et al. Stellar Spectropolarimetry with Retarder Waveplate and Beam Splitter Devices // *Proceedings of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2009. — Sept. — Vol. 121, no. 883. — P. 993.
25. *Bai X. Y.* et al. Improved magnetogram calibration of Solar Magnetic Field Telescope and its comparison with the Helioseismic and Magnetic Imager // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — Nov. — Vol. 445, no. 1. — P. 49—55.
26. *Balthasar H., Schuessler M., Woehl H.* On changes of the rotation velocities of stable, recurrent sunspots and their interpretation with a flux tube model // *Solar Physics*. — 1982. — Feb. — Vol. 76, no. 1. — P. 21—28.
27. *Balthasar H., Vazquez M., Woehl H.* Differential rotation of sunspot groups in the period from 1874 through 1976 and changes of the rotation velocity within the solar cycle // *Astronomy and Astrophysics*. — 1986. — Jan. — Vol. 155, no. 1. — P. 87—98.
28. *Balthasar H., Woehl H.* Differential rotation and meridional motions of sunspots in the years 1940-1968 // *Astronomy and Astrophysics*. — 1980. — Dec. — Vol. 92, no. 1/2. — P. 111—116.
29. *Barnes G.* et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. I. Results from the “All-Clear” Workshop // *Astrophysical Journal*. — 2016. — Oct. — Vol. 829, no. 2. — P. 89.
30. *Beck C.* et al. A polarization model for the German Vacuum Tower Telescope from in situ and laboratory measurements // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Dec. — Vol. 443, no. 3. — P. 1047—1053.
31. *Beck J. G.* A comparison of differential rotation measurements - (Invited Review) // *Solar Physics*. — 2000. — Jan. — Vol. 191, no. 1. — P. 47—70.

32. *Beckers J. M.* The Profiles of Fraunhofer Lines in the Presence of Zeeman Splitting. II: Zeeman Multiplets for Dipole and Quadrupole Radiation // *Solar Physics*. — 1969. — Dec. — Vol. 10, no. 2. — P. 262—267.
33. *Belopolsky A.* Bestimmung der Sonnenrotation auf spektroskopischem Wege in den Jahren 1931, 1932 und 1933 in Pulkovo. Mit 3 Abbildungen. // *Zeitschrift für Astrophysik*. — 1933. — Jan. — Vol. 7. — P. 357.
34. *Berger M. A.* Introduction to magnetic helicity. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 1999. — Dec. — Vol. 41. — B167—B175.
35. *Berger M. A., Ruzmaikin A.* Rate of helicity production by solar rotation // *Journal of Geophysical Research*. — 2000. — May. — Vol. 105, A5. — P. 10481—10490.
36. *Berry H. G., Gabrielse G., Livingston A. E.* Measurement of the Stokes parameters of light // *Applied Optics*. — 1977. — Dec. — Vol. 16, no. 12. — P. 3200—3205.
37. *Boberg F., Lundstedt H.* Coronal mass ejections detected in solar mean magnetic field // *Geophysical Research Letters*. — 2000. — Oct. — Vol. 27, no. 19. — P. 3141—3143.
38. *Boberg F. et al.* Solar mean magnetic field variability: A wavelet approach to Wilcox Solar Observatory and SOHO/Michelson Doppler Imager observations // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. — 2002. — Oct. — Vol. 107, A10. — P. 1318.
39. *Bobra M. G., Couvidat S.* Solar Flare Prediction Using SDO/HMI Vector Magnetic Field Data with a Machine-learning Algorithm // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Jan. — Vol. 798, no. 2. — P. 135.
40. *Bobra M. G. et al.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: SHARPs - Space-Weather HMI Active Region Patches // *Solar Physics*. — 2014. — Sept. — Vol. 289, no. 9. — P. 3549—3578.
41. *Bogod V. M. et al.* A Method of Forecasting Solar Activity Based on Radio Astronomical Observations // *Astrophysical Bulletin*. — 2018. — Oct. — Vol. 73, no. 4. — P. 478—486.

42. *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.
43. *Bose S., Nagaraju K.* On the Variability of the Solar Mean Magnetic Field: Contributions from Various Magnetic Features on the Surface of the Sun // *Astrophysical Journal*. — 2018. — July. — Vol. 862, no. 1. — P. 35.
44. *Brajša R.* et al. Solar Differential Rotation Determined by Polar Crown Filaments // *Solar Physics*. — 1991. — June. — Vol. 133, no. 2. — P. 195—203.
45. *Brajša R.* et al. Differential Rotation of Stable Recurrent Sunspot Groups // *Solar Physics*. — 2002. — Apr. — Vol. 206, no. 2. — P. 229—241.
46. *Brajša R.* et al. Height correction in the measurement of solar differential rotation determined by coronal bright points // *Astronomy and Astrophysics*. — 2004. — Feb. — Vol. 414. — P. 707—715.
47. *Brandenburg A., Kleeorin N., Rogachevskii I.* Self-assembly of Shallow Magnetic Spots through Strongly Stratified Turbulence // *Astrophysical Journal Letters*. — 2013. — Oct. — Vol. 776, no. 2. — P. L23.
48. *Brandenburg A.* et al. Turbulent Processes and Mean-Field Dynamo // *Space Science Reviews*. — 2023. — Oct. — Vol. 219, no. 7. — P. 55.
49. *Brants J. J.* High Resolution Spectroscopy of Active Regions - Part Two - Line Profile Interpretation Applied to an Emerging Flux Region // *Solar Physics*. — 1985. — Jan. — Vol. 95, no. 1. — P. 15—36.
50. *Bremer J.* The mean solar magnetic field as an indicator of the interplanetary magnetic field // *Annals of Geophysics*. — 1996. — Vol. 39, no. 4. — P. 713—720.
51. *Caligari P., Moreno-Insertis F., Schussler M.* Emerging Flux Tubes in the Solar Convection Zone. I. Asymmetry, Tilt, and Emergence Latitude // *Astrophysical Journal*. — 1995. — Mar. — Vol. 441. — P. 886.
52. *Cally P. S., Moradi H.* Seismology of the wounded Sun // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Nov. — Vol. 435, no. 3. — P. 2589—2597.

53. *Carrington R. C.* On the Distribution of the Solar Spots in Latitudes since the Beginning of the Year 1854, with a Map // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1858. — Nov. — Vol. 19. — P. 1—3.
54. *Carrington R. C.* Observations of the spots on the Sun: from November 9, 1853, to March 24, 1861, made at Redhill. — 1863.
55. *Cauzzi G.* et al. The solar chromosphere at high resolution with IBIS. I. New insights from the Ca II 854.2 nm line // Astronomy and Astrophysics. — 2008. — Mar. — Vol. 480, no. 2. — P. 515—526.
56. *Chaplin W. J.* et al. Studies of the solar mean magnetic field with the Birmingham Solar-Oscillations Network (BiSON) // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2003. — Aug. — Vol. 343, no. 3. — P. 813—818.
57. *Chaplin W. J.* et al. Extended search for correlation between solar mean magnetic field BiSON data and coronal mass ejections // Solar Physics. — 2004. — Apr. — Vol. 220, no. 2. — P. 307—316.
58. *Charbonneau P., MacGregor K. B.* Solar Interface Dynamos. II. Linear, Kinematic Models in Spherical Geometry // Astrophysical Journal. — 1997. — Sept. — Vol. 486, no. 1. — P. 502—520.
59. *Charbonneau P.* Dynamo models of the solar cycle // Living Reviews in Solar Physics. — 2020. — Dec. — Vol. 17, no. 1. — P. 4.
60. *Charbonneau P., Sokoloff D.* Evolution of Solar and Stellar Dynamo Theory // Space Science Reviews. — 2023. — Aug. — Vol. 219, no. 5. — P. 35.
61. *Chen F., Rempel M., Fan Y.* Emergence of Magnetic Flux Generated in a Solar Convective Dynamo. I. The Formation of Sunspots and Active Regions, and The Origin of Their Asymmetries // Astrophysical Journal. — 2017. — Sept. — Vol. 846, no. 2. — P. 149.
62. *Cheung M. C. M., Schüssler M., Moreno-Insertis F.* Magnetic flux emergence in granular convection: radiative MHD simulations and observational signatures // Astronomy and Astrophysics. — 2007. — May. — Vol. 467, no. 2. — P. 703—719.
63. *Cheung M. C. M.* et al. Solar Surface Emerging Flux Regions: A Comparative Study of Radiative MHD Modeling and Hinode SOT Observations // Astrophysical Journal. — 2008. — Nov. — Vol. 687, no. 2. — P. 1373—1387.

64. *Cheung M. C. M.* et al. Simulation of the Formation of a Solar Active Region // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Sept. — Vol. 720, no. 1. — P. 233—244.
65. *Cheung M. C. M., Isobe H.* Flux Emergence (Theory) // *Living Reviews in Solar Physics*. — 2014. — Dec. — Vol. 11, no. 1. — P. 3.
66. *Choudhary D. P.* et al. Flux emergence, flux imbalance, magnetic free energy and solar flares // *Advances in Space Research*. — 2013. — Oct. — Vol. 52, no. 8. — P. 1561—1566.
67. *Choudhuri A. R., Gilman P. A.* The Influence of the Coriolis Force on Flux Tubes Rising through the Solar Convection Zone // *Astrophysical Journal*. — 1987. — May. — Vol. 316. — P. 788.
68. *Condon E. U., Shortley G. H.* The Theory of Atomic Spectra. — London : Cambridge University Press, 1935. — 458 p.
69. *Couvidat S.* et al. Line-of-Sight Observables Algorithms for the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument Tested with Interferometric Bidimensional Spectrometer (IBIS) Observations // *Solar Physics*. — 2012a. — May. — Vol. 278, no. 1. — P. 217—240.
70. *Couvidat S.* et al. Wavelength Dependence of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. — 2012b. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 285—325.
71. *D'Silva S., Choudhuri A. R.* A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions // *Astronomy and Astrophysics*. — 1993. — May. — Vol. 272. — P. 621.
72. *Dalmasse K.* et al. The Origin of Net Electric Currents in Solar Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Sept. — Vol. 810, no. 1. — P. 17.
73. *Dasi-Espuig M.* et al. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle // *Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — July. — Vol. 518. — A7.
74. *de la Cruz Rodriguez J., van Noort M.* Radiative Diagnostics in the Solar Photosphere and Chromosphere // *Space Science Reviews*. — 2017. — Sept. — Vol. 210, no. 1—4. — P. 109—143.
75. *del Toro Iniesta J. C.* Introduction to Spectropolarimetry. — Cambridge : Cambridge University Press, 2003.

76. *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.
77. *Delbouille L., Roland G., Neven L.* *Atlas photometrique du spectre solaire de [lambda] 3000 a [lambda] 10000.* — 1973.
78. *Deluca E. E., Gilman P. A.* The solar dynamo. // *Solar Interior and Atmosphere* / ed. by A. N. Cox, W. C. Livingston, M. S. Matthews. — 1991. — P. 275—303.
79. *Demidov M.* On the manifestation in the Sun-as-a-star magnetic field measurements of the quiet and active regions // *Proceedings of the International Astronomical Union.* — 2010. — Vol. 6, S273. — P. 56—60.
80. *Demidov M. L.* Concerning Time Variation Observations of the Global Magnetic Field of the Sun // *Solar Physics.* — 1995. — June. — Vol. 159, no. 1. — P. 23—27.
81. *Deubner F. .-, Ulrich R. K., Rhodes Jr. E. J.* Solar p-mode oscillations as a tracer of radial differential rotation. // *Astronomy and Astrophysics.* — 1979. — Feb. — Vol. 72, no. 1/2. — P. 177—185.
82. *Diaz Baso C. J. et al.* Diagnostic potential of the Ca II 8542 Å line for solar filaments // *Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Mar. — Vol. 623. — A178.
83. *Dikpati M., Gilman P. A.* Flux-Transport Dynamos with α -Effect from Global Instability of Tachocline Differential Rotation: A Solution for Magnetic Parity Selection in the Sun // *Astrophysical Journal.* — 2001. — Sept. — Vol. 559, no. 1. — P. 428—442.
84. *Domingo V., Fleck B., Poland A. I.* The SOHO Mission: an Overview // *Solar Physics.* — 1995. — Dec. — Vol. 162, no. 1/2. — P. 1—37.
85. *Duvall Jr. T. L., Svalgaard L.* On the supposed anticorrelation of solar polar and equatorial rotation rates. // *Solar Physics.* — 1978. — Feb. — Vol. 56, no. 2. — P. 463—466.
86. *Duvall Jr. T. L. et al.* Time-distance helioseismology // *Nature.* — 1993. — Apr. — Vol. 362, no. 6419. — P. 430—432.

87. *Emonet T., Moreno-Insertis F.* The Physics of Twisted Magnetic Tubes Rising in a Stratified Medium: Two-dimensional Results // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Jan. — Vol. 492, no. 2. — P. 804—821.
88. *Eversberg T., Vollmann K.* Spectroscopic Instrumentation: Fundamentals and Guidelines for Astronomers. — Heidelberg : Springer, 2015.
89. *Falconer D. A., Moore R. L., Gary G. A.* Magnetogram Measures of Total Non-potentiality for Prediction of Solar Coronal Mass Ejections from Active Regions of Any Degree of Magnetic Complexity // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Dec. — Vol. 689, no. 2. — P. 1433—1442.
90. *Fan Y.* The Three-dimensional Evolution of Buoyant Magnetic Flux Tubes in a Model Solar Convective Envelope // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Mar. — Vol. 676, no. 1. — P. 680—697.
91. *Fan Y., Fisher G. H., Deluca E. E.* The Origin of Morphological Asymmetries in Bipolar Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 1993. — Mar. — Vol. 405. — P. 390.
92. *Fan Y., Fisher G. H., McClymont A. N.* Dynamics of Emerging Active Region Flux Loops // *Astrophysical Journal*. — 1994. — Dec. — Vol. 436. — P. 907.
93. *Fan Y.* Magnetic fields in the solar convection zone // *Living Reviews in Solar Physics*. — 2021. — Dec. — Vol. 18, no. 1. — P. 5.
94. *Fan Y., Fang F.* A Simulation of Convective Dynamo in the Solar Convective Envelope: Maintenance of the Solar-like Differential Rotation and Emerging Flux // *Astrophysical Journal*. — 2014. — July. — Vol. 789, no. 1. — P. 35.
95. *Ferriz-Mas A., Schüssler M.* Instabilities of magnetic flux tubes in a stellar convection zone I. Equatorial flux rings in differentially rotating stars // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. — 1993. — Jan. — Vol. 72, no. 1. — P. 209—247.
96. *Ferriz-Mas A., Schüssler M.* Instabilities of magnetic flux tubes in a stellar convection zone II. Flux rings outside the equatorial plane // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. — 1995. — Jan. — Vol. 81, no. 3. — P. 233—265.

97. *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.
98. *Frisch U.* Turbulence. The legacy of A.N. Kolmogorov. — 1995.
99. *Fu Y., Welsch B. T.* Active Region Emergence and Remote Flares // Solar Physics. — 2016. — Feb. — Vol. 291, no. 2. — P. 383—410.
100. *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.
101. *Fursyak Y. A.* A Large-Scale Electric Current as One of the Sources of Solar Coronal Heating // Geomagnetism and Aeronomy. — 2024. — Jan. — Vol. 63, no. 8. — P. 1185—1196.
102. *Fursyak Y. A., Abramenco V. I.* Possibilities for Estimating Horizontal Electrical Currents in Active Regions on the Sun // Astrophysics. — 2017. — Dec. — Vol. 60, no. 4. — P. 544—552.
103. *Fursyak Y. A., Kutsenko A. S., Abramenco V. I.* Distributed Electric Currents in Solar Active Regions // Solar Physics. — 2020. — Feb. — Vol. 295, no. 2. — P. 19.
104. *Galazutdinov G. A.* DECH: A Software Package for Astronomical Spectral Data Processing and Analysis // Astrophysical Bulletin. — 2022. — Dec. — Vol. 77, no. 4. — P. 519—529.
105. *Gao Y. et al.* Statistical distribution of current helicity in solar active regions over the magnetic cycle // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2013. — Aug. — Vol. 433, no. 2. — P. 1648—1658.
106. *Garcia R. A. et al.* The integrated magnetic field of the Sun as seen by GOLF on board SOHO // Astronomy and Astrophysics. — 1999. — June. — Vol. 346. — P. 626—632.
107. *Georgoulis M. K., Titov V. S., Mikić Z.* Non-neutralized Electric Current Patterns in Solar Active Regions: Origin of the Shear-generating Lorentz Force // Astrophysical Journal. — 2012. — Dec. — Vol. 761, no. 1. — P. 61.

108. *Gil J. J., San José I.* Two-vector representation of a nondepolarizing Mueller matrix // *Optics Communications*. — 2016. — Sept. — Vol. 374. — P. 133—141.
109. *Giovanelli R. G.* The Relations Between Eruptions and Sunspots. // *Astrophysical Journal*. — 1939. — June. — Vol. 89. — P. 555.
110. *Gizon L.* et al. Helioseismology of Sunspots: A Case Study of NOAA Region 9787 // *Space Science Reviews*. — 2009. — Apr. — Vol. 144, no. 1—4. — P. 249—273.
111. *Gizon L.* et al. Erratum: Erratum to: Helioseismology of Sunspots: A Case Study of NOAA Region 9787 // *Space Science Reviews*. — 2010. — Oct. — Vol. 156, no. 1—4. — P. 257—258.
112. *Gizon L., Birch A. C.* Local Helioseismology // *Living Reviews in Solar Physics*. — 2005. — Dec. — Vol. 2, no. 1. — P. 6.
113. *Gokhale M. H., Hiremath K. M.* Variations in the rotational velocity of sunspot groups during their lifetimes // *Bulletin of the Astronomical Society of India*. — 1984. — Dec. — Vol. 12. — P. 398—403.
114. *Grigor'ev V. M., Demidov M. L.* Observations of the solar mean magnetic field at the Sayan Observatory during 1982-1984 // *Solar Physics*. — 1987. — Jan. — Vol. 114, no. 1. — P. 147—163.
115. *Guglielmino S. L.* et al. Multiwavelength Observations of Small-scale Reconnection Events Triggered by Magnetic Flux Emergence in the Solar Atmosphere // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Dec. — Vol. 724, no. 2. — P. 1083—1098.
116. *Guo J., Lin J., Deng Y.* The dependence of flares on the magnetic classification of the source regions in solar cycles 22-23 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — July. — Vol. 441, no. 3. — P. 2208—2211.
117. *Hagenaar H. J.* Ephemeral Regions on a Sequence of Full-Disk Michelson Doppler Imager Magnetograms // *Astrophysical Journal*. — 2001. — July. — Vol. 555, no. 1. — P. 448—461.
118. *Hagenaar H. J., Schrijver C. J., Title A. M.* The Properties of Small Magnetic Regions on the Solar Surface and the Implications for the Solar Dynamo(s) // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Feb. — Vol. 584, no. 2. — P. 1107—1119.

119. *Hale G. E., Nicholson S. B.* The Law of Sun-Spot Polarity // *Astrophysical Journal*. — 1925. — Nov. — Vol. 62. — P. 270.
120. *Hale G. E.* et al. The Magnetic Polarity of Sun-Spots // *Astrophysical Journal*. — 1919. — Apr. — Vol. 49. — P. 153.
121. *Haneychuk V. I., Kotov V. A., Tsap T. T.* On stability of rotation of the mean magnetic field of the Sun // *Astronomy and Astrophysics*. — 2003. — June. — Vol. 403. — P. 1115—1121.
122. *Hara H.* Differential Rotation Rate of X-ray Bright Points and Source Region of their Magnetic Fields // *Astrophysical Journal*. — 2009. — June. — Vol. 697, no. 2. — P. 980—984.
123. *Hathaway D. H., Rightmire L.* Variations in the Axisymmetric Transport of Magnetic Elements on the Sun: 1996-2010 // *Astrophysical Journal*. — 2011. — Mar. — Vol. 729, no. 2. — P. 80.
124. *Hazra G.* et al. Mean Field Models of Flux Transport Dynamo and Meridional Circulation in the Sun and Stars // *Space Science Reviews*. — 2023. — Aug. — Vol. 219, no. 5. — P. 39.
125. *Henoux J. C., Somov B. V.* The photospheric dynamo. I - Magnetic flux-tube generation // *Astronomy and Astrophysics*. — 1991. — Jan. — Vol. 241, no. 2. — P. 613—617.
126. *Hewett R. J.* et al. Multiscale Analysis of Active Region Evolution // *Solar Physics*. — 2008. — Apr. — Vol. 248, no. 2. — P. 311—322.
127. *Hill F.* Rings and Trumpets—Three-dimensional Power Spectra of Solar Oscillations // *Astrophysical Journal*. — 1988. — Oct. — Vol. 333. — P. 996.
128. *Hiremath K. M.* Change of rotation rates of sunspot groups during their lifetimes: Clues to the sites of origin of different flux tubes // *Astronomy and Astrophysics*. — 2002. — May. — Vol. 386. — P. 674—680.
129. *Hiremath K. M., Hegde M.* Rotation Rates of Coronal Holes and their Probable Anchoring Depths // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Feb. — Vol. 763, no. 2. — P. 137.

- 130.*Hoeksema J. T.* et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Overview and Performance // *Solar Physics*. — 2014. — Sept. — Vol. 289, no. 9. — P. 3483—3530.
- 131.*Hölken J.* et al. Spectroflat: A generic spectrum and flat-field calibration library for spectro-polarimetric data // *Astronomy and Astrophysics*. — 2024. — July. — Vol. 687. — A22.
- 132.*Howard R.* Studies of Solar Magnetic Fields. I: The Average Field Strengths // *Solar Physics*. — 1974. — Oct. — Vol. 38, no. 2. — P. 283—299.
- 133.*Howard R., Gilman P. I., Gilman P. A.* Rotation of the sun measured from Mount Wilson white-light images // *Astrophysical Journal*. — 1984. — Aug. — Vol. 283. — P. 373—384.
- 134.*Howard R.* et al. Solar Rotation Results at Mount-Wilson - Part Four - Results // *Solar Physics*. — 1983. — Mar. — Vol. 83, no. 2. — P. 321—338.
- 135.*Howard R., Harvey J.* Spectroscopic Determinations of Solar Rotation // *Solar Physics*. — 1970. — Apr. — Vol. 12, no. 1. — P. 23—51.
- 136.*Howe R.* et al. Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone // *Science*. — 2000. — Mar. — Vol. 287, no. 5462. — P. 2456—2460.
- 137.*Iglesias F. A., Feller A.* Instrumentation for solar spectropolarimetry: state of the art and prospects // *Optical Engineering*. — 2019. — Aug. — Vol. 58. — P. 082417.
- 138.*Ishkov V. N.* The short term forecast of solar geoeffective flare events // *Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*. Vol. 535 / ed. by A. Wilson. — 09/2003. — P. 559—560. — (ESA Special Publication).
- 139.*Jaeggli S. A.* et al. A Model-based Technique for Ad Hoc Correction of Instrumental Polarization in Solar Spectropolarimetry // *Astrophysical Journal*. — 2022. — May. — Vol. 930, no. 2. — P. 132.
- 140.*Javaraiah J., Gokhale M. H.* Estimation of the depths of initial anchoring and the rising-rates of sunspot magnetic structures from rotation frequencies of sunspot groups. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — Nov. — Vol. 327. — P. 795—799.

- 141.*Jha B. K.* et al. Measurements of Solar Differential Rotation Using the Century Long Kodaikanal Sunspot Data // *Solar Physics*. — 2021. — Jan. — Vol. 296, no. 1. — P. 25.
- 142.*Jin C.* et al. Are There Local Dynamos Acting in Sunspot Regions? // *Astrophysical Journal*. — 2024. — Nov. — Vol. 975, no. 1. — P. 46.
- 143.*Jonas E.* et al. Flare Prediction Using Photospheric and Coronal Image Data // *Solar Physics*. — 2018. — Mar. — Vol. 293, no. 3. — P. 48.
- 144.*Käpylä P. J.* et al. Magnetic flux concentrations from turbulent stratified convection // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Apr. — Vol. 588. — A150.
- 145.*Kemel K.* et al. Properties of the negative effective magnetic pressure instability // *Astronomische Nachrichten*. — 2012. — Feb. — Vol. 333, no. 2. — P. 95—100.
- 146.*Khlystova A.* The Relationship Between Plasma Flow Doppler Velocities and Magnetic Field Parameters During the Emergence of Active Regions at the Solar Photospheric Level // *Solar Physics*. — 2013. — June. — Vol. 284, no. 2. — P. 329—341.
- 147.*Knizhnik K. J., Linton M. G., DeVore C. R.* The Role of Twist in Kinked Flux Rope Emergence and Delta-spot Formation // *Astrophysical Journal*. — 2018. — Sept. — Vol. 864, no. 1. — P. 89.
- 148.*Knizhnik K. J., Linton M. G., Leake J. E.* The Emergence of Toroidal Flux Ropes with Different Twist Rising at the Same Speed // *Astrophysical Journal*. — 2022. — Nov. — Vol. 939, no. 1. — P. 54.
- 149.*Komm R. W., Howard R. F., Harvey J. W.* Rotation Rates of Small Magnetic Features from Two-Dimensional and One-Dimensional Cross-Correlation Analyses // *Solar Physics*. — 1993a. — May. — Vol. 145, no. 1. — P. 1—10.
- 150.*Komm R. W., Howard R. F., Harvey J. W.* Torsional Oscillation Patterns in Photospheric Magnetic Features // *Solar Physics*. — 1993b. — Jan. — Vol. 143, no. 1. — P. 19—39.

151. *Kontogiannis I.* et al. Non-neutralized Electric Currents in Solar Active Regions and Flare Productivity // *Solar Physics*. — 2017. — Nov. — Vol. 292, no. 11. — P. 159.
152. *Kosovichev A. G., Stenflo J. O.* Tilt of Emerging Bipolar Magnetic Regions on the Sun // *Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — Dec. — Vol. 688, no. 2. — P. L115.
153. *Kosugi T.* et al. The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview // *Solar Physics*. — 2007. — June. — Vol. 243, no. 1. — P. 3—17.
154. *Krause F., Raedler K. H.* Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory. — 1980.
155. *Künzel H.* Die Flare-Häufigkeit in Fleckengruppen unterschiedlicher Klasse und magnetischer Struktur // *Astronomische Nachrichten*. — 1960. — Aug. — Vol. 285, no. 5. — P. 271.
156. *Künzel H.* Zur Klassifikation von Sonnenfleckengruppen // *Astronomische Nachrichten*. — 1965. — Dec. — Vol. 288. — P. 177.
157. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Using SDO/HMI Magnetograms as a Source of the Solar Mean Magnetic Field Data // *Solar Physics*. — 2016. — Aug. — Vol. 291, no. 6. — P. 1613—1623.
158. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I., Yurchyshyn V. B.* Contribution to the Solar Mean Magnetic Field from Different Solar Regions // *Solar Physics*. — 2017. — Sept. — Vol. 292, no. 9. — P. 121.
159. *Kutsenko A. S.* et al. Intermittency spectra of current helicity in solar active regions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Nov. — Vol. 480, no. 3. — P. 3780—3787.
160. *Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Flux emergence rate of active regions as a probe for turbulent dynamo action // *Long-term Datasets for the Understanding of Solar and Stellar Magnetic Cycles*. Vol. 340 / ed. by D. Banerjee et al. — 02/2018. — P. 299—300. — (IAU Symposium).
161. *Kutsenko A.* et al. The Spectro-Polarimeter of the Andrei B. Severny Solar Tower Telescope at the Crimean Astrophysical Observatory: Optical Design and Implementation // *Solar Physics*. — 2024. — Sept. — Vol. 299, no. 9. — P. 132.

162. *Kutsenko A. S.* The rotation rate of solar active and ephemeral regions - I. Dependence on morphology and peak magnetic flux // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Jan. — Vol. 500, no. 4. — P. 5159—5166.
163. *Kutsenko A. S., Abramenco V. I.* Probing the rotation rate of solar active regions: the comparison of methods // Open Astronomy. — 2022. — Jan. — Vol. 30, no. 1. — P. 219—224.
164. *Kutsenko A. S., Abramenco V. I., Kutsenko O. K.* On the possibility of probing the flare productivity of an active region in the early stage of emergence // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Mar. — Vol. 501, no. 4. — P. 6076—6082.
165. *Kutsenko A. S., Abramenco V. I., Litvishko D. V.* The rotation rate of solar active and ephemeral regions - II. Temporal variations of the rotation rates // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Mar. — Vol. 519, no. 4. — P. 5315—5323.
166. *Kutsenko A. S., Abramenco V. I., Pevtsov A. A.* Extended statistical analysis of emerging solar active regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Apr. — Vol. 484, no. 3. — P. 4393—4400.
167. *Kutsenko A. S., Abramenco 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.
168. *Kutsenko A. S. et al.* Experiments on high-spatial-resolution observations of the Sun at the A.B. Severny Solar Tower Telescope of the Crimean Astrophysical Observatory // Acta Astrophysica Taurica. — 2022. — Dec. — Vol. 3, no. 3. — P. 8.
169. *Kutsenko O. K., Abramenco V. I., Kutsenko A. S.* The Magnetic Power Spectra of Decaying Active Regions: New Evidence for the Large-Scale Magnetic Flux Bundle Submergence? // Solar Physics. — 2024. — July. — Vol. 299, no. 7. — P. 102.

170. *Kutsenko O. K., Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Magnetic Power Spectra of Emerging Active Regions // *Solar Physics*. — 2019. — Aug. — Vol. 294, no. 8. — P. 102.
171. *Lagg A.* et al. Measurements of Photospheric and Chromospheric Magnetic Fields // *Space Science Reviews*. — 2017. — Sept. — Vol. 210, no. 1—4. — P. 37—76.
172. *Lamb D. A.* Measurements of Solar Differential Rotation and Meridional Circulation from Tracking of Photospheric Magnetic Features // *Astrophysical Journal*. — 2017. — Feb. — Vol. 836, no. 1. — P. 10.
173. *Landi Degl'Innocenti E., Landi Degl'Innocenti M.* On the solution of the radiative transfer equations for polarized radiation // *Solar Physics*. — 1985. — June. — Vol. 97. — P. 239—250.
174. *Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M.* *Polarization in Spectral Lines*. Vol. 307. — Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 2004. — 896 p.
175. *Leka K. D., Barnes G.* Photospheric Magnetic Field Properties of Flaring versus Flare-quiet Active Regions. IV. A Statistically Significant Sample // *Astrophysical Journal*. — 2007. — Feb. — Vol. 656, no. 2. — P. 1173—1186.
176. *Leka K. D., Barnes G., Crouch A.* An Automated Ambiguity-Resolution Code for Hinode/SP Vector Magnetic Field Data // *The Second Hinode Science Meeting: Beyond Discovery-Toward Understanding*. Vol. 415 / ed. by B. Lites et al. — 12/2009. — P. 365. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
177. *Leka K. D., Barnes G., Wagner E. L.* Evaluating (and Improving) Estimates of the Solar Radial Magnetic Field Component from Line-of-Sight Magnetograms // *Solar Physics*. — 2017. — Feb. — Vol. 292, no. 2. — P. 36.
178. *Leka K. D.* et al. Evidence for Current-carrying Emerging Flux // *Astrophysical Journal*. — 1996. — May. — Vol. 462. — P. 547.
179. *Leka K. D.* et al. Resolving the 180° Ambiguity in Solar Vector Magnetic Field Data: Evaluating the Effects of Noise, Spatial Resolution, and Method Assumptions // *Solar Physics*. — 2009. — Nov. — Vol. 260, no. 1. — P. 83—108.
180. *Leka K. D.* et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. II. Benchmarks, Metrics, and Performance Results for Operational Solar Flare Forecasting Sys-

- tems // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2019. — Aug. — Vol. 243, no. 2. — P. 36.
- 181.*Lemen J. R.* et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Physics. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 17—40.
- 182.*Li C.* et al. The Chinese H α Solar Explorer (CHASE) mission: An overview // Science China Physics, Mechanics, and Astronomy. — 2022. — Aug. — Vol. 65, no. 8. — P. 289602.
- 183.*Li K. J., Xu J. C.* The differential rotation of the chromosphere and the quiet chromosphere in the falling and rising periods of a solar cycle // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Feb. — Vol. 528, no. 2. — P. 1438—1444.
- 184.*Linton M. G., Longcope D. W., Fisher G. H.* The Helical Kink Instability of Isolated, Twisted Magnetic Flux Tubes // Astrophysical Journal. — 1996. — Oct. — Vol. 469. — P. 954.
- 185.*Lites B.* et al. A suite of community tools for spectro-polarimetric analysis . // Memorie della Società Astronomica Italiana. — 2007. — Jan. — Vol. 78. — P. 148.
- 186.*Lites B. W., Ichimoto K.* The SP_PREP Data Preparation Package for the Hinode Spectro-Polarimeter // Solar Physics. — 2013. — Apr. — Vol. 283, no. 2. — P. 601—629.
- 187.*Lites B. W., Skumanich A., Martinez Pillet V.* Vector magnetic fields of emerging solar flux. I. Properties at the site of emergence // Astronomy and Astrophysics. — 1998. — May. — Vol. 333. — P. 1053—1068.
- 188.*Lites B. W.* et al. Stokes Profile Analysis and Vector Magnetic Fields. IV. Synthesis and Inversion of the Chromospheric MG i B Lines // Astrophysical Journal. — 1988. — July. — Vol. 330. — P. 493.
- 189.*Lites B. W.* et al. The Horizontal Magnetic Flux of the Quiet-Sun Internetwork as Observed with the Hinode Spectro-Polarimeter // Astrophysical Journal. — 2008. — Jan. — Vol. 672, no. 2. — P. 1237—1253.

190. *Lites B. W.* et al. The Hinode Spectro-Polarimeter // *Solar Physics*. — 2013. — Apr. — Vol. 283, no. 2. — P. 579—599.
191. *Litvishko D. V., Kutsenko A. S., Abramenko V. I.* Analysis of Differential Rotation of Anti-Hale Active Regions // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2024. — Jan. — Vol. 63, no. 8. — P. 1111—1115.
192. *Liu C.* et al. Predicting Solar Flares Using SDO/HMI Vector Magnetic Data Products and the Random Forest Algorithm // *Astrophysical Journal*. — 2017. — July. — Vol. 843, no. 2. — P. 104.
193. *Liu Y., Hoeksema J. T., Sun X.* Test of the Hemispheric Rule of Magnetic Helicity in the Sun Using the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Data // *Astrophysical Journal Letters*. — 2014. — Mar. — Vol. 783, no. 1. — P. L1.
194. *Liu Y.* et al. Comparison of Line-of-Sight Magnetograms Taken by the Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager and Solar and Heliospheric Observatory/Michelson Doppler Imager // *Solar Physics*. — 2012. — July. — Vol. 279, no. 1. — P. 295—316.
195. *Liu Y.* et al. Magnetic Helicity in Emerging Solar Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Apr. — Vol. 785, no. 1. — P. 13.
196. *Livingston W. C.* On the Differential Rotation with Height in the Solar Atmosphere // *Solar Physics*. — 1969a. — Oct. — Vol. 9, no. 2. — P. 448—451.
197. *Livingston W. C.* Solar rotation, 1966 68 // *Solar Physics*. — 1969b. — Apr. — Vol. 7, no. 1. — P. 144—146.
198. *Longcope D. W., Fisher G. H., Arendt S.* The Evolution and Fragmentation of Rising Magnetic Flux Tubes // *Astrophysical Journal*. — 1996. — June. — Vol. 464. — P. 999.
199. *Longcope D. W., Fisher G. H., Pevtsov A. A.* Flux-Tube Twist Resulting from Helical Turbulence: The Σ -Effect // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Nov. — Vol. 507, no. 1. — P. 417—432.
200. *Luhmann J. G.* et al. The relationship between large-scale solar magnetic field evolution and coronal mass ejections // *Journal of Geophysical Research*. — 1998. — Apr. — Vol. 103, A4. — P. 6585—6594.

201. *MacTaggart D.* et al. Direct evidence that twisted flux tube emergence creates solar active regions // *Nature Communications*. — 2021. — Nov. — Vol. 12. — P. 6621.
202. *Madjarska M. S.* Coronal bright points // *Living Reviews in Solar Physics*. — 2019. — Dec. — Vol. 16, no. 1. — P. 2.
203. *Magara T.* Dynamics of Emerging Flux Tubes in the Sun // *Astrophysical Journal*. — 2001. — Mar. — Vol. 549, no. 1. — P. 608—628.
204. *Mahajan S. S.* et al. Improved Measurements of the Sun's Meridional Flow and Torsional Oscillation from Correlation Tracking on MDI and HMI Magnetograms // *Astrophysical Journal*. — 2021. — Aug. — Vol. 917, no. 2. — P. 100.
205. *Mahajan S. S.* et al. The Sun's Large-Scale Flows I: Measurements of Differential Rotation & Torsional Oscillation // *Solar Physics*. — 2024. — Mar. — Vol. 299, no. 3. — P. 38.
206. *Manek B., Brummell N.* On the Origin of Solar Hemispheric Helicity Rules: Rise of 3D Magnetic Flux Concentrations through a Background Magnetic Field // *Astrophysical Journal*. — 2024. — Aug. — Vol. 971, no. 1. — P. 7.
207. *Martin S. F.* Observations key to understanding solar cycles: a review // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. — 2024. — Feb. — Vol. 10. — P. 1177097.
208. *Maunder E. W.* The sun and sun-spots, 1820-1920 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1922. — June. — Vol. 82. — P. 534—543.
209. *Mayfield E. B., Lawrence J. K.* The Correlation of Solar Flare Production with Magnetic Energy in Active Regions // *Solar Physics*. — 1985. — Apr. — Vol. 96, no. 2. — P. 293—305.
210. *McAteer R. T. J., Gallagher P. T., Ireland J.* Statistics of Active Region Complexity: A Large-Scale Fractal Dimension Survey // *Astrophysical Journal*. — 2005. — Sept. — Vol. 631, no. 1. — P. 628—635.
211. *Melrose D. B.* Neutralized and Unneutralized Current Patterns in the Solar Corona // *Astrophysical Journal*. — 1991. — Nov. — Vol. 381. — P. 306.

212. *Melrose D. B.* Current Paths in the Corona and Energy Release in Solar Flares // *Astrophysical Journal*. — 1995. — Sept. — Vol. 451. — P. 391.
213. *Metcalf T. R.* et al. An Overview of Existing Algorithms for Resolving the Ambiguity in Vector Magnetic Fields: Quantitative Tests with Synthetic Data // *Solar Physics*. — 2006. — Sept. — Vol. 237, no. 2. — P. 267—296.
214. *Meunier N.* Large-Scale Dynamics of Active Regions and Small Photospheric Magnetic Features // *Astrophysical Journal*. — 1999. — Dec. — Vol. 527, no. 2. — P. 967—976.
215. *Mills A. A.* Heliostats, Siderostats, and Coelostats: A Review of Practical Instruments for Astronomical Applications // *Journal of the British Astronomical Association*. — 1985. — Apr. — Vol. 95. — P. 89.
216. *Mishra D. K.* et al. Differential Rotation of the Solar Chromosphere: A Century-long Perspective from Kodaikanal Solar Observatory Ca II K Data // *Astrophysical Journal*. — 2024. — Jan. — Vol. 961, no. 1. — P. 40.
217. *Moreno-Insertis F., Caligari P., Schuessler M.* Active Region Asymmetry as a Result of the Rise of Magnetic Flux Tubes // *Solar Physics*. — 1994. — Aug. — Vol. 153, no. 1/2. — P. 449—452.
218. *Moreno-Insertis F., Emonet T.* The Rise of Twisted Magnetic Tubes in a Stratified Medium // *Astrophysical Journal Letters*. — 1996. — Nov. — Vol. 472. — P. L53.
219. *Moreno-Insertis F., Schuessler M., Ferriz-Mas A.* Storage of magnetic flux tubes in a convective overshoot region // *Astronomy and Astrophysics*. — 1992. — Oct. — Vol. 264, no. 2. — P. 686—700.
220. *Mueller H.* The Foundation of Optics // *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*. — 1948. — July. — Vol. 38, no. 7. — P. 661.
221. *Murray M. J., Hood A. W.* Emerging flux tubes from the solar interior into the atmosphere: effects of non-constant twist // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Feb. — Vol. 479, no. 2. — P. 567—577.
222. *Murray M. J.* et al. 3D simulations identifying the effects of varying the twist and field strength of an emerging flux tube // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Dec. — Vol. 460, no. 3. — P. 909—923.

- 223.*Nagovitsyn Y. A.* The Ratio of the Areas of a Sunspot and Its Umbra: Two Populations of Sunspot Groups // *Astronomy Letters*. — 2024. — May. — Vol. 50, no. 5. — P. 329—334.
- 224.*Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A., Osipova A. A.* Two Populations of Sunspots: Differential Rotation // *Astronomy Letters*. — 2018. — Mar. — Vol. 44, no. 3. — P. 202—211.
- 225.*Nagovitsyn Y. A. et al.* Two populations of sunspots and secular variations of their characteristics // *Astronomy Letters*. — 2016. — Oct. — Vol. 42, no. 10. — P. 703—712.
- 226.*Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A.* On the Presence of Two Populations of Sunspots // *Astrophysical Journal*. — 2016. — Dec. — Vol. 833, no. 1. — P. 94.
- 227.*Nelson N. J. et al.* Buoyant Magnetic Loops in a Global Dynamo Simulation of a Young Sun // *Astrophysical Journal Letters*. — 2011. — Oct. — Vol. 739, no. 2. — P. L38.
- 228.*Nelson N. J. et al.* Magnetic Wreaths and Cycles in Convective Dynamos // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Jan. — Vol. 762, no. 2. — P. 73.
- 229.*Newton H. W., Nunn M. L.* The Sun's rotation derived from sunspots 1934-1944 and additional results // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1951. — Jan. — Vol. 111. — P. 413.
- 230.*Norton A. A. et al.* Spectral Line Selection for HMI: A Comparison of Fe I 6173 Å and Ni I 6768 Å // *Solar Physics*. — 2006. — Dec. — Vol. 239, no. 1/2. — P. 69—91.
- 231.*Norton A. A. et al.* Magnetic Flux Emergence and Decay Rates for Preceder and Follower Sunspots Observed with HMI // *Astrophysical Journal*. — 2017. — June. — Vol. 842, no. 1. — P. 3.
- 232.*Norton A. A. et al.* How much more can sunspots tell us about the solar dynamo? // *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity*. Vol. 294 / ed. by A. G. Kosovichev, E. de Gouveia Dal Pino, Y. Yan. — 07/2013. — P. 25—36. — (IAU Symposium).

233. *November L. J., Wilkins L. M.* Liquid crystal polarimeter: a solid state imager for solar vector magnetic fields // Optical Engineering. — 1995. — June. — Vol. 34. — P. 1659—1668.
234. *Obridko V. N., Shibalova A. S., Sokoloff D. D.* The extended solar cycle and asymmetry of the large-scale magnetic field // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — July. — Vol. 523, no. 1. — P. 982—990.
235. *Osipova A. A., Nagovitsyn Y. A.* Differential Rotation of Large Long-Lived Sunspot Groups and Their Morphological Structure // Astronomy Letters. — 2022. — Nov. — Vol. 48, no. 11. — P. 682—687.
236. *Otsuji K.* et al. Statistical Study on the Nature of Solar-Flux Emergence // Proceedings of the Astronomical Society of Japan. — 2011. — Oct. — Vol. 63. — P. 1047—1057.
237. *Parker E. N.* The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. X. Magnetic buoyancy and the solar dynamo. // Astrophysical Journal. — 1975. — May. — Vol. 198. — P. 205—209.
238. *Parker E. N.* Inferring Mean Electric Currents in Unresolved Fibril Magnetic Fields // Astrophysical Journal. — 1996. — Nov. — Vol. 471. — P. 485.
239. *Parker E. N.* Hydromagnetic Dynamo Models. // Astrophysical Journal. — 1955a. — Sept. — Vol. 122. — P. 293.
240. *Parker E. N.* The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field. // Astrophysical Journal. — 1955b. — Mar. — Vol. 121. — P. 491.
241. *Pasachoff J. M., Livingston W. C.* Coelostat and heliostat: alignment and use for eclipse and other field purposes // Applied Optics. — 1984. — Aug. — Vol. 23, no. 16. — P. 2803—2808.
242. *Paternò L.* The solar differential rotation: a historical view // Astrophysics and Space Science. — 2010. — July. — Vol. 328, no. 1/2. — P. 269—277.
243. *Pesnell W. D., Thompson B. J., Chamberlin P. C.* The Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Physics. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 3—15.
244. *Petrovay K.* Area-Weighting of Sunspot Group Positions and Proper Motion Artifacts // IAU Colloq. 141: The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active

- Regions. Vol. 46 / ed. by H. Zirin, G. Ai, H. Wang. — 01/1993. — P. 123. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
245. *Petrovay K., Moreno-Insertis F.* Turbulent Erosion of Magnetic Flux Tubes // *Astrophysical Journal*. — 1997. — Aug. — Vol. 485, no. 1. — P. 398—408.
246. *Pevtsov A. A., Canfield R. C., Metcalf T. R.* Patterns of Helicity in Solar Active Regions // *Astrophysical Journal Letters*. — 1994. — Apr. — Vol. 425. — P. L117.
247. *Pevtsov A. A., Canfield R. C., Metcalf T. R.* Latitudinal Variation of Helicity of Photospheric Magnetic Fields // *Astrophysical Journal Letters*. — 1995. — Feb. — Vol. 440. — P. L109.
248. *Pevtsov A. A., Maleev V. M., Longcope D. W.* Helicity Evolution in Emerging Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Aug. — Vol. 593, no. 2. — P. 1217—1225.
249. *Pevtsov A. A. et al.* Magnetic Helicity, Tilt, and Twist // *Space Science Reviews*. — 2014. — Dec. — Vol. 186, no. 1—4. — P. 285—324.
250. *Pipin V. V. et al.* The origin of the helicity hemispheric sign rule reversals in the mean-field solar-type dynamo // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Nov. — Vol. 435, no. 3. — P. 2581—2588.
251. *Piskunov N., Wehrhahn A., Marquart T.* Optimal extraction of echelle spectra: Getting the most out of observations // *Astornomy and Astrophysics*. — 2021. — Feb. — Vol. 646. — A32.
252. *Plaskett J. S., Delury R. E.* The Solar Rotation in 1911 // *Astrophysical Journal*. — 1913. — Mar. — Vol. 37. — P. 73.
253. *Plotnikov A., Abramenko V., Kutsenko A.* Estimation of the Lifetime of Slow-Decaying Unipolar Active Regions in the Framework of the Turbulent Erosion Model // *Solar Physics*. — 2024. — Mar. — Vol. 299, no. 3. — P. 34.
254. *Plotnikov A. et al.* Improvements of the Longitudinal Magnetic Field Measurement from the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station // *Solar Physics*. — 2021. — Nov. — Vol. 296, no. 11. — P. 165.
255. *Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S.* Correction to: 'Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions' // *Monthly*

- Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023a. — June. — Vol. 521, no. 4. — P. 6293—6294.
256. *Plotnikov A. A., Abramenko V. I., Kutsenko A. S.* Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023b. — May. — Vol. 521, no. 2. — P. 2187—2195.
257. *Pulkkinen P., Tuominen I.* Velocity structures from sunspot statistics in cycles 10 to 22. I. Rotational velocity // Astronomy and Astrophysics. — 1998. — Apr. — Vol. 332. — P. 748—754.
258. *Quintero Noda C. et al.* Study of the polarization produced by the Zeeman effect in the solar Mg I b lines // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — Dec. — Vol. 481, no. 4. — P. 5675—5686.
259. *Raboonik A. et al.* Prediction of Solar Flares Using Unique Signatures of Magnetic Field Images // Astrophysical Journal. — 2017. — Jan. — Vol. 834, no. 1. — P. 11.
260. *Rao S. et al.* Height-dependent differential rotation of the solar atmosphere detected by CHASE // Nature Astronomy. — 2024. — Sept. — Vol. 8. — P. 1102—1109.
261. *Ravindra B. et al.* Evolution of Currents of Opposite Signs in the Flare-productive Solar Active Region NOAA 10930 // Astrophysical Journal. — 2011. — Oct. — Vol. 740, no. 1. — P. 19.
262. *Rayrole J., Semel M.* Evaluation of the Electric Current in a Sunspot by the Study of the Observed Transverse Component of the Magnetic Field // Astronomy and Astrophysics. — 1970. — June. — Vol. 6. — P. 288.
263. *Rempel M.* Thermal properties of magnetic flux tubes. II. Storage of flux in the solar overshoot region // Astronomy and Astrophysics. — 2003. — Jan. — Vol. 397. — P. 1097—1107.
264. *Rempel M., Cheung M. C. M.* Numerical Simulations of Active Region Scale Flux Emergence: From Spot Formation to Decay // Astrophysical Journal. — 2014. — Apr. — Vol. 785, no. 2. — P. 90.

- 265.*Rempel M.* Flux-Transport Dynamos with Lorentz Force Feedback on Differential Rotation and Meridional Flow: Saturation Mechanism and Torsional Oscillations // *Astrophysical Journal*. — 2006. — Aug. — Vol. 647, no. 1. — P. 662—675.
- 266.*Rightmire-Upton L., Hathaway D. H., Kosak K.* Measurements of the Sun's High-latitude Meridional Circulation // *Astrophysical Journal Letters*. — 2012. — Dec. — Vol. 761, no. 1. — P. L14.
- 267.*Roudier T.* et al. Quasi full-disk maps of solar horizontal velocities using SDO/HMI data // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Apr. — Vol. 540. — A88.
- 268.*Roudier T.* et al. Large-scale photospheric motions determined from granule tracking and helioseismology from SDO/HMI data // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Apr. — Vol. 611. — A92.
- 269.*Routh S.* et al. Exploring the Dynamic Rotational Profile of the Hotter Solar Atmosphere: A Multiwavelength Approach Using SDO/AIA Data // *Astrophysical Journal*. — 2024. — Nov. — Vol. 975, no. 2. — P. 158.
- 270.*Rudenko G. V., Anfinogentov S. A.* Very Fast and Accurate Azimuth Disambiguation of Vector Magnetograms // *Solar Physics*. — 2014. — May. — Vol. 289, no. 5. — P. 1499—1516.
- 271.*Ruiz Cobo B.* et al. DeSIRE: Departure coefficient aided Stokes Inversion based on Response functions // *Astronomy and Astrophysics*. — 2022. — Apr. — Vol. 660. — A37.
- 272.*Sammis I., Tang F., Zirin H.* The Dependence of Large Flare Occurrence on the Magnetic Structure of Sunspots // *Astrophysical Journal*. — 2000. — Sept. — Vol. 540, no. 1. — P. 583—587.
- 273.*Schaefer B.* et al. Measuring the Stokes polarization parameters // *American Journal of Physics*. — 2007. — Feb. — Vol. 75, no. 2. — P. 163—168.
- 274.*Scheiner C.* Rosa Ursina. — 1630.
- 275.*Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L.* The rotation of the sun - Observations at Stanford // *Astrophysical Journal*. — 1980. — Oct. — Vol. 241. — P. 811—819.

276. *Scherrer P. H.* et al. The mean magnetic field of the Sun: observations at Stanford. // *Solar Physics*. — 1977a. — Oct. — Vol. 54, no. 2. — P. 353—361.
277. *Scherrer P. H.* et al. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager // *Solar Physics*. — 1995. — Dec. — Vol. 162, no. 1/2. — P. 129—188.
278. *Scherrer P. H.* et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 207—227.
279. *Scherrer P. H.* et al. The mean magnetic field of the Sun: Method of observation and relation to the interplanetary magnetic field // *Solar Physics*. — 1977b. — Apr. — Vol. 52, no. 1. — P. vi—12.
280. *Schou J.* et al. Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Sept. — Vol. 505, no. 1. — P. 390—417.
281. *Schou J.* et al. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 229—259.
282. *Schrijver C. J.* A Characteristic Magnetic Field Pattern Associated with All Major Solar Flares and Its Use in Flare Forecasting // *Astrophysical Journal Letters*. — 2007. — Feb. — Vol. 655, no. 2. — P. L117—L120.
283. *Schrijver C. J.* Driving major solar flares and eruptions: A review // *Advances in Space Research*. — 2009. — Mar. — Vol. 43, no. 5. — P. 739—755.
284. *Schrijver C. J.* et al. The Nonpotentiality of Active-Region Coronae and the Dynamics of the Photospheric Magnetic Field // *Astrophysical Journal*. — 2005. — July. — Vol. 628, no. 1. — P. 501—513.
285. *Schuessler M.* Magnetic buoyancy revisited: analytical and numerical results for rising flux tubes. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1979. — Jan. — Vol. 71, no. 1/2. — P. 79—91.
286. *Schuessler M.* Stellar dynamo theory // *Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects*. Vol. 102 / ed. by J. O. Stenflo. — 01/1983. — P. 213—234. — (IAU Symposium).

287. *Schunker H.* et al. SDO/HMI survey of emerging active regions for helioseismology // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Nov. — Vol. 595. — A107.
288. *Schüssler M., Rempel M.* The dynamical disconnection of sunspots from their magnetic roots // *Asttronomy and Astrophysics*. — 2005. — Oct. — Vol. 441, no. 1. — P. 337—346.
289. *Seehafer N.* Electric Current Helicity in the Solar Atmosphere // *Solar Physics*. — 1990. — Sept. — Vol. 125, no. 2. — P. 219—232.
290. *Semel M.* Contribution à l'étude des champs magnétiques dans les régions actives solaires // *Annales d'Astrophysique*. — 1967. — Февр. — T. 30. — C. 513—513.
291. *Severny A.* Is the Sun a Magnetic Rotator? // *Nature*. — 1969. — Oct. — Vol. 224, no. 5214. — P. 53—54.
292. *Severny A.* et al. Comparison of the Mean Photospheric Magnetic Field and the Interplanetary Magnetic Field // *Solar Physics*. — 1970. — Nov. — Vol. 15, no. 1. — P. 3—14.
293. *Severny A. B.* Time Fluctuations of the General Magnetic Field of the Sun // *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*. — 1971. — Mar. — Vol. 12. — P. 363.
294. *Sheeley Jr. N. R., DeVore C. R.* The Decay of the Mean Solar Magnetic Field // *Solar Physics*. — 1986a. — Feb. — Vol. 103, no. 2. — P. 203—224.
295. *Sheeley Jr. N. R., DeVore C. R.* The Origin of the 28-DAY to 29-DAY Recurrent Patterns of the Solar Magnetic Field // *Solar Physics*. — 1986b. — Apr. — Vol. 104, no. 2. — P. 425—429.
296. *Sheeley Jr. N. R., DeVore C. R., Boris J. P.* Simulations of the Mean Solar Magnetic Field during Sunspot CYCLE-21 // *Solar Physics*. — 1985. — Aug. — Vol. 98, no. 2. — P. 219—239.
297. *Sheeley Jr. N. R., Wang Y. .-.* The Recent Rejuvenation of the Sun's Large-scale Magnetic Field: A Clue for Understanding Past and Future Sunspot Cycles // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Aug. — Vol. 809, no. 2. — P. 113.

298. *Shibalova A. S., Obridko V. N., Sokoloff D. D.* Intermittency of the Solar Magnetic Field and Solar Magnetic Activity Cycle // *Solar Physics*. — 2017. — Mar. — Vol. 292, no. 3. — P. 44.
299. *Sivaraman K. R.* et al. Measurement of Kodaikanal white-light images - VI. Variation of Rotation Rate with Age of Sunspot Groups // *Solar Physics*. — 2003. — May. — Vol. 214, no. 1. — P. 65—87.
300. *Skokić I.* et al. Validity of the Relations Between the Synodic and Sidereal Rotation Velocities of the Sun // *Solar Physics*. — 2014. — May. — Vol. 289, no. 5. — P. 1471—1476.
301. *Skumanich A.* et al. The Calibration of the Advanced Stokes Polarimeter // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 1997. — June. — Vol. 110, no. 2. — P. 357—380.
302. *Smirnova V.* et al. Artifacts of SDO/HMI data and long-period oscillations of sunspots // *Astronomy and Astrophysics*. — 2013. — June. — Vol. 554. — A121.
303. *Smitha H. N., Solanki S. K.* Probing photospheric magnetic fields with new spectral line pairs // *Astronomy and Astrophysics*. — 2017. — Dec. — Vol. 608. — A111.
304. *Snodgrass H. B.* Magnetic rotation of the solar photosphere // *Astrophysical Journal*. — 1983. — July. — Vol. 270. — P. 288—299.
305. *Snodgrass H. B.* Separation of large-scale photospheric Doppler patterns // *Solar Physics*. — 1984. — Aug. — Vol. 94, no. 1. — P. 13—31.
306. *Snodgrass H. B., Ulrich R. K.* Rotation of Doppler Features in the Solar Photosphere // *Astrophysical Journal*. — 1990. — Mar. — Vol. 351. — P. 309.
307. *Solov'ev A. A., Kirichek E. A.* Force-free magnetic flux ropes: inner structure and basic properties // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — Aug. — Vol. 505, no. 3. — P. 4406—4416.
308. *Spruit H. C.* Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1981. — May. — Vol. 98. — P. 155—160.

309. *Spruit H. C., van Ballegooijen A. A.* Stability of toroidal flux tubes in stars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1982. — Feb. — Vol. 106, no. 1. — P. 58—66.
310. *Steenbeck M., Krause F.* On the Dynamo Theory of Stellar and Planetary Magnetic Fields. I. AC Dynamos of Solar Type // *Astronomische Nachrichten*. — 1969. — Jan. — Vol. 291. — P. 49—84.
311. *Steenbeck M., Krause F., Rädler K.* .-. Berechnung der mittleren Lorentz-Feldstärke für ein elektrisch leitendes Medium in turbulenter, durch Coriolis-Kräfte beeinflußter Bewegung // *Zeitschrift Naturforschung Teil A*. — 1966. — Apr. — Vol. 21. — P. 369.
312. *Stein R. F., Nordlund Å.* On the Formation of Active Regions // *Astrophysical Journal Letters*. — 2012. — July. — Vol. 753, no. 1. — P. L13.
313. *Strous L. H., Zwaan C.* Phenomena in an Emerging Active Region. II. Properties of the Dynamic Small-Scale Structure // *Astrophysical Journal*. — 1999. — Dec. — Vol. 527, no. 1. — P. 435—444.
314. *Sudar D.* et al. Steps towards a high precision solar rotation profile: Results from SDO/AIA coronal bright point data // *Astronomy and Astrophysics*. — 2015. — Mar. — Vol. 575. — A63.
315. *Suematsu Y.* et al. The Solar Optical Telescope of Solar-B (Hinode): The Optical Telescope Assembly // *Solar Physics*. — 2008. — June. — Vol. 249, no. 2. — P. 197—220.
316. *Sun X., Norton A. A.* Super-flaring Active Region 12673 Has One of the Fastest Magnetic Flux Emergence Ever Observed // *Research Notes of the American Astronomical Society*. — 2017. — Dec. — Vol. 1, no. 1. — P. 24.
317. *Sun Z.* et al. Magnetic helicity evolution during active region emergence and subsequent flare productivity // *Astronomy and Astrophysics*. — 2024. — June. — Vol. 686. — A148.
318. *Tanaka H., Enome S.* The Microwave Structure of Coronal Condensations and Its Relation to Proton Flares // *Solar Physics*. — 1975. — Jan. — Vol. 40, no. 1. — P. 123—131.

319. *Tanaka K.* Studies on a very flare-active δ group: Peculiar δ spot evolution and inferred subsurface magnetic rope structure // *Solar Physics*. — 1991. — Nov. — Vol. 136, no. 1. — P. 133—149.
320. *Tarr L. A.* et al. Quiescent Reconnection Rate Between Emerging Active Regions and Preexisting Field, with Associated Heating: NOAA AR 11112 // *Solar Physics*. — 2014. — Sept. — Vol. 289, no. 9. — P. 3331—3349.
321. *Thompson M. J.* et al. Differential Rotation and Dynamics of the Solar Interior // *Science*. — 1996. — May. — Vol. 272, no. 5266. — P. 1300—1305.
322. *Tlatov A. G.*, *Tlatova K. A.* Differential Rotation of Individual Sunspots and Pores // *Astrophysical Journal*. — 2024. — Dec. — Vol. 977, no. 1. — P. 110.
323. *Toriumi S.*, *Yokoyama T.* Numerical Experiments on the Two-step Emergence of Twisted Magnetic Flux Tubes in the Sun // *Astrophysical Journal*. — 2011. — July. — Vol. 735, no. 2. — P. 126.
324. *Toriumi S.*, *Yokoyama T.* Three-dimensional magnetohydrodynamic simulation of the solar magnetic flux emergence. Parametric study on the horizontal divergent flow // *Astronomy and Astrophysics*. — 2013. — May. — Vol. 553. — A55.
325. *Toriumi S.*, *Hayashi K.*, *Yokoyama T.* Statistical Analysis of the Horizontal Divergent Flow in Emerging Solar Active Regions // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Oct. — Vol. 794, no. 1. — P. 19.
326. *Toriumi S.*, *Hotta H.*, *Kusano K.* Convective Magnetic Flux Emergence Simulations from the Deep Solar Interior to the Photosphere: Comprehensive Study of Flux Tube Twist // *Astrophysical Journal*. — 2024. — Nov. — Vol. 975, no. 2. — P. 209.
327. *Toriumi S.* et al. Magnetic Properties of Solar Active Regions That Govern Large Solar Flares and Eruptions // *Astrophysical Journal*. — 2017. — Jan. — Vol. 834, no. 1. — P. 56.
328. *Török T.* et al. Distribution of Electric Currents in Solar Active Regions // *Astrophysical Journal Letters*. — 2014. — Feb. — Vol. 782, no. 1. — P. L10.

329. *Tripathy S.* Seismology of active regions: Current status and perspectives // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences.* — 2023. — Mar. — Vol. 10. — P. 1091777.
330. *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.
331. *Turmon M.* et al. Statistical Feature Recognition for Multidimensional Solar Imagery // *Solar Physics.* — 2010. — Apr. — Vol. 262, no. 2. — P. 277—298.
332. *Uitenbroek H.* Multilevel Radiative Transfer with Partial Frequency Redistribution // *Astrophysical Journal.* — 2001. — Aug. — Vol. 557, no. 1. — P. 389—398.
333. *Ulrich R. K., Tran T., Boyden J. E.* Photospheric Velocities Measured at Mt. Wilson Show Rotational and Poleward Velocity Deviations Compose the Torsional Oscillations // *Solar Physics.* — 2023. — Oct. — Vol. 298, no. 10. — P. 123.
334. *Ulrich R. K.* et al. Solar Rotation Measurements at MT. WILSON - Part Five // *Solar Physics.* — 1988. — Sept. — Vol. 117, no. 2. — P. 291—328.
335. *van Ballegooijen A. A.* The overshoot layer at the base of the solar convective zone and the problem of magnetic flux storage. // *Astronomy and Astrophysics.* — 1982. — Sept. — Vol. 113. — P. 99—112.
336. *van Driel-Gesztelyi L., Petrovay K.* Asymmetric flux loops in active regions, I // *Solar Physics.* — 1990. — Apr. — Vol. 126, no. 2. — P. 285—298.
337. *van Driel-Gesztelyi L., Green L. M.* Evolution of Active Regions // *Living Reviews in Solar Physics.* — 2015. — Dec. — Vol. 12, no. 1. — P. 1.
338. *Varsik J. R., Yang G.* Design of a telescope pointing and tracking subsystem for the Big Bear Solar Observatory New Solar Telescope // *Advanced Software and Control for Astronomy.* Vol. 6274 / ed. by H. Lewis, A. Bridger. — 06/2006. — 62741T. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
339. *Vasil G. M.* et al. The solar dynamo begins near the surface // *Nature.* — 2024. — May. — Vol. 629, no. 8013. — P. 769—772.

340. *Vemareddy P., Ambastha A., Maurya R. A.* On the Role of Rotating Sunspots in the Activity of Solar Active Region NOAA 11158 // *Astrophysical Journal*. — 2012. — Dec. — Vol. 761, no. 1. — P. 60.
341. *Vizoso G., Ballester J. L.* The north-south asymmetry of sunspots // *Astronomy and Astrophysics*. — 1990. — Mar. — Vol. 229, no. 2. — P. 540—546.
342. *Vögler A.* et al. Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Jan. — Vol. 429. — P. 335—351.
343. *Wang H.* et al. Strong Transverse Photosphere Magnetic Fields and Twist in Light Bridge Dividing Delta Sunspot of Active Region 12673 // *Research Notes of the American Astronomical Society*. — 2018. — Jan. — Vol. 2, no. 1. — P. 8.
344. *Wang Y. M., Nash A. G., Sheeley Jr. N. R.* Magnetic Flux Transport on the Sun // *Science*. — 1989. — Aug. — Vol. 245, no. 4919. — P. 712—718.
345. *Ward F.* Determination of the Solar-Rotation Rate from the Motion of Identifiable Features // *Astrophysical Journal*. — 1966. — Aug. — Vol. 145. — P. 416.
346. *Warnecke J.* et al. Bipolar region formation in stratified two-layer turbulence // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — May. — Vol. 589. — A125.
347. *Weart S. R.* The Birth and Growth of Sunspot Regions // *Astrophysical Journal*. — 1970. — Dec. — Vol. 162. — P. 987.
348. *Weber M. A., Fan Y., Miesch M. S.* Comparing Simulations of Rising Flux Tubes Through the Solar Convection Zone with Observations of Solar Active Regions: Constraining the Dynamo Field Strength // *Solar Physics*. — 2013. — Oct. — Vol. 287, no. 1/2. — P. 239—263.
349. *Weber M. A., Fan Y., Miesch M. S.* The Rise of Active Region Flux Tubes in the Turbulent Solar Convective Envelope // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Nov. — Vol. 741, no. 1. — P. 11.
350. *Weber M. A.* et al. Understanding Active Region Origins and Emergence on the Sun and Other Cool Stars // *Space Science Reviews*. — 2023. — Dec. — Vol. 219, no. 8. — P. 63.

351. *Wilson P. R.* et al. The extended solar activity cycle // *Nature*. — 1988. — June. — Vol. 333, no. 6175. — P. 748—750.
352. *Wöger F.*, *von der Lühe O.*, *Reardon K.* Speckle interferometry with adaptive optics corrected solar data // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Sept. — Vol. 488, no. 1. — P. 375—381.
353. *Wöhl H.* et al. A precise measurement of the solar differential rotation by tracing small bright coronal structures in SOHO-EIT images. Results and comparisons for the period 1998-2006 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Sept. — Vol. 520. — A29.
354. *Woods T. N.* et al. Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO): Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments // *Solar Physics*. — 2012. — Jan. — Vol. 275, no. 1/2. — P. 115—143.
355. *Xiang N. B.*, *Qu Z. N.* Ensemble Empirical Mode Decomposition of the Magnetic Field of the Sun as a Star // *Astronomical Journal*. — 2016. — Mar. — Vol. 151, no. 3. — P. 76.
356. *Yang G.* et al. The telescope control system of the New Solar Telescope at Big Bear Solar Observatory // *Advanced Software and Control for Astronomy*. Vol. 6274 / ed. by H. Lewis, A. Bridger. — 06/2006. — 62741Y. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
357. *Yang S.*, *Zhang H.*, *Büchner J.* Magnetic helicity accumulation and tilt angle evolution of newly emerging active regions // *Astronomy and Astrophysics*. — 2009. — July. — Vol. 502, no. 1. — P. 333—340.
358. *Yang S.* et al. Block-induced Complex Structures Building the Flare-productive Solar Active Region 12673 // *Astrophysical Journal Letters*. — 2017. — Nov. — Vol. 849, no. 2. — P. L21.
359. *Zappala R. A.*, *Zuccarello F.* Angular velocities of sunspot-groups and solar photospheric rotation // *Astronomy and Astrophysics*. — 1991. — Feb. — Vol. 242, no. 2. — P. 480—487.

360. *Zhao J.* Image Curvature Correction and Cosmic Removal for High-Throughput Dispersive Raman Spectroscopy // Applied Spectroscopy. — 2003. — Nov. — Vol. 57, no. 11. — P. 1368—1375.
361. *Zhukova A. V., Abramenco V. I., Suleymanova R. A.* Comparative Features of the North–South Asymmetry of Solar Activity According to Data on the Number and Magnetic Fluxes of Active Regions of Different Magnetic Morphology in the 23rd and 24th Cycles // Geomagnetism and Aeronomy. — 2024. — Dec. — Vol. 64, no. 7. — P. 1004—1013.
362. *Zhukova A.* et al. A Catalog of Bipolar Active Regions Violating the Hale Polarity Law, 1989 - 2018 // Solar Physics. — 2020. — Dec. — Vol. 295, no. 12. — P. 165.
363. *Zimovets I. V., Sharykin I. N.* Models for Short-Term Forecast of Maximum X-ray Class of Solar Flares Based on Magnetic Energy of Active Regions // Geomagnetism and Aeronomy. — 2024. — Oct. — Vol. 64, no. 5. — P. 603—614.
364. *Zirin H., Liggett M. A.* Delta spots and great flares // Solar Physics. — 1987. — Jan. — Vol. 113, no. 1/2. — P. 267—283.
365. *Zuccarello F.* Influence of the lifetime parameter on the rotation rate of sunspots // Astronomy and Astrophysics. — 1993. — May. — Vol. 272. — P. 587.
366. *Zwaan C.* The Emergence of Magnetic Flux // Solar Physics. — 1985. — Oct. — Vol. 100. — P. 397.
367. *Zwaan C., Brants J. J., Cram L. E.* High Resolution Spectroscopy of Active Regions - Part One - Observing Procedures // Solar Physics. — 1985. — Jan. — Vol. 95, no. 1. — P. 3—14.
368. *Абраменко В. И., Гопасюк С. И.* Система электрических токов и структура магнитного поля активной области // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 1987. — Янв. — Т. 76. — С. 163.
369. *Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б.* Эволюция активной области, ее токовых систем и вспышечная активность // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 1988. — Янв. — Т. 78. — С. 163.

370. *Головко А. А.* Emerging flux regions with rapid evolution. I. The “magnetic flux-lifetime” diagram. // Бюллентень солнечные данные Академии Наук СССР. — 1986. — Янв. — Т. 1986. — С. 48—53.
371. *Колмогоров А.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Доклады Академии наук СССР. — 1941. — Янв. — Т. 30. — С. 301—305.
372. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца: I. Метод и инструмент // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 1982. — Т. 65. — С. 3—34.
373. *Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А.* Роль фонового магнитного поля и полей активных областей и пятен в общем магнитном поле Солнца // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 1977. — Янв. — Т. 56. — С. 75—83.
374. *Северный А. Б.* Башенный солнечный телескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 1955. — Т. 15. — С. 31—53.